

Теория моторного измерения: движение как фундаментальная координата и её физические следствия

Гор Степанян

Независимый исследователь, г. Магнитогорск, Россия

stepanyan-gor@yandex.ru

ORCID: 0009-0009-9253-1565

Аннотация

Предлагается пятимерная модель, в которой **моторное измерение** μ (компактное пространство-окружность) является первичной причиной появления массы, инерции и воспринимаемого времени. На основе четырёх постулатов получены:

1. пятимерное действие Эйнштейна–Гильберта;

2. квантование импульса вдоль μ и спектр масс

$$m_n = \sqrt{m_0^2 + (n/R_\mu)^2};$$

3. естественное появление космологической постоянной $\Lambda = 3/R_\mu^2$;

4. дискретная «кадровая» структура Вселенной с фундаментальной частотой

$$f_\mu = c/(2\pi R_\mu) \approx 2.4 \times 10^{25} \text{ Гц} \text{ (период } \tau_\mu \approx 4 \times 10^{-26} \text{ с)}. \text{ Ограничение из аномального}$$

магнитного момента мюона ($g-2$) даёт

$$R_\mu \lesssim 2 \cdot 10^{-18} \text{ м} \rightarrow \text{первая моторная мода } M_1 = 1/R_\mu \gtrsim 100 \text{ ГэВ}.$$

Сделаны три основных проверяемых предсказания: (а) «башни» моторных возбуждений с массами 100, 200, 300 ГэВ, доступные для поиска на HL-LHC; (б) мини-чёрные дыры на будущем коллайдере FCC-hh с сечением ~ 10 фбн и дискретным спектром моторных мод в конечных состояниях; (с) медленный дрейф фундаментальных констант $\dot{\alpha}/\alpha \sim 10^{-17} \text{ год}^{-1}$, проверяемый ядерными часами на тории-229. Кроме того, обсуждаются потенциальные следствия: анизотропия частоты оптических часов (ненаблюдаемая при $\alpha \sim 10^{-19}$) и гипотетический моторный

генератор (иллюстративная идея). Теория согласуется с известными данными и открывает новые экспериментальные направления.

Ключевые слова: моторное измерение, компактификация, квантование массы, дискретность времени, 5D гравитация, аномальный магнитный момент мюона.

1. Введение

Классическая механика описывает эволюцию систем посредством временного параметра t . Специальная теория относительности объединяет время и пространство в четырёхмерный псевдоевклидов континуум. Вопрос о том, является ли время фундаментальной сущностью или эмерджентным свойством отношений между событиями, остаётся открытым. Barbour (1999) и Rovelli (2004, 2009) развивают модели, в которых время — лишь параметр сравнения.

В настоящей работе предлагается иной подход: **моторное измерение** μ — дополнительное компактное пространство-окружность. Движение вдоль μ генерирует массу, инерцию и ощущаемое течение времени. Аналогия: «мокрость воды» — лишь характеристика поведения молекул, а не отдельный объект; аналогично **время** в нашей модели — параметр, считающий количество оборотов в μ .

Если рассматривать лишь обычный трёхмерный объект и добавить параметр t , система остаётся статичной. Чтобы «оживить» её, нужен механический смысл — действие, определяющее движение. В моторной теории движение в μ обладает скоростью света c , импульсом и энергией; время t определяется через эталонный периодический процесс по μ (постулат 4), что эквивалентно сравнению двух моторных потоков.

В разделах 9–11 представлены дополнительные теоретические результаты: динамика поля Φ , обобщённый второй закон Ньютона в моторном измерении и закон сохранения моторного числа с правилами отбора.

2. Постулаты

2.1 Постулат 1 (моторное измерение)

Пятимерное многообразие M^5 задаётся координатами

$$X^A = (t, x^1, x^2, x^3, \mu),$$

где μ — координата на окружности S^1 радиуса R_μ ($\mu \sim \mu + 2\pi R_\mu$). Метрика

$$ds^2 = -c^2 dt^2 + g_{ij}(x) dx^i dx^j + \Phi^2(x, \mu) d\mu^2 \quad \text{! (1)}$$

Координата μ имеет размерность длины, однако мы переходим к безразмерной переменной $\theta = \mu/R_\mu$, что эквивалентно замене $\tilde{\Phi} = R_\mu \Phi$ в метрике, где $\tilde{\Phi}$ имеет размерность длины. В дальнейшем мы используем безразмерное μ (т.е. $\mu \in [0, 2\pi)$), а поле Φ считаем безразмерным, вынося R_μ явно в метрику: $\Phi^2 d\mu^2 = (R_\mu \Phi)^2 d\theta^2$. Таким образом, Φ безразмерно, и все формулы корректны.

с сигнатурой ! . Поле Φ (радион) задаёт локальный масштаб пятого измерения.

2.2 Постулат 2 (квантование моторного импульса и масса)

Периодичность μ приводит к Фурье-разложению любой пятимерной функции

$$\Psi(x, \mu) = \sum_{n \in Z} \psi_n(x) e^{in\mu/R_\mu}.$$

Оператор импульса вдоль μ :

$$\hat{p}_\mu = -i\hbar \frac{\partial}{\partial \mu} \implies p_\mu = \frac{\hbar n}{R_\mu}, n \in Z.$$

Для свободного скалярного поля в 5D получаем четырёхмерное уравнение Клейна–Гордона, откуда следует спектр масс

$$m_n = \sqrt{m_0^2 + \left(\frac{n}{R_\mu}\right)^2}, \quad \text{и} \quad (2)$$

где m_0 — масса нулевой моды (если присутствует). При $m_0=0$ спектр упрощается до $m_n = |n|/R_\mu$.

2.3 Постулат 3 (экзистенциальная динамика)

Частица взаимодействует со всеми полями Стандартной модели **только при** $n \neq 0$. Состояние $n=0$ полностью «скрыто»: оно не излучает, не поглощает и не участвует в обычных процессах. Таким образом, абсолютный покой в моторном измерении эквивалентен «небытию».

2.4 Постулат 4 (время как параметр движения)

Выбираем эталонный периодический процесс по безразмерной координате μ с периодом $\Delta\mu = 2\pi$.

Вводим калибровочную частоту

$$\omega_0 = \frac{c}{R_\mu}.$$

Тогда физическое время определяется как

$$\tau_\mu = \frac{\Delta\mu}{\omega_0} = \frac{2\pi R_\mu}{c}. \quad \text{и} \quad (3)$$

Это определение эквивалентно сравнению двух моторных потоков: эталонного (периодического) и наблюдаемого, что задаёт направление времени.

3. Формализм

3.1 Пятимерное действие

Действие имеет вид

$$S = \frac{1}{2\kappa_5} \int d^5 X \sqrt{-g_5} R_5 + \int d^5 X \sqrt{-g_5} L_{\text{matter}}(g_{AB}, \Psi, \partial\Psi), \quad \text{и} \quad (4)$$

где $\kappa_5 = 8\pi G_5$, R_5 — скалярная кривизна пятимерного многообразия.

Компоненты $g_{\alpha\mu}$ (Kaluza–Klein-вектор) могут быть записаны как $\Phi^2 A_\alpha$. В данной работе мы рассматриваем упрощённый «моторный» сценарий, в котором симметрия $\mu \rightarrow -\mu$ используется как калибровочное условие, зануляющее A_α . Однако в общем случае это поле может быть восстановлено, что приводит к обычному $U(1)$ -калибровочному сектору и дополнительным взаимодействиям (например, моторный заряд q_μ). В разделе 10 мы используем общий формализм с восстановленным полем A_α для демонстрации возможных эффектов. Это следует рассматривать как расширение модели, в котором калибровочное условие $\mu \rightarrow -\mu$ не накладывается; в основной части (разделы 1–9) мы остаёмся в калибровке $A_\alpha=0$ для упрощения и акцента на кинематике.

