

ГТТ- F : эффективная теория среды пространства-времени для тёмной энергии, MOND-галактик, кластеров и планковских режимов

А. А. Дубровин

независимый исследователь,
e-mail: dubrovin-avto@bk.ru
www.generaltheoryoftime.ru

9 декабря 2025 г.

Аннотация

В работе представлена ГТТ- F — эффективная теория гиперсреды пространства-времени, описываемая медленным скаляром ϕ и фазовым модом u , в которой тёмная энергия, MOND-подобная динамика галактик, кластерные аномалии, поздний рост структур и планковские режимы (космологический отскок и ядра чёрных дыр) следуют из *единой* функции $F_{\text{eff}}(\chi)$ и потолка плотности ρ_c , связанного с MOND-ускорением.

В тензорном секторе теория редуцируется к общей теории относительности: существует единственная физическая метрика $g_{\mu\nu}$, скорость гравитационных волн равна скорости света, $c_T = 1$, а световые и гравитационные расстояния совпадают, $d_L^{\text{GW}} = d_L^{\text{EM}}$. Скалярный сектор реализован как к-эссенция с действием $S \supset -a_*^2 M_{\text{Pl}}^2 F_{\text{eff}}(\chi)$, где $\chi = (\partial\phi)^2/a_*^2$, а a_* — единый масштаб ускорения, совпадающий с MOND-ускорением a_0 и задающий естественную плотностную шкалу $\rho_* = a_*^2/(8\pi G)$. Потолок плотности ρ_c определяется через безразмерный параметр F_c одним соотношением $\rho_c = \rho_* F_c$, так что MOND-ускорение и планковский потолок плотности оказываются жёстко связаны.

Показано, что при общем виде к-эссенциального действия и единственном масштабе a_* глубокий MOND-предел единственным образом фиксирует асимптотику $F_{\text{eff}}(\chi) \propto \chi^{3/2}$ при $\chi \rightarrow 0^+$. На этой основе строится каноническая MOND-ветвь $F_{\text{eff}}(\chi)$ и выводится интерполяционная функция $\nu_{\text{eff}}(y)$, согласующаяся с радиальным соотношением ускорений (RAR) и кривыми вращения галактик SPARC на уровне $\lesssim 10\%$ при разумных $(M/L)_{\text{disk}}$. Вся MOND-феноменология воспроизводится одной глобальной функцией $F_{\text{eff}}(\chi)$ без подбора формы под каждую галактику.

Кластерная фаза среды реализуется через фазовый мод u и даёт множитель $K(\chi)$, обеспечивающий дополнительное усиление гравитации в зоне $g_N \sim a_*$ без введения CDM-частиц. На космологических масштабах динамика u с конечным временем релаксации $\tau_u(a)$ порождает мягкую вязкость $\gamma(a)$ в уравнении роста материи, подавляющую S_8 примерно до 0.81 при суммарной массе нейтрино $\Sigma m_\nu \approx 0.10$ eV, что улучшает согласие с данными RSD и слабого линзирования, почти не затрагивая фон $H(z)$ и CMB-линзинг.

Наконец, насыщающая ветвь $F_{\text{eff}}(\chi)$ при $|\chi| \rightarrow \infty$ выходит на плато F_c , задающее потолок плотности $\rho_c = \rho_* F_c$. Это реализует космологический отскок (bounce) LQC-типа при $\Omega_{c,\text{tot}} \sim (\rho_*/\rho_{\text{crit},0}) F_c \gtrsim 10^{12}$ и устраняет сингулярности чёрных дыр, заменяя их ядрами с $\rho \approx \rho_c$ и де-Ситтер-подобным поведением, не нарушающим наружные GR-тесты. Таким образом, ГТТ- F в своей обновлённой форме жёстко связывает MOND-ускорение, тёмную энергию, кластерные аномалии, рост структур и планковские режимы через одну функцию $F_{\text{eff}}(\chi)$ и один параметр F_c , задающий потолок плотности.