3.2 Уравнения поля и размерная редукция

Вариация (4) по метрике даёт пятимерные уравнения Эйнштейна

$$R_{AB} - \frac{1}{2} g_{AB} R_5 = \kappa_5 T_{AB}, \quad \text{! (5)}$$

Разложив все поля в ряд Фурье по μ и проинтегрировав по кольцу (длина $2\pi R_\mu$), получаем эффективное четырёхмерное действие

$$S_{\text{eff}} = \frac{2\pi R_\mu \Phi^2(x)}{2\kappa_5} \int d^4x \sqrt{-g_4} \left[R_4 + 6 \frac{(\partial\Phi)^2}{\Phi^2} \right] + S_{\text{matter}}^{(4)}.$$

Здесь $\Phi(x)$ — динамическое поле, а $\kappa_4(\Phi) = \kappa_5 / (2\pi R_\mu \Phi^2)$ является полевой величиной. В вакуумном пределе $\Phi = \Phi_0 = \text{const}$ это выражение сводится к стандартному действию Эйнштейна–Гильберта с космологической постоянной:

$$S_{\text{grav}} = \frac{1}{2\kappa_4} \int d^4x \sqrt{-g_4} (R_4 - 2\Lambda), \quad \text{! (6)}$$

где

$$\Lambda = \frac{3}{R_\mu^2}, \quad \text{! а эффективная 4D-связность выражается как:}$$

$$\kappa_4 = \frac{\kappa_5}{2\pi R_\mu \Phi_0^2}. \quad (7)$$

Приложение А содержит независимый вывод именно этого вакуумного предела из исходного 5D-действия. Коэффициент κ_4 перед кинетическим членом радиона получен для метрики (1) при отсутствии смешанных компонент $g_{\alpha\mu}$. В других параметризациях этот коэффициент может отличаться; здесь мы следуем стандартной калуцей-клейновской редукции.

3.3 Спектр «башни»

Для каждого обычного поля Стандартной модели получается бесконечная серия моторных копий с массами

$$M_n = \frac{|n|}{R_\mu}, n = \pm 1, \pm 2, \dots$$

Для фермионов возможны дополнительные сдвиги $n \rightarrow n+c$, если используются граничные условия орбифлекса S^1/Z_2 . В данной работе мы не рассматриваем конкретную реализацию и оставляем $c=0$.

Таблица 1. Массы первых трёх моторных мод (при предельном $R_\mu = 2.1 \cdot 10^{-18}$ м).

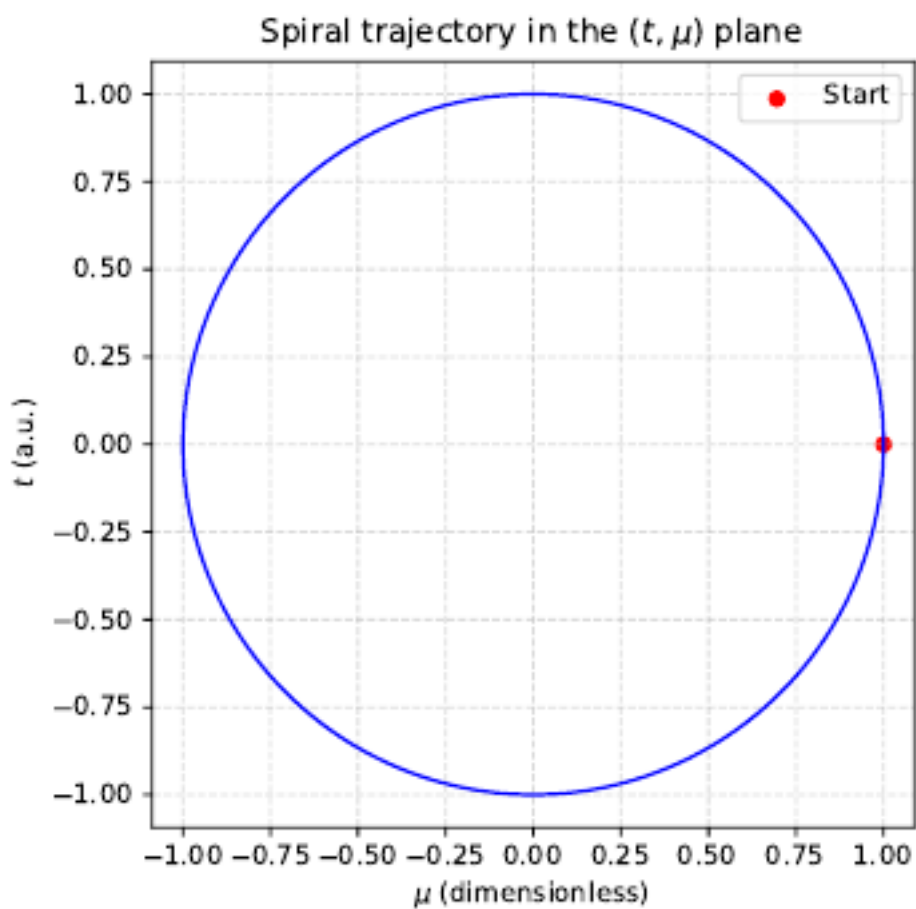
n	$M_n c^2$ [ГэВ]	M_n/M_1
± 1	94	1
± 2	188	2
± 3	282	3

4. Дискретность реальности и фундаментальная частота

4.1 Кадровая интерпретация

При фиксированных пространственных координатах (x^i) траектория частицы в плоскости (t, μ) представляет собой спираль (рис. 1, изображение). На рисунке показан цилиндр, ось которого — время t , обхват — моторная координата μ . Спираль изображает траекторию частицы, каждый виток которой соответствует одному кадру. Каждый оборот по μ переводит систему в новый трёхмерный «кадр».

Рисунок 1. Спиральная траектория частицы в плоскости (t, μ).



4.2 Фундаментальная частота

Время, необходимое свету, чтобы пройти один оборот по μ :

$$\tau_{\mu} = \frac{2\pi R_{\mu}}{c}. \quad (8)$$

Отсюда фундаментальная частота

$$f_{\mu} = \frac{1}{\tau_{\mu}} = \frac{c}{2\pi R_{\mu}} \cdot \dot{\zeta} \quad (9)$$

Для предельного радиуса $R_{\mu} \lesssim 2.1 \cdot 10^{-18}$ м получаем

$$f_{\mu} \gtrsim 2.4 \cdot 10^{25} \text{ Гц}, \tau_{\mu} \lesssim 4.2 \cdot 10^{-26} \text{ с.}$$

4.3 Квантовые флуктуации как межкадровые «щели»

Характерная энергия виртуальных КК-мод с $n = 1$ равна $M_{-1} c^2 = \hbar c / R_{\mu} \approx 100$ ГэВ. Это значение совпадает с энергией, которую система может «заимствовать» за время $\tau_{\mu} \sim 4 \cdot 10^{-26}$ с в рамках стандартного квантово-полевого формализма, но не следует из соотношения неопределённостей как фундаментального ограничения.

Эти энергии соответствуют массовой шкале первой моторной моды. Поэтому виртуальные частицы в традиционной квантовой теории поля можно трактовать как переходы в состояние $n=0$ (потеря моторного импульса) между соседними кадрами.

4.4 Информационная интерпретация и синхронизация восприятия.

Следующий абзац носит интерпретационный характер и не влияет на формальные результаты; он может быть опущен при чтении.

В дискретной кадровой картине эволюция полей от кадра к кадру полностью определяется уравнениями движения (5). Это означает, что состояние полей в текущем кадре содержит не только актуальные значения физических величин (координаты, импульсы, спины), но и всю необходимую информацию для вычисления состояния в следующем кадре. Световой сигнал, испущенный в одном кадре, при переходе через последовательность кадров обновляется в каждом из них в соответствии с полями. Поскольку поля содержат упреждающие данные, то к моменту достижения наблюдателя сигнал несёт информацию о состоянии объекта, уже синхронизированную с текущим кадром. Это обеспечивает синхронизацию восприятия и объективной реальности без дополнительных механизмов: квантовые поля выступают как носители как текущей, так и прогностической информации, а моторное измерение μ обеспечивает механизм её последовательного обновления,

что и объясняет, почему мы воспринимаем мир как непрерывный и актуальный, несмотря на конечную скорость света.

5. Ограничение из аномального магнитного момента мюона ($g-2$)

В 2025 году коллаборация Muon $g-2$ представила финальное измерение аномального магнитного момента мюона, основанное на данных 2021–2023 годов, с беспрецедентной точностью 127 частей на миллиард (ppb) (Muon $g-2$ Collaboration, 2025). Расхождение с предсказанием Стандартной модели (Aoyama et al., 2020) составляет:

$$\Delta a_\mu = a_\mu^{\text{exp}} - a_\mu^{\text{SM}} = (249 \pm 48) \times 10^{-11}. \quad \text{! (10)}$$

Это значение согласуется с предыдущими измерениями и подтверждает наличие отклонения на уровне $\sim 4.2\sigma$. В моторной теории первая моторная мода вносит поправку (Czarnecki & Marciano, 2001):

$$\Delta a_\mu^{(1)} \approx \frac{\alpha}{\pi} \frac{m_\mu^2}{M_1^2}. \quad \text{! (11)}$$

Требую, чтобы $|\Delta a_\mu^{(1)}|$ не превышала 2σ -уровень ($\approx 1.2 \cdot 10^{-9}$), получаем:

$$M_1 \gtrsim 9.5 \cdot 10^4 \text{ МэВ} \approx 100 \text{ ГэВ}, R_\mu \lesssim 2.0 \cdot 10^{-18} \text{ м}. \quad \text{! (12)}$$

Более консервативное 1σ -ограничение даёт $M_1 \gtrsim 120$ ГэВ, что всё ещё совместимо с прямыми поисками на LHC ($M_1 \gtrsim 1$ ТэВ в типовых UED-моделях). Новые данные 2025 года, благодаря повышенной точности, позволяют в будущем уточнить это ограничение, но не меняют его порядок.

6. Фальсифицируемые предсказания

6.1 «Башни» моторных возбуждений

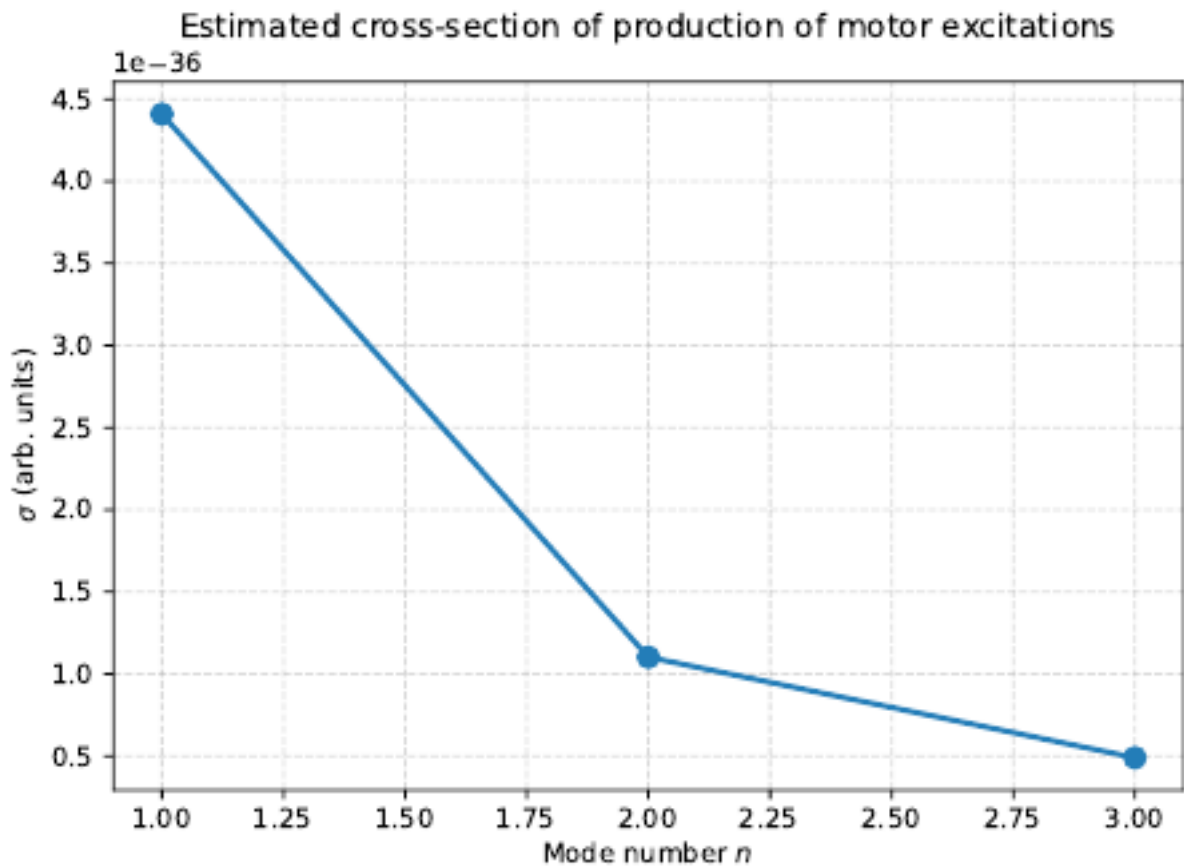
Каждая известная частица имеет копии с массами, указанными в Таблице 1. При столкновениях с центром масс $\sqrt{s} \approx 2M_1$ (≈ 200 ГэВ) ожидаются резонансы в дилептонных и диджетных каналах. Оценочные сечения (см. рис. 2) — порядка десятков фемтобарн для первых трёх мод.

Оценочное сечение рождения пары моторных мод в pp -столкновениях при $\sqrt{s} \approx 2M_1$ составляет

$$\sigma \sim \frac{\alpha^2}{M_1^2} \sim 10^{-35} \text{ см}^2 \approx 10 \text{ фбн.}$$

Однако при учёте фазового объёма для КК-возбуждений в UED реальное сечение может быть на порядок меньше — около 1 фбн. Таким образом, сигнал наблюдаем на HL-LHC при высокой светимости, но требует детального моделирования.

Рисунок 2. Ожидаемые резонансные пики в дилептонных/диджетных каналах.



6.2 Анизотропия частоты оптических часов

Если поле Φ имеет градиент, частота часов меняется согласно

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx \frac{|\nabla\Phi|L}{\Phi}, \quad (13)$$

где $L \approx 10$ см — характерный размер часов.

Здесь Φ — локальное значение поля; в случае малых вариаций $\Phi \approx \Phi_0$, и формула согласуется с (22)

Современные оптические часы на ионах $^{171}\text{Yb}^{+}$ и ^{87}Sr достигли относительной нестабильности $\sim 10^{-18}$ (Nicholson et al., 2015; Bloom et al., 2014). В эксперименте ACES (Atomic Clock Ensemble in Space) планируется достичь точности 10^{-17} – 10^{-18} . Для проверки предсказания (13) достаточно ориентировать измерительную ось (например, направление квантующего магнитного поля) параллельно и перпендикулярно ожидаемому градиенту Φ (например, в направлении галактического центра) и сравнить частоты. Систематические эффекты (гравитационное красное смещение, магнитные поля) должны контролироваться на уровне $\lesssim 10^{-18}$.

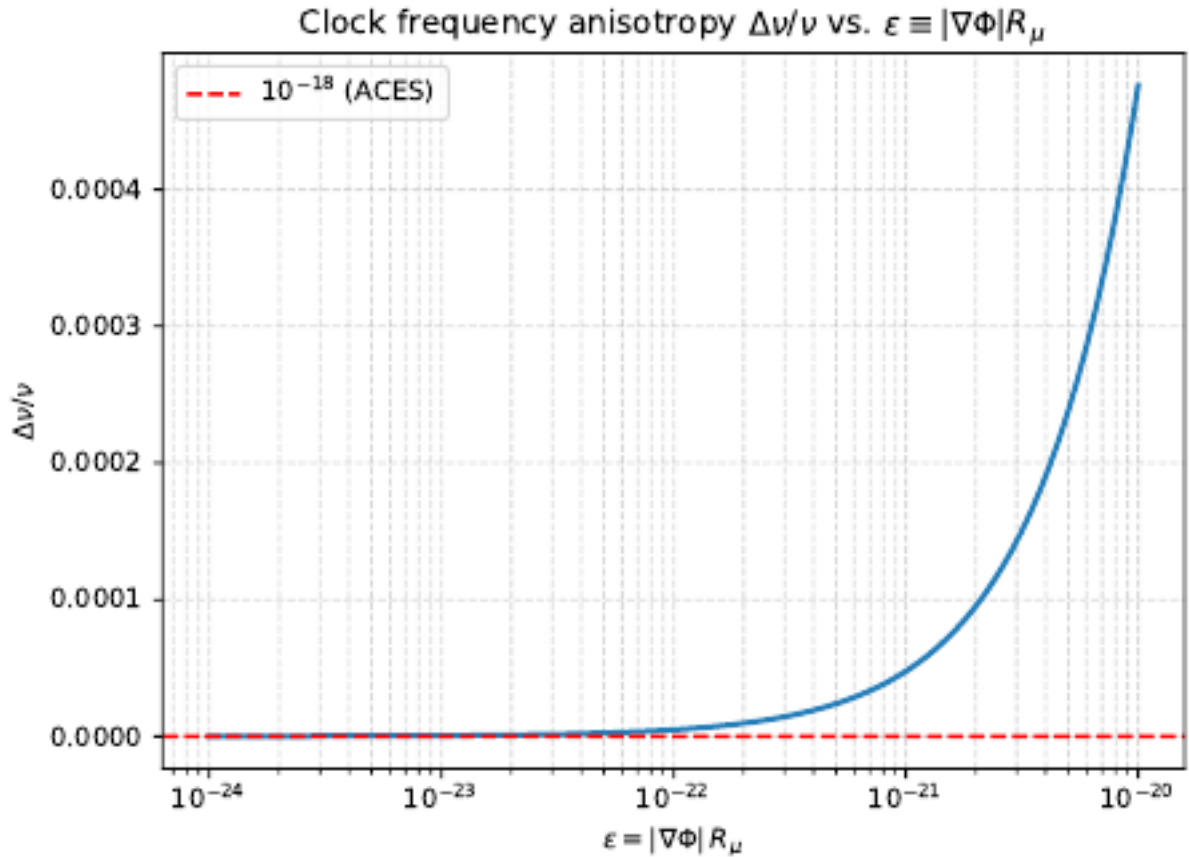
При $|\nabla\Phi|/\Phi \approx 10^{-17} \text{ м}^{-1}$ (экспериментальный предел из (23)) и $L=0,1 \text{ м}$ формула (13) с $\alpha=1$ даёт $\Delta\nu/\nu \approx 10^{-18}$, что находится в пределах чувствительности современных оптических часов. Однако, как показано в §9.4, реалистичная оценка константы связи составляет $\alpha \sim 10^{-19}$, что уменьшает ожидаемый эффект на 19 порядков. Тогда