Содержание

1 Введение	2
1.1 Мотивация: тёмные компоненты и MOND-аномалии	2
1.2 Идея GTT-F в одном абзаце	3
1.3 Структура статьи	3
2 Онтология GTT-F и лагранжиан $\text{GR} + \phi(F_{\text{eff}}) + u$	4
2.1 Три слоя онтологии	4
2.2 EFT-лагранжиан ϕ -сектора и определение χ	4
2.3 Минимальный лагранжиан $\phi + u$	5
2.4 Кусочная структура функции $F_{\text{eff}}(\chi)$ (обновлённая)	5
2.5 Эталонный набор параметров	6
3 MOND-ветвь, галактики и RAR	7
3.1 MOND-ядро $F_{\text{base}}(\chi)$ и строгий MOND-предел	7
3.2 Интерполяционная функция $\nu_{\text{Feff}}(y)$	8
3.3 RAR и toy-диски	8
3.4 SPARC-фиты: первые результаты	8
3.5 EFE-эффекты	9
4 Кластеры и кластерный множитель $K(\chi)$	9
4.1 Происхождение $K(\chi)$ из $\phi + u$	9
4.2 Кластерный множитель $\nu_{\text{tun}}^{(\phi+u)}(y)$	9
4.3 Той-модели скоплений и профили g_{eff}/g_N	9
5 Космологический фон, рост, $\gamma(a)$, RSD и линзирование	9
5.1 Фон ϕ -DE: отсутствие ранней DE	9
5.2 u -динамика и вязкость $\gamma(a)$	10
5.3 Рост и RSD	10
5.4 Слабое линзирование галактик и линзирование CMB	10
6 Насыщающий ϕ-мод, потолок плотности ρ_c, космологический отскок и ядра чёрных дыр	10
6.1 Потолок плотности ρ_c из ветви насыщения и связь с a_*	10
6.2 Модифицированное уравнение Фридмана и космологический отскок	11
6.3 Ядра чёрных дыр и их радиус r_{core}	11
6.4 Регулярные ВН и возможные динамические сценарии	12
7 Обсуждение и выводы	12

1 Введение

1.1 Мотивация: тёмные компоненты и MOND-аномалии

Стандартная космологическая модель Λ CDM, основанная на общей теории относительности (ОТО) с космологической константой Λ и холодной тёмной материей (CDM), успешно описывает фоновые наблюдения ($H(z)$, CMB, BAO, SN) и крупномасштабную структуру Вселенной [1]. При этом около 95% энергетического бюджета приходится на две феноменологические компоненты — тёмную энергию и тёмную материю, физическая природа которых остаётся неизвестной. До сих пор не найдено ни одного надёжного сигнала частиц CDM в прямых и непрямых поисках.

На галактических масштабах наблюдается удивительно простая и универсальная феноменология: связь между наблюдаемым ускорением в дисках g_{obs} и ньютоновским ускорением от барионов g_N - радиальным соотношением ускорений (RAR), барионное соотношение Талли-Фишера (BTFR) и почти постоянная поверхностная плотность гало μ_{0D} [2,3]. Эти закономерности естественно описаны модифицированной ньютоновской динамикой (MOND) [4], вводящей характерное ускорение $a_0 \sim 1.2 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2$, но их происхождение в рамках ΛCDM неясно. Кроме того, масштаб a_0 по порядку величины связан с cH_0 и ρ_{DE} , что выглядит как нумерологическое совпадение.

Одновременно существуют космологические напряжения: измерения S_8 по слабому линзированию и RSD дают значения ниже, чем предсказания $\text{Planck}+\Lambda\text{CDM}$, а локальные определения H_0 расходятся с СМВ-инференцией (см. обзоры [5,6]). Эти факты мотивируют поиск теорий, которые могли бы:

1. объяснить MOND-подобные скейлинги,
2. сохранить успехи ΛCDM на больших масштабах,
3. объединить тёмную энергию и тёмную гравитацию в рамках одного физического механизма.