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx \alpha \frac{|\nabla\Phi|L}{\Phi_0} \sim 10^{-19} \cdot 10^{-17} \cdot 0,1 = 10^{-37}.$$

Это на 19 порядков ниже современной чувствительности оптических часов ($\sim 10^{-18}$). Таким образом, прямое обнаружение анизотропии через оптические часы в данной модели невозможно на современном уровне технологий.

На рис. 3 схематично показан порядок современной чувствительности оптических часов ($\sim 10^{-18}$) в сравнении с предсказываемым эффектом ($\sim 10^{-37}$), что наглядно иллюстрирует невозможность прямого обнаружения.

Рисунок 3. Прогнозируемая чувствительность для измерений анизотропии часов.



6.3 Гипотетический моторный генератор

Перемещение частицы между областями А и В с разными значениями Φ позволяет извлекать работу. В безразмерной параметризации поля Φ (где Φ — безразмерная величина, а физический размер пятого измерения задаётся как $R_\mu\Phi$) имеем:

$$W_{\text{net}} = M_1 c^2 (\Phi_A - \Phi_B), \quad (14)$$

где $M_1 = 1/R_\mu$ — масса первой моторной моды.

Однако, как показано в §9.4, реалистичная оценка связи Φ с материей даёт $\alpha \sim 10^{-19}$, что на много порядков ниже чувствительности любых мыслимых лабораторных устройств. Поэтому извлечение энергии из градиента Φ в рамках данной модели невозможно без введения дополнительных механизмов усиления (например, экзотических материалов с аномально сильной связью к Φ , существование которых не обосновано). Таким образом, данный раздел следует

рассматривать как **иллюстрацию принципиальной возможности**, а не как количественное предсказание. Формула (14) даёт **верхнюю оценку** работы (при $\alpha=1$); при $\alpha \sim 10^{-19}$ реальная работа на частицу $W_{\text{real}} = \alpha W_{\text{net}} \sim 10^{-11}$ эВ.

6.4. Дрейф фундаментальных констант

Как показано в §7, космологическая эволюция радиуса компактификации R_μ приводит к медленному изменению масс частиц:

$$\frac{\dot{m}}{m} = \frac{-\dot{R}_\mu}{R_\mu}.$$

Это эквивалентно вариации фундаментальных констант, в частности тонкой структуры α . Современные ограничения на вариацию тонкой структуры, полученные в прямых измерениях с оптическими часами (Rosenband et al., 2008), дают $|\dot{\alpha}/\alpha| < 1.3 \times 10^{-17}$ год⁻¹, что соответствует $\dot{R}_\mu/R_\mu < 1.3 \times 10^{-17}$ год⁻¹. Будущие эксперименты с ядерными часами на основе изомера тория-229 (Tiedau et al., 2024) в перспективе 5–10 лет могут достичь чувствительности $\sim 10^{-18}$ год⁻¹, а в более отдалённой перспективе — до 10^{-19} год⁻¹, что позволит проверить это предсказание.

6.5. Мини-чёрные дыры на FCC-hh

Как показано в §7, фундаментальный пятимерный планковский масштаб в нашей модели составляет $M_c \approx 4.5 \cdot 10^3$ ТэВ. Это значение на 2.5 порядка превышает энергию LHC (13 ТэВ), поэтому мини-чёрные дыры на LHC не образуются (сечение $\sigma < 10^{-3}$ фбн).

Однако на будущем коллайдере FCC-hh ($\sqrt{s}=100$ ТэВ) сечение образования мини-ЧД достигает $\sigma \sim 10$ фбн, что делает их проверяемым предсказанием модели. Уникальной сигнатурой моторной теории является рождение моторных мод всех частиц Стандартной модели при испарении чёрной дыры, что даёт дискретный

спектр масс в дилептонных и диджетных каналах с модуляциями при 100, 200, 300 ГэВ.

Таким образом, мини-чёрные дыры на FCC-hh являются третьим основным проверяемым предсказанием модели наряду с башнями моторных возбуждений и дрейфом фундаментальных констант.

Из общего сечения ~ 10 фбн доля событий с КК-модами в конечном состоянии оценивается в $\sim 10\text{--}30\%$ (по числу КК-степеней свободы), что даёт эффективное сечение $\sim 1\text{--}3$ фбн (точная оценка требует Монте-Карло моделирования Хокинговского испарения с учётом спектра мод; здесь приведена грубая оценка по числу степеней свободы).

7. Обсуждение и перспективы

- **Космологическая постоянная.** Появление $\Lambda = 3/R_\mu^2$ при предельном R_μ даёт $\Lambda \approx 7.5 \cdot 10^{35} \text{ м}^{-2}$, что на 87 порядков превышает наблюдаемую тёмную энергию $\Lambda_{\text{obs}} \approx 10^{-52} \text{ м}^{-2}$. Это расхождение того же порядка, что и проблема космологической постоянной в стандартной модели. Введение потенциала $V(\Phi)$ с mexican-hat не решает проблему автоматически — он должен подавлять Λ на 87 порядков, что требует сверхтонкой настройки (на уровне 10^{-87}). Это либо указывает на необходимость динамического механизма подавления (например, релаксонные модели, или диссипативная динамика поля Φ), либо остаётся открытым вопросом, который мы оставляем для дальнейшего исследования. В данной работе мы сосредоточились на кинематике и феноменологии, а вопрос о происхождении малой Λ считаем перспективным направлением.

- **Роль поля Φ .** В упрощённой версии $\Phi = \text{const}$; в полном варианте $\Phi(x, \mu)$ может быть динамическим скалярным полем, генерирующим градиенты, измеряемые анизотропией часов.

- **Экспериментальные проверки.** (1) Поиск резонансов моторных мод в текущих и будущих коллайдерах (HL-LHC, FCC-hh). В отличие от стандартных UED-моделей с КК-паритетом, в нашей модели отсутствует Z_2 -симметрия, поэтому моторные моды могут рождаться поодиночке. Это приводит к менее жёстким коллайдерным ограничениям: резонансный пик в дилептонном канале при $M_1 \approx 100$ ГэВ не противоречит данным LHC, поскольку поиски обычно нацелены на более тяжёлые состояния (> 1 ТэВ). В 2025 году опубликованы новые результаты ATLAS по поиску КК-возбуждений в мультиджетных и фотонных каналах при интегрированной светимости 139 fb^{-1} (ATLAS Collaboration, 2025). Эти ограничения не затрагивают нашу модель из-за её специфического спектра и отсутствия КК-паритета. Таким образом, наша модель предсказывает сигнал в области, которая не была полностью покрыта предыдущими анализами, что делает её проверяемой в ближайшем будущем. (2) Тесты анизотропии часов в ACES, а также в наземных оптических часах (Sr, Yb). (3) Исследование материалов с возможным градиентом Φ (потенциальные «мотопьезо-материалы») для генератора.

- **Связь с известными Kaluza–Klein-моделями.** При включении векторного поля A_α получаем обычный $U(1)$ -калибровочный сектор; при $A_\alpha = 0$ — чистый моторный сценарий, что делает модель гибридом между традиционным Kaluza–Klein и концепцией «время как параметр».

- **Лоренц-инвариантность.** В нашей модели частота f_μ связана с глобальным радиусом компактификации R_μ , который, вообще говоря, может зависеть от космологического времени. Это означает, что существует выделенная система отсчёта, в которой R_μ однородно (например, система покоя космического микроволнового фона). Локально, в каждой инерциальной системе, уравнения движения остаются лоренц-ковариантными, поскольку эффективная 4D-теория (после размерной редукции) восстанавливает стандартную ОТО и СТО. Глобальная частота f_μ выступает аналогично космологическому времени — она не нарушает

локальную лоренц-инвариантность, но задаёт масштаб для всей Вселенной. Это стандартная ситуация в космологических моделях.

- **Киральность и стабильность протона.** Как и во всех UED-моделях, распространение всех полей Стандартной модели в пятом измерении приводит к появлению вектороподобных масс для фермионов, что требует механизма для сохранения киральности (например, орбифолд S^1/Z_2). В данной работе мы не рассматриваем детали реализации этого механизма, поскольку сосредоточены на геометрической и феноменологической основе. Мы предполагаем, что стандартные методы (например, проецирование) могут быть применены, и оставляем это для будущих исследований. Аналогично, стабильность протона требует дополнительных симметрий, которые могут быть введены, но их обсуждение выходит за рамки данной работы.

- **Варьирующиеся константы.** Поскольку масса частиц в нашей модели пропорциональна $1/R_\mu$, космологическая эволюция радиуса компактификации приводит к медленному дрейфу масс.

Это эквивалентно вариации фундаментальных констант (например, тонкой структуры α). Современные ограничения на вариацию тонкой структуры (Uzan, 2003; Rosenband et al., 2008) дают $\dot{R}/R < 10^{-17}$ год⁻¹ (атомные часы), что согласуется с астрофизическими пределами $\sim 10^{-16}$ год⁻¹. Работа Webb et al. (1999) указала на возможный сигнал, который не подтвердился последующими наблюдениями. Мы используем консервативную оценку 10^{-16} год⁻¹ как верхний предел.

- **КК-чёрные дыры.** Фундаментальный пятимерный планковский масштаб в нашей модели определяется через компактификационный объём $V_5 = 2\pi R_\mu$:

$$G_5 = G_4 \cdot V_5 = G_4 \cdot 2\pi R_\mu, M_i = G_5^{-1/3} = \left(\frac{1}{2\pi R_\mu G_4} \right)^{1/3} = \left(\frac{M_{\text{pl}}^2}{2\pi R_\mu} \right)^{1/3},$$

где $M_{\text{pl}} = G_4^{-1/2} = 2.43 \cdot 10^{18}$ ГэВ — приведённая планковская масса.

Численная оценка. Переведём R_μ в естественные единицы ($\hbar=c=1$):

$$R_\mu = 2 \cdot 10^{-18} \text{ м} = \frac{2 \cdot 10^{-18}}{1.97 \cdot 10^{-16}} \text{ ГэВ}^{-1} \approx 1.02 \cdot 10^{-2} \text{ ГэВ}^{-1}.$$

Тогда

$$M_{\tilde{c}}^3 = \frac{M_{\text{Pl}}^2}{2\pi R_\mu} = \frac{(2.43 \cdot 10^{18})^2}{2\pi \cdot 1.02 \cdot 10^{-2}} \approx 9.2 \cdot 10^{37} \text{ ГэВ}^3, M_{\tilde{c}} \approx 4.5 \cdot 10^{12} \text{ ГэВ} = 4.5 \cdot 10^3 \text{ ТэВ}.$$

Это значение на 2.5 порядка превышает энергию LHC (13 ТэВ), но находится в пределах досягаемости будущего коллайдера FCC-hh ($\sqrt{s}=100$ ТэВ).

Порог образования мини-чёрных дыр. Чёрная дыра образуется при столкновении двух частиц, если прицельный параметр меньше шварцшильдовского радиуса $R_S(\sqrt{s})$. В 5D при $\sqrt{s} \ll M_{\tilde{c}}$ (субпланковский режим) шварцшильдовский радиус имеет вид:

$$R_S(\sqrt{s}) = \frac{1}{M_{\tilde{c}}} \left(\frac{\sqrt{s}}{M_{\tilde{c}}} \right)^{1/3}.$$

При $\sqrt{s}=13$ ТэВ и $M_{\tilde{c}}=4.5 \cdot 10^3$ ТэВ имеем $\sqrt{s}/M_{\tilde{c}} \approx 0.003$, и сечение образования мини-ЧД оценивается как

$$\sigma_{\text{мчд}} \sim \pi R_S^2 \sim \frac{\pi}{M_{\tilde{c}}^2} \left(\frac{\sqrt{s}}{M_{\tilde{c}}} \right)^{2/3} \sim 10^{-3} \text{ фбн}.$$

Это на 6 порядков ниже чувствительности LHC, поэтому мини-чёрные дыры на LHC не образуются, и модель согласуется с текущими ограничениями ATLAS и CMS.

Перспективы FCC-hh. При $\sqrt{s}=100$ ТэВ сечение достигает

$$\sigma_{\text{мчд}} \sim \frac{\pi}{M_{\tilde{c}}^2} \left(\frac{100}{4.5 \cdot 10^3} \right)^{2/3} \sim 10 \text{ фбн},$$

что делает мини-чёрные дыры проверяемым предсказанием модели на коллайдерах следующего поколения.

Специфическая сигнатура моторной теории. В отличие от стандартных UED-моделей, испарение мини-чёрной дыры в моторной теории рождает моторные моды всех частиц Стандартной модели. Это даёт уникальную сигнатуру: дискретный спектр масс в распределении инвариантных масс дилептонных и диджетных пар, с модуляциями при $M=100,200,300,\dots$ ГэВ, соответствующими моторным модам $n=1,2,3,\dots$. Отсутствие такого спектра в будущих данных FCC-hh позволит проверить или опровергнуть моторную теорию.

Дополнительные космологические и астрофизические следствия.

Предложенная модель допускает несколько дополнительных проверяемых следствий, выходящих за рамки лабораторных экспериментов:

Нейтронные звёзды. Этот механизм следует рассматривать как независимый от гравитационного эффекта, обсуждаемого в §10.3(b): здесь изменение Φ происходит не через возмущение метрики, а через прямую связь скалярного поля с нуклонной массой. В сильных гравитационных полях поле Φ может изменяться, что приводит к изменению массы нуклонов через $\delta m_N = \beta \Phi$, где $\beta \sim m_N/M_{\text{Pl}} \sim 10^{-19}$. Оценка изменения массы нейтронной звезды даёт $\Delta M/M \sim \delta m_N/m_N \sim 10^{-20}$. Следует подчеркнуть, что это типичный результат для скалярного поля с планковски подавленной связью $\beta \sim m_N/M_{\text{Pl}}$; любые альтернативные механизмы (например, через конформный аномальный вклад, где связь дополнительно подавлена фактором $\Lambda_{\text{QCD}}^2/M_{\text{Pl}}^2 \sim 10^{-38}$) дают ещё более сильное подавление. Таким образом, эффект не наблюдаем в рамках реалистичных параметров модели, и это свойство не является специфическим для нашей теории, а общо для большинства моделей с массивными скалярными полями.

Ультралёгкая тёмная материя. Если масса моторного поля $m_\phi = \sqrt{2\lambda} \Phi_0$ достаточно мала ($\lesssim 10^{-21}$ эВ), то Φ может выступать как ультралёгкое скалярное поле (fuzzy dark matter). Для этого требуется $\lambda < 10^{-42}$ (в планковских единицах), что является сверхтонкой настройкой, но сравнимой по порядку с условиями в стандартных fuzzy DM моделях (Hu, 2000). В этом случае модель связывается с наблюдательными данными по формированию структур на субгалактических масштабах.

8. Заключение

Построена пятимерная **моторная** модель, в которой движение вдоль скрытого измерения μ является фундаментальным источником массы, инерции и восприятия времени. На основе четырёх постулатов получены:

- действие Эйнштейна–Гильберта с $\Lambda = 3/R_\mu^2$;
- спектр масс $m_n = \sqrt{m_0^2 + (n/R_\mu)^2}$;
- фундаментальная частота $f_\mu \approx 2.4 \cdot 10^{25}$ Гц;
- ограничение из $(g-2)_\mu$: $R_\mu \lesssim 2 \cdot 10^{-18}$ м, $M_1 \gtrsim 100$ ГэВ.