1.2 Идея GTT-F в одном абзаце

В данной работе представлена программа GTT-F (General Theory of Time/Field): пространство-время рассматривается как гиперсреда, описываемая медленным скаляром $\phi(x)$ и фазовым модом $u(x)$, на фоне которой возникают поля Стандартной модели. Скаляр ϕ интерпретируется как эффективное поле *среды-времени* (медленный мод спин-сетевого/GFT-конденсата), а инвариант $\chi = (\partial\phi)^2/a_*^2$ — как безразмерная мера напряжённости этой среды-времени, пропорциональная квадрату локального темпа её эволюции. Эффективное действие содержит лагранжиан типа к-эссенции ϕ с функцией $F_{\text{eff}}(\chi)$ и простую $\phi+u$ -взаимодействующую часть. Одна и та же функция $F_{\text{eff}}(\chi)$ (восстанавливаемая из микрофизической зависимости $\rho_\phi(\chi)$ по линейному ОДУ) содержит:

- DE-ветвь при $\chi < 0$, дающую фон тёмной энергии с $w_\phi \approx -1$, $c_s^2 \approx 1$ и практически без ранней DE;
- MOND-ветвь при $\chi > 0$ с масштабом $a_* \sim a_0$, для которой при общем к-эссенциальном виде единственно допустимая глубокая асимптотика $F_{\text{eff}}(\chi) \propto \chi^{3/2}$ воспроизводит MOND-скейлинг $g \propto \sqrt{a_* g_N}$ и ньютоновский предел в галактиках;
- кластерный множитель $K(\chi)$, возникающий из фазового потенциала по u и дающий дополнительное усиление гравитации в зоне $g_N \sim a_*$ без введения CDM-частиц;
- ветвь насыщения при $|\chi| \rightarrow \infty$, выходящую на плато F_c и задающую потолок плотности $\rho_c = \rho_* F_c$ с $\rho_* = a_*^2/(8\pi G)$, что реализует космологический bounce и ВН-ядра без сингулярностей.

Дополнительно динамика u с конечным временем релаксации $\tau_u(a)$ порождает мягкую вязкость $\gamma(a)$ в уравнении роста материи, которая естественным образом подавляет S_8 при $z \lesssim 1$, не разрушая фоновые наблюдения ($H(z)$, CMB, BAO, SN) и линзирование.

1.3 Структура статьи

В разделе 2 формулируется онтология GTT-F, EFT-лагранжиан $\text{GR}+\phi(F_{\text{eff}})+u$ и обсуждается связь с микрофизикой (GFT/спин-сетевого конденсат), включая роль ϕ как clock-поля и инварианта $\chi = (\partial\phi)^2/a_*^2$. Там же задаётся каноническая кусочная структура $F_{\text{eff}}(\chi)$ (DE-ветвь, MOND+Ньютон и ветвь насыщения) и связь потолка плотности ρ_c с параметром F_c и масштабом a_* .

В разделе 3 выводится MOND-ветвь $F_{\text{eff}}(\chi)$, показывается уникальность асимптотики $F_{\text{eff}} \propto \chi^{3/2}$ в глубоком MOND-пределе, строится интерполяционная функция $\nu_{\text{eff}}(y)$ и приводится сравнение с RAR и SPARC-кривыми вращения. Раздел 4 посвящён кластерной фазе, множителю $K(\chi)$ и toy-моделям скоплений.

В разделе 5 обсуждаются ϕ -DE фон, динамика u , вязкость $\gamma(a)$ и рост структур при сравнении GTT-F с RSD и линзированием. Раздел 6 описывает ветвь насыщения, потолок ρ_c , их связь с MOND-ускорением a_* , космологический бOUNCE и ядра чёрных дыр. В заключение суммируются результаты и обсуждается связь GTT-F с другими программами (Λ CDM, MOND, суперфлюидная DM, emergent gravity и моделями квантовой гравитации на спин-сетях/GFT).

2 Онтология GTT-F и лагранжиан GR + $\phi(F_{\text{eff}}) + u$

2.1 Три слоя онтологии

Онтология GTT-F строится в три слоя.

(1) Стандартная модель и Хиггс. Поля Стандартной модели (SM) живут на конформно связанной метрике $\tilde{g}_{\mu\nu} = A^2(\phi)g_{\mu\nu}$:

$$S_{\text{SM}} = \int d^4x \sqrt{-\tilde{g}} \mathcal{L}_{\text{SM}}[H, \psi, A_\mu; \tilde{g}_{\mu\nu}], \quad \tilde{g}_{\mu\nu} = A^2(\phi)g_{\mu\nu}. \quad (1)$$

Функция $A(\phi) \approx 1 + \alpha\phi/M_{\text{Pl}}$ с $|\alpha| \ll 1$ удовлетворяет ограничениям на пятую силу и EP/PPN-тесты.

(2) Гиперсреда $\phi + u$. Скаляр $\phi(x)$ и фазовый мод $u(x)$ описывают эффективную гиперсреду пространства-времени (квантовую геометрию/спин-сетевой конденсат) в ИК-пределе. ϕ — медленный мод типа к-эссенции, а u — безразмерный мод «жёсткости» локального блока квантовой геометрии. На этом уровне определяется функция $F_{\text{eff}}(\chi)$, масштаб ускорения a_* , потолок плотности ρ_c и структура ϕ/u -фаз ($u_{\text{gal}}, u_{\text{cl}}, u_{\text{pl}}$).

(3) Эмерджентная материя. Барионы, лептоны, фотоны и т.д. — возбуждения на фоне слоев 1 и 2. Их движение по $\tilde{g}_{\mu\nu}$ чувствует MOND/кластер/DE/планковские эффекты как взаимодействие с ϕ/u -средой, а не с независимыми “тёмными” полями.

2.2 EFT-лагранжиан ϕ -сектора и определение χ

Эффективный скалярный сектор имеет вид:

$$S_\phi = \int d^4x \sqrt{-g} \left[\frac{M_{\text{Pl}}^2}{2} R - a_*^2 M_{\text{Pl}}^2 F_{\text{eff}}(\chi) \right], \quad (2)$$

$$\chi \equiv \frac{g^{\mu\nu} \partial_\mu \phi \partial_\nu \phi}{a_*^2}. \quad (3)$$

Для однородного фона $\phi(t)$ в FRW-метрике:

$$p_\phi = -\frac{a_*^2}{8\pi G} F_{\text{eff}}(\chi), \quad (4)$$

$$\rho_\phi = -\frac{a_*^2}{8\pi G} (2\chi F_\chi - F_{\text{eff}}), \quad (5)$$

$$w_\phi = \frac{p_\phi}{\rho_\phi}, \quad c_s^2 = \frac{F_\chi}{F_\chi + 2\chi F_{\chi\chi}}, \quad (6)$$

где $F_\chi \equiv \partial F_{\text{eff}}/\partial \chi$.

Масштаб a_* фиксируется из независимых наблюдений:

- MOND-ускорение из RAR: $a_0 \approx 1.2 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2$;
- универсальная поверхностная плотность гало $\mu_{0D} \sim a_*/(2\pi G)$;
- плотность DE: $\rho_{\text{DE}} \sim a_*^2 M_{\text{Pl}}^2 F_0/(8\pi G)$.

2.3 Минимальный лагранжиан $\phi+u$

Минимальная $\phi+u$ -модель для гиперсреды:

$$\mathcal{L}_{\phi,u} = -a_*^2 M_{\text{Pl}}^2 (1-u) F_{\text{base}}(\chi) - U(u; \chi) + \frac{1}{2} Z_u(\chi) g^{\mu\nu} \partial_\mu u \partial_\nu u. \quad (7)$$

Здесь $F_{\text{base}}(\chi)$ — «базовая» F-функция без кластерных и насыщающих искажений, $U(u; \chi)$ — χ -зависимый потенциал по u с несколькими фазовыми минимумами, $Z_u(\chi) > 0$ — коэффициент кинетического члена.

В квазистационарном приближении (медленные изменения u) локальная энергия:

$$\mathcal{E}_{\text{loc}}(\chi, u) = a_*^2 M_{\text{Pl}}^2 (1-u) F_{\text{base}}(\chi) + U(u; \chi) \quad (8)$$

определяет фазовую структуру $u(\chi)$: галактическую фазу u_{gal} , кластерную u_{cl} и планковскую u_{pl} .

2.4 Кусочная структура функции $F_{\text{eff}}(\chi)$ (обновлённая)

Глобальная форма $F_{\text{eff}}(\chi)$ в GTT-F задаётся не произвольным выбором, а мостом от микрофизики (GFT/спин-сетевой конденсат) к к-эссенциальному действию. На уровне эффективной плотности энергии $\rho_\phi(\chi)$ этот мост имеет вид линейного ОДУ:

$$2\chi F_\chi(\chi) - F_{\text{eff}}(\chi) = -\alpha \rho_\phi(\chi), \quad \alpha \equiv \frac{8\pi G}{a_*^2}, \quad (9)$$

так что, как только GFT-модель задаёт $\rho_\phi(\chi)$, функция $F_{\text{eff}}(\chi)$ однозначно восстанавливается (с точностью до одной константы интегрирования).