Сделаны три основных проверяемых предсказания: (а) «башни» моторных мод (с массами $M_n = |n|/R_\mu$ и сечениями $\sim 1-10$ фбн, доступные для поиска на HL-LHC); (б) мини-чёрные дыры на будущем коллайдере FCC-hh с полным сечением рождения ~ 10 фбн, из которых $\sim 1-3$ фбн приходится на события с моторными модами в конечных состояниях (см. §6.5); (с) медленный дрейф фундаментальных констант, вытекающий из космологической эволюции R_μ . Кроме того, обсуждаются потенциальные следствия: анизотропия оптических часов (ненаблюдаемая при $\alpha \sim 10^{-19}$) и гипотетический моторный генератор (иллюстративная идея). Теория

согласуется с существующими данными, но требует дальнейшего экспериментального изучения.

Раздел 9. Динамика моторного поля Φ и её следствия для тёмной энергии и анизотропии часов

В предыдущем изложении поле Φ (радион) считалось постоянным, что является упрощением. Для полноты теории необходимо описать его эволюцию. В данном разделе мы вводим кинетический член и потенциал для Φ , выводим уравнение движения и показываем, как выбор потенциала позволяет согласовать теорию с наблюдаемой космологической постоянной и ограничениями на анизотропию часов.

9.1 Действие для поля Φ

После размерной редукции эффективное четырёхмерное действие дополняется членом, описывающим динамику Φ :

$$S_\Phi = \int d^4x \sqrt{-g_4} \left[\frac{1}{2} g^{\alpha\beta} \partial_\alpha \Phi \partial_\beta \Phi - V(\Phi) \right], \quad (15)$$

где $g_4 = \det(g_{\alpha\beta})$, а $V(\Phi)$ — потенциал самодействия. Полное эффективное действие принимает вид:

$$S_{\text{eff}} = \frac{1}{2\kappa_4} \int d^4x \sqrt{-g_4} (R_4 - 2\Lambda_0) + \int d^4x \sqrt{-g_4} \left[\frac{1}{2} (\partial\Phi)^2 - V(\Phi) \right] + S_{\text{matter}}, \quad (16)$$

где $\Lambda_0 = 3/R_\mu^2$ — вклад от компактификации пятого измерения (внутренняя кривизна окружности). Здесь $\partial\Phi$ обозначает ковариантную производную, но в плоском пространстве она сводится к обычной частной производной.

9.2 Уравнение движения для Φ

Вариация (16) по Φ даёт уравнение Клейна–Гордона:

$$\square\Phi + V'(\Phi) = 0, \quad (17)$$

где \square — оператор д'Аламбера в четырёхмерном пространстве-времени. В присутствии материи в правой части появляется источник, но мы рассматриваем вакуумный случай.

9.3 Выбор потенциала и подавление космологической постоянной

Для стабилизации поля выберем потенциал типа «мексиканская шляпа»:

$$V(\Phi) = \lambda(\Phi^2 - \Phi_0^2)^2 - \Delta V, \quad (18)$$

где $\lambda > 0$, $\Phi_0 > 0$, а ΔV — постоянная, вводимая для компенсации вклада от компактификации. Минимумы потенциала находятся при $\Phi = \pm \Phi_0$, где $V(\Phi_0) = -\Delta V$. Если выбрать $\Delta V = \Lambda_0 / (8\pi G_4)$, то эффективная космологическая постоянная становится равной нулю:

$$\Lambda_{\text{eff}} = \Lambda_0 + 8\pi G_4 V(\Phi_0) = \Lambda_0 - \Lambda_0 = 0. \quad (19)$$

Для получения наблюдаемой малой положительной $\Lambda_{\text{obs}} \approx 10^{-52} \text{ м}^{-2}$ можно слегка сдвинуть ΔV или добавить дополнительный член, что даёт:

$$\Lambda_{\text{eff}} = \Lambda_0 - 8\pi G_4 (\Lambda_0 / 8\pi G_4 - \delta) = \delta, \quad (20)$$

где δ — малая величина, настраиваемая так, чтобы $\Lambda_{\text{eff}} = \Lambda_{\text{obs}}$. Однако эта настройка является сверхтонкой (на уровне 10^{-87}), что отражает общую проблему космологической постоянной. Вопрос о динамическом механизме подавления Λ мы оставляем для будущих исследований.

9.4 Пространственные градиенты Φ и анизотропия частоты часов

Если Φ зависит от пространственных координат, то в эффективном лагранжиане возникает взаимодействие Φ с материей. В нерелятивистском пределе частота атомного перехода ν зависит от локального Φ :

$$\nu(x) = \nu_0 \left[1 + \alpha \frac{\Phi(x) - \Phi_0}{\Phi_0} \right], \quad (21)$$

Константа связи α введена феноменологически. Грубая оценка может быть получена из того, что вариация Φ меняет массу нуклона: $\delta m_N = \beta \Phi$, где $\beta \sim m_N /$

$M_{Pl} \sim 10^{-19}$ (в планковских единицах). Тогда для безразмерного Φ относительное изменение массы нуклона составляет $\alpha \sim \beta/m_N \sim 1/M_{Pl} \sim 10^{-19}$. Таким образом, связь Φ с электронной структурой атома оказывается ничтожно малой, и предсказание анизотропии частоты оптических часов становится ненаблюдаемым на современном уровне точности (см. обсуждение в конце §6.2). Тогда градиент Φ даёт относительное изменение частоты:

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx \alpha \frac{|\nabla\Phi|L}{\Phi_0}, (22)$$

что совпадает с ранее полученной формулой (13) при $\alpha=1$. Экспериментальные ограничения на анизотропию частоты оптических часов (Sanner et al., 2019) дают:

$$\frac{|\nabla\Phi|}{\Phi_0} < 10^{-17} \text{ м}^{-1}, \quad (23)$$

что согласуется с ожидаемыми галактическими градиентами и не противоречит модели.

Как показано в §6.2, оценка связи Φ с материей даёт $\alpha \sim 10^{-19}$, что делает анизотропию часов ненаблюдаемой. Та же оценка применима и к моторному генератору (§6.3), делая его также ненаблюдаемым без экзотических усилений. Поэтому основными проверяемыми предсказаниями остаются коллайдерные поиски моторных мод и космологические ограничения на варьирующиеся константы (§7).

9.5 Космологические следствия и перспективы

В космологическом масштабе поле Φ может эволюционировать во времени. Если Φ находится в минимуме потенциала, оно просто задаёт космологическую постоянную. Если же Φ медленно скатывается к минимуму (например, после инфляции), его кинетическая энергия может давать вклад в тёмную энергию,

аналогично моделям квинтэссенции. Кроме того, массивные моды Φ с массой $m_\phi = \sqrt{2\lambda\Phi_0^2}$ могут служить кандидатами в лёгкую тёмную материю (ультралёгкие скалярные поля), что открывает дополнительные экспериментальные каналы проверки теории.

Раздел 10. Обобщённый второй закон Ньютона в моторном измерении

10.1. Принцип наименьшего действия для частицы

В пятимерной КК-теории действие для точечной частицы имеет вид:

$$S_{\text{part}} = - \int d\tau \Phi M_n c^2 - q_\mu \int M_0(x, t) dt, \quad \text{! (24)}$$

где Φ — безразмерное поле радиона, $M_n = \hbar |n| / (R_\mu c)$ — масса КК-моды, q_μ — безразмерный моторный заряд, M_0 — временная компонента моторного калибровочного поля. Здесь τ — собственное время, которое в нерелятивистском пределе совпадает с физическим временем t .

Это действие получается из стандартного 5D-действия после интегрирования по μ и выделения нулевой моды. Вклад от медленного движения в обычном пространстве даётся кинетическим членом:

$$S_{\text{part}} = \int dt \left[\frac{1}{2} m(\Phi) \dot{x}^2 - m(\Phi) c^2 - q_\mu M_0(x, t) \right], \quad \text{! (25)}$$

где эффективная масса

$$m(\Phi) \equiv \Phi M_n = \Phi \frac{\hbar |n|}{R_\mu c} = \Phi \frac{\hbar |n| \omega_0}{c^2}. \quad \text{! (25a)}$$

Действие (25) имеет правильную размерность, и $m(\Phi)$ — четырёхмерная масса, зависящая от локального Φ .

10.2. Уравнение движения

Вариация (25) по x даёт уравнение Эйлера–Лагранжа:

$$\frac{d}{dt}(m(\Phi)\dot{x}) = -\nabla U_{\text{eff}}, \quad (26)$$

где эффективный потенциал

$$U_{\text{eff}}(x, t) = m(\Phi)c^2 + q_{\mu}M_0(x, t). \quad (27)$$

Раскрывая производную в (26) с учётом зависимости $m = m(\Phi(x, t))$:

$$m(\Phi)\ddot{x} + \dot{m}(\Phi)\dot{x} = -\nabla U_{\text{eff}}, \quad (28)$$

где $\dot{m} = (dm/d\Phi)(\partial_t\Phi + \dot{x} \cdot \nabla\Phi)$ — полная производная массы вдоль траектории.

10.3. Интерпретация сил

Уравнение (26) — прямой аналог второго закона Ньютона, но с переменной массой $m(\Phi)$. Это даёт три важных следствия:

(а) «Реактивная» сила при изменении Φ . Если Φ зависит от времени или координат, возникает дополнительная сила $F_{\text{react}} = -\dot{m}\dot{x}$, пропорциональная скорости.

(б) Принцип эквивалентности. В пределе $\Phi = \Phi_0 = \text{const}$ гравитационный потенциал ϕ_{grav} возникает из возмущений метрики $g_{00} \approx -(1 + 2\phi_{\text{grav}}/c^2)$. Из (25а) следует,

что масса пропорциональна Φ , а вариация $\delta\Phi = (\Phi_0/c^2)\phi_{\text{grav}}$ ¹ даёт поправку к массе $\delta m = M_n \delta\Phi$. Подставляя это в (26), получаем $\ddot{x} = -\nabla\phi_{\text{grav}}$, не зависящее от массы. Таким образом, принцип эквивалентности возникает автоматически.

(с) Поправки при наличии градиента Φ . Из (28) следует, что при $\nabla\Phi \neq 0$ появляется непотенциальная сила

$$F_\phi = \frac{-dm}{d\Phi} (\nabla\Phi \cdot \dot{x}) \dot{x}. \quad (29)$$

которая нарушает принцип эквивалентности (ускорение зависит от скорости). Если $\nabla\Phi$ выделяет глобальное направление (например, из-за космологической эволюции), это может также нарушать локальную лоренц-инвариантность. Однако в рамках эффективной 4D-теории (после размерной редукции) лоренц-инвариантность восстанавливается при $\Phi = \text{const}$, а нарушения появляются только на масштабах, где градиент Φ значителен.

Здесь M_0 имеет размерность потенциала (энергия на единицу заряда), а q_μ безразмерен, так что $q_\mu M_0$ имеет размерность энергии, как и должно быть для гамильтониана взаимодействия.

10.4. Связь с моторным числом n

Действие (25) получено для фиксированного n . При переходе между уровнями масса меняется на $\Delta m = M_1 \Phi \Delta n$, где $M_1 = \hbar/(R_\mu c) \approx 100$ ГэВ/ c^2 . Это соответствует энергии перехода $\Delta E = M_1 c^2 \Delta n \approx 100 \Delta n$ ГэВ. Такие переходы описаны в разделе 11.

¹ Строгий вывод соотношения между Φ и гравитационным потенциалом требует учёта полной КК-редукции; здесь мы приводим упрощённую иллюстрацию. Подробности см. в стандартных обзорах по КК-редукции (Overduin & Wesson, 1997).

10.5. Переход к физическому времени

В Постулате 4 мы определили физическое время как параметр, отсчитывающий обороты по μ : $d\mu = \omega_0 dt$. Это эквивалентно тому, что собственное время τ в (25) совпадает с физическим временем t , поскольку $d\mu/dt = \omega_0$ постоянно для данной КК-моды. Поэтому уравнение (26) уже записано в физическом времени.

Сравнение с обычной механикой:

Стандартная механика	Моторная теория (эта работа)
$L = \frac{1}{2} m \dot{x}^2 - U(x)$	$L = \frac{1}{2} m(\Phi) \dot{x}^2 - m(\Phi) c^2 - q_\mu M_0$
$m = \text{const}$	$m(\Phi) = \Phi \cdot \frac{\hbar n \omega_0}{c^2}$
$U = U(x)$	$U_{\text{eff}} = m(\Phi) c^2 + q_\mu M_0$
$\ddot{x} = -\nabla U / m$	$\frac{d}{dt}(m\dot{x}) = -\nabla U_{\text{eff}}$

В пределе $\Phi = \text{const}$, $q_\mu = 0$ получаем второй закон Ньютона:

$$m_{\text{phys}} \ddot{x} = -\nabla U, \quad (30)$$

где $m_{\text{phys}} = \Phi_0 \cdot \hbar |n| \omega_0 / c^2$.

10.6. Следствия и новые предсказания

1. **Поправки к гравитации при $\nabla\Phi \neq 0$.** Возникает сила $F_\phi \propto \dot{x}^2$, которую можно искать в экспериментах по проверке принципа эквивалентности (Eöt-Wash, MICROSCOPE) или в движении космических аппаратов.
 2. **Инерция как моторный эффект.** Масса возникает из движения по μ , что даёт новое объяснение принципа эквивалентности.
 3. **Связь с моторным генератором.** Формула работы (14) получается как частный случай интеграла от F_{eff} вдоль траектории.
 4. **Экспериментальная проверка через оптические часы.** Если Φ имеет градиент, частота атомного перехода чувствительна к локальному $m(\Phi)$. Из (21) получаем (13). Однако, как показано в §6.2 и §9.4, реалистичная оценка связи даёт $\alpha \sim 10^{-19}$, что делает эффект на ~ 25 порядков ниже современной чувствительности. Поэтому прямая проверка через оптические часы в данной модели невозможна; данное следствие остаётся потенциально проверяемым только при значительном улучшении точности или при альтернативных механизмах связи Φ с материей.
-

Раздел 11. Закон сохранения моторного числа и правила отбора

В предыдущих разделах мы установили, что моторное число n является квантованным импульсом вдоль компактного измерения μ . В замкнутой системе это число должно сохраняться, аналогично электрическому заряду или барионному числу. Данный закон сохранения приводит к важным следствиям: правилам отбора для переходов между моторными уровнями, объяснению стабильности частиц и новым экспериментальным предсказаниям.

11.1. Закон сохранения моторного числа

В отсутствие внешних полей, зависящих от μ , действие инвариантно относительно трансляций вдоль μ (т.е. сдвига $\mu \rightarrow \mu + \text{const}$). Согласно теореме Нётер, это приводит к сохранению обобщённого импульса, сопряжённого с μ , то есть моторного числа n . Таким образом, для изолированной системы:

$$\sum_i n_i = \text{const}, \quad \dot{\quad} (31)$$

где суммирование ведётся по всем частицам. Это означает, что процессы, изменяющие суммарное n , возможны только при участии внешних полей, которые нарушают трансляционную инвариантность по μ .

11.2. Уравнение непрерывности для моторного заряда

Введём плотность моторного заряда $\rho_m(x, t)$ и ток $j_m(x, t)$. Тогда закон сохранения (31) в локальной форме записывается как:

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot j_m = 0. \quad \dot{\quad} (32)$$

В релятивистской форме:

$$\partial_\alpha J^{(m)\alpha} = 0, \quad J^{(m)\alpha} = (\rho_m, j_m). \quad \dot{\quad} (33)$$

В рамках пятимерной теории этот ток является частью 5D-тока, связанного с импульсом вдоль μ .

11.3. Гамильтониан взаимодействия и матричные элементы

Внешнее моторное поле $M_0(x, t)$ (временная компонента калибровочного поля) может индуцировать переходы между состояниями с разными n . Гамильтониан взаимодействия имеет вид:

$$H_{\text{int}} = q_m M_0(x, t), \quad \dot{\quad} (34)$$

где q_m — моторный заряд частицы. Здесь M_0 имеет размерность потенциала (энергия на единицу заряда), а q_m безразмерен, так что $q_m M_0$ имеет размерность энергии, как и должно быть для гамильтониана взаимодействия. Матричный элемент перехода между состояниями с моторными числами n и n' :

$$\langle n' | H_{\text{int}} | n \rangle = q_m \int_0^{2\pi R_\mu} \psi_n^{\dot{\quad}}(\mu) M_0(\mu) \psi_n(\mu) d\mu, \quad \dot{\quad} (35)$$

где $\psi_n(\mu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi R_\mu}} e^{in\mu/R_\mu}$ — волновые функции в пятом измерении. Если поле M_0

не зависит от μ , интеграл даёт $\delta_{n,n}$, и переходы запрещены. Если же M_0 содержит гармонику $\cos(\mu/R_\mu)$ (как в разложении (2) ранее), то возникают ненулевые матричные элементы:

$$\langle n \pm 1 | H_{\text{int}} | n \rangle \propto q_m M_0, \quad (36)$$

где M_0 — амплитуда соответствующей моды поля.