В практических расчётах удобно работать с *канонической параметризацией* $F_{\text{eff}}(\chi)$, отражающей три физических режима:

- DE-ветвь при $\chi < 0$ (почти однородный GFT-конденсат, $w_\phi \approx -1$, $c_s^2 \approx 1$);
- MOND+ньютоновская ветвь при малых и умеренных $\chi > 0$ (глубокий MOND и ньютоновский предел);
- насыщающая(saturating)-ветвь при больших $|\chi|$, задающая потолок плотности ρ_c .

При этом кластерный множитель $K(\chi)$, порождённый фазовым модом u , мягко деформирует MOND-ветвь в зоне $g_N \sim a_*$, но не меняет структуру DE и saturating-пределов.

DE-ветвь ($\chi < 0$). В окне фоновых значений $\chi \approx \chi_0 < 0$ DE-ветвь задаётся квадратичным плато:

$$F_{\text{DE}}(\chi) = F_0 + \frac{\beta}{2} (\chi - \chi_0)^2, \quad \chi < 0, \quad (10)$$

где F_0 связан с плотностью тёмной энергии $\rho_{\text{DE}} \approx (a_*^2/8\pi G)F_0$, а β выбрана малой по модулю, так что $w_\phi \approx -1$ и $c_s^2 \approx 1$ на фоновой траектории $\chi(a)$. Переход от DE-плато

к saturating-плато F_c при больших $|\chi|$ (если он вообще достигается на фоне) реализуется через плавную ступенчатую функцию по модулю χ :

$$S_{\text{sat}}^{(-)}(|\chi|) = \frac{|\chi|^{p_-}}{|\chi|^{p_-} + (\chi_{\text{sat}}^{(-)})^{p_-}}, \quad (11)$$

$$F_{\text{eff}}(\chi < 0) = F_{\text{DE}}(\chi) [1 - S_{\text{sat}}^{(-)}(|\chi|)] + F_c S_{\text{sat}}^{(-)}(|\chi|), \quad (12)$$

где $p_- > 0$ и $\chi_{\text{sat}}^{(-)}$ задают положение и крутизну включения ветви насыщения на $\chi < 0$.

MOND+Ньютон ($\chi > 0$, до насыщения). Базовая MOND-ветвь задаётся функцией

$$F_{\text{base}}(\chi) = \frac{2}{3} \frac{\chi^{3/2}}{\sqrt{1 + \chi/\chi_s}}, \quad \chi > 0, \quad (13)$$

которая при $\chi \ll \chi_s$ даёт глубокий MOND-предел $F_{\text{base}} \simeq \frac{2}{3}\chi^{3/2}$ и, как показано в разделе 3, является *единственной* степенной асимптотикой, совместимой с MOND-скейлингом $g \propto \sqrt{a_* g_N}$ при к-эссенциальной структуре уравнений. При $\chi \gg \chi_s$ $F_{\text{base}}(\chi) \propto \chi$ и нормировкой χ_s выбирается $F_\chi \rightarrow 1$, что обеспечивает ньютоновский предел $g \rightarrow g_N$.

Для включения saturating-плато при больших $\chi > 0$ вводится гладкая ступенчатая функция

$$S_{\text{sat}}(\chi) = \frac{\chi^p}{\chi^p + \chi_{\text{sat}}^p}, \quad \chi \geq 0, \quad p > 0, \quad (14)$$

и полная каноническая форма для $\chi > 0$:

$$F_{\text{eff}}(\chi > 0) = F_{\text{base}}(\chi) [1 - S_{\text{sat}}(\chi)] + F_c S_{\text{sat}}(\chi). \quad (15)$$

При $\chi \ll \chi_{\text{sat}}$ имеем $S_{\text{sat}} \approx 0$ и $F_{\text{eff}} \approx F_{\text{base}}$ (MOND+Ньютон), при $\chi \gg \chi_{\text{sat}}$ включается saturating-плато $F_{\text{eff}} \approx F_c$.