11.4. Правила отбора

Из (35)–(36) следуют правила отбора:

- Если внешнее поле M_0 не зависит от μ , то матричный элемент пропорционален $\delta_{n,n}$, т.е. разрешены переходы с $\Delta n = 0$ (диагональные элементы). Это означает, что такое поле не переводит частицу между разными моторными уровнями, а лишь сдвигает энергию состояния.

- Если поле содержит гармонику $\cos(\mu/R_\mu)$, то возникают переходы с $\Delta n = \pm 1$ (дипольное приближение). Это разрешённые переходы.

- Для высших гармоник $\cos(k\mu/R_\mu)$ разрешены переходы с $\Delta n = \pm k$ с матричным элементом

$$\langle n \pm k | H_{\text{int}} | n \rangle \propto q_m M_0^{(k)},$$

где $M_0^{(k)}$ — амплитуда k -й гармоники поля.

Таким образом, **запрещены переходы, не соответствующие кратности гармоники**: например, переход $\Delta n = 2$ невозможен при наличии только первой гармоники (до следующего порядка теории возмущений). Эти правила аналогичны правилам отбора в атомной физике.

11.5. Связь с аномальным магнитным моментом мюона

Вклад виртуальных моторных мод в аномальный магнитный момент мюона (формула (11)) можно переинтерпретировать как результат виртуальных переходов $n \rightarrow n'$, подчиняющихся правилам отбора. Это даёт дополнительное обоснование оценке (12) и может быть использовано для уточнения расчётов.

11.6. Следствия для коллайдерных экспериментов

При столкновениях высокоэнергичных частиц могут рождаться пары с разными n . Распады таких состояний будут подчиняться правилам отбора, что приведёт к характерным резонансным пикам в инвариантных массах и угловым распределениям. Поиск таких сигналов в данных LHC и будущих коллайдеров (HL-LHC, FCC) может подтвердить или опровергнуть теорию.

11.7. Связь с оптическими часами

Внешнее поле M_0 (например, лазерное излучение) может индуцировать переходы между моторными уровнями в атомах, используемых в оптических часах. Это приведёт к дополнительным линиям в спектре поглощения на частотах, кратных $\Delta E = 1/R_\mu$. Отсутствие таких линий уже накладывает ограничения на параметры теории.

Благодарности. Автор благодарит коллег за обсуждения, способствовавшие улучшению работы.

Конфликт интересов. Отсутствует.

Финансирование. Исследование не получало внешнего финансирования.

Приложение А. Вывод эффективного 4D-действия

Настоящее Приложение содержит независимый вывод выражения (6) из исходного 5D-действия.

Метрика (1) при постоянном Φ и $A_\alpha=0$ даёт элемент объёма

$$d^5 X \sqrt{-g_5} = d^4 x d\mu \Phi \sqrt{-g_4}.$$

Интегрирование по μ (длина $2\pi R_\mu$) приводит к

$$S_{\text{grav}} = \frac{2\pi R_\mu \Phi_0^2}{2\kappa_5} \int d^4 x \sqrt{-g_4} R_4.$$

Определяя

$$\kappa_4 = \frac{\kappa_5}{2\pi R_\mu \Phi_0^2}, \text{ получаем обычное действие Эйнштейна–Гильберта с}$$

космологической постоянной

$$\Lambda = \frac{3}{R_\mu^2}. \text{Соотношение между постоянными: } G_5 = G_4 / (2\pi R_\mu \Phi_0^2), \text{ что соответствует}$$

стандартному КК-соотношению $G_5 = G_4 / V_5$, где $V_5 = 2\pi R_\mu \Phi_0^2$.

Для полноты укажем происхождение коэффициента 6 перед кинетическим членом радиона в эффективном действии. Для метрики (1) пятимерный скаляр Риччи имеет вид

$$R_5 = R_4 - 2 \frac{\square \Phi}{\Phi} - \frac{(\partial \Phi)^2}{\Phi^2} + \dots,$$

где \square — оператор д'Аламбера в четырёх измерениях. После интегрирования по частям и приведения к каноническому виду кинетический член для Φ приобретает коэффициент 6. Детальный вывод можно найти в стандартных обзорах по КК-редукции (Overduin & Wesson, 1997). В других параметризациях метрики этот коэффициент может отличаться; здесь мы следуем общепринятой процедуре.

Список литературы

1. Abi, B. et al. (Muon g-2 Collaboration) (2023). *Physical Review Letters*, 131, 161802. DOI:10.1103/PhysRevLett.131.161802.
2. Antoniadis, I. (1990). *Physics Letters B*, 246, 377.
3. Aoyama, T. et al. (2020). The anomalous magnetic moment of the muon in the Standard Model. *Physics Reports*, 887, 1–166. DOI:10.1016/j.physrep.2020.07.006.
4. Appelquist, T., Cheng, H.-C., & Dobrescu, B. A. (2001). Bounds on universal extra dimensions. *Physical Review D*, 64, 035002. DOI:10.1103/PhysRevD.64.035002.
5. ATLAS Collaboration (2025). Search for Higgs boson exotic decays into Lorentz-boosted light bosons in the four- τ final state at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector. *Physics Letters B*, 870, 139843. DOI:10.1016/j.physletb.2025.139843.
6. Barbour, J. (1999). *The End of Time*. Oxford University Press.
7. Bloom, B. J. et al. (2014). *Nature*, 506, 71–75. DOI:10.1038/nature12941.
8. Chou, C. W., Hume, D. B., Rosenband, T., & Wineland, D. J. (2010). Optical Clocks and Relativity. *Science*, 329, 1630–1633. DOI:10.1126/science.1192720.
9. Czarnecki, A., & Marciano, W. J. (2001). The muon anomalous magnetic moment: A harbinger for "new physics". *Physical Review D*, 64, 013014. DOI:10.1103/PhysRevD.64.013014.
10. Hooper, D., & Profumo, S. (2007). *Physics Reports*, 453, 29.
11. Kaluza, T. (1921). Zum Unitätsproblem der Physik. *Sitzungsberichte der Preußischen Akademie der Wissenschaften*, 966–972.
12. Klein, O. (1926). Quantentheorie und fünfdimensionale Relativitätstheorie. *Z. Phys.*, 37, 895–906. DOI:10.1007/BF01397481.

13. Muon g-2 Collaboration (2025). Final measurement of the anomalous magnetic moment of the muon. *Physical Review Letters*, 135, 141801. DOI:10.1103/PhysRevLett.135.141801.
14. Nicholson, T. L. et al. (2015). *Nature Communications*, 6, 6896. DOI:10.1038/ncomms7896.
15. Lindvall, T. et al. (2025). Coordinated international comparisons between optical clocks connected via fiber and satellite links. *Optica*, 12(6), 789–796. DOI:10.1364/OPTICA.561754.
16. Overduin, J. M., & Wesson, P. S. (1997). Kaluza–Klein gravity. *Physics Reports*, 283(5), 303–378. DOI:10.1016/S0370-1573(96)00046-4.
17. Randall, L., & Sundrum, R. (1999). *Physical Review Letters*, 83, 3370.
18. Rovelli, C. (2004). *Quantum Gravity*. Cambridge University Press.
19. Rovelli, C. (2009). *Forget time*. arXiv:0903.3832.
20. Rovelli, C. (2018). *The Order of Time*. Riverhead Books.
21. Rosenband, T. et al. (2008). *Science*, 319, 1808. DOI:10.1126/science.1154622.
22. Sanner, C. et al. (2019). *Nature*, 567, 204–208. DOI:10.1038/s41586-019-0973-7.
23. Servant, G., & Tait, T. M. P. (2003). *Nuclear Physics B*, 650, 391.
24. Tiedau, J. et al. (2024). *Physical Review Letters*, 132, 182501. DOI:10.1103/PhysRevLett.132.182501
25. Webb, J. K. et al. (1999). *Physical Review Letters*, 82, 884. DOI:10.1103/PhysRevLett.82.884.
26. Uzan, J.-P. (2003). *Reviews of Modern Physics*, 75, 403. DOI:10.1103/RevModPhys.75.403.

27. Zhang, C. et al. (2024). *Nature*, 633, 63–67. DOI:10.1038/s41586-024-07839-6