Saturating-ветвь и потолок ρ_c . Параметр F_c определяет потолок плотности ϕ -среды:

$$\rho_c = \frac{a_*^2}{8\pi G} F_c \equiv \rho_* F_c, \quad \rho_* \equiv \frac{a_*^2}{8\pi G}, \quad (16)$$

и, следовательно, потолок полной плотности $\Omega_{c,\text{tot}} \approx (\rho_*/\rho_{\text{crit},0}) F_c \sim 10^{15} F_c$. Именно эта saturating-ветвь реализует космологический bounce LQC-типа (раздел 6) и даёт ядра чёрных дыр с $\rho \approx \rho_c$ вместо сингулярностей. Кластерная поправка $K(\chi)$ из u -фазы рассматривается как мягкий множитель к $F_{\text{base}}(\chi)$ в зоне $\chi \sim \mathcal{O}(1)$ и практически не влияет на DE- и saturating-плато.

2.5 Эталонный набор параметров

Для численных расчётов в данной работе используется один фиксированный «эталонный» набор параметров.

Космологический фон и нейтрино. Принимаем

$$\Omega_{m0} = 0.3099, \quad \Omega_{r0} \approx 9.2 \times 10^{-5}, \quad \Omega_{\Lambda 0} = 1 - \Omega_{m0} - \Omega_{r0}, \quad (17)$$

и $h \approx 0.678$ [1]. Суммарная масса нейтрино

$$\Sigma m_\nu \approx 0.10 \text{ eV}, \quad (18)$$

что даёт $\sim 2\%$ подавления σ_8 относительно безнейтринного случая.

MOND-ветвь и масштаб ускорения. Масштаб ускорения:

$$a_* \approx 1.2 \times 10^{-10} \text{ м/с}^2, \quad (19)$$

равный MOND-ускорению a_0 из RAR. MOND-ядро:

$$F_{\text{base}}(\chi) = \frac{2}{3} \frac{\chi^{3/2}}{\sqrt{1 + \chi/\chi_s}}, \quad \chi_s = 1. \quad (20)$$

Для статических галактик используется мягкая перенормировка:

$$\chi_{\text{stat}} = \kappa_\chi y, \quad y = \frac{g_N}{a_*}, \quad \kappa_\chi \approx 0.38. \quad (21)$$

Кластерная ϕ/u -фаза. Потенциал:

$$U(u; \chi) = \frac{\lambda}{2} [u - u_0(\chi)]^2, \quad \lambda \approx 100, \quad (22)$$

$$u_0(\chi) = u_{\text{gal}} - \Delta u_{\text{cl}} \exp \left[-\frac{(\ln(\chi/\chi_{\text{cl}}))^2}{2\sigma_{\ln \chi}^2} \right], \quad (23)$$

$$u_{\text{gal}} \approx -0.2, \quad \Delta u_{\text{cl}} \approx 0.2, \quad \chi_{\text{cl}} \approx 1, \quad \sigma_{\ln \chi} \approx 0.5. \quad (24)$$

При этом $K(\chi) = (1 - u_{\min})/(1 - u_{\text{gal}})$ даёт $K(1) \approx 1.16$.

u -динамика и вязкость $\gamma(a)$.

$$u_{\min}(a) = u_{\text{gal}} + \Delta u s_u(\ln a), \quad s_u(x) = \frac{1}{2} \left[1 + \tanh \frac{x - \ln a_*^{\text{tr}}}{\sigma_u} \right], \quad (25)$$

$$a_*^{\text{tr}} \approx 0.7, \quad \sigma_u \approx 0.25, \quad u_{\text{gal}} = -0.2, \quad u_{\text{DE}} = +0.2. \quad (26)$$

$$\tau_u(a) H(a) \simeq \tau_0 \exp \left[-\frac{(\ln a - \ln a_*^{\text{tr}})^2}{2\sigma_\tau^2} \right], \quad (27)$$

$$\tau_0 \approx 0.75, \quad \sigma_\tau \approx 0.35. \quad (28)$$

$$\gamma(a) \approx \gamma_0 \frac{u_{\min}(a) - u_{\text{dyn}}(a)}{\Delta u_{\max}}, \quad \gamma_0 \approx 0.6. \quad (29)$$

Насыщающая ветвь. $F_{\text{sat}}(\chi \rightarrow \infty) \rightarrow F_c$ задаёт потолок $\rho_c \sim a_*^2 M_{\text{Pl}}^2 F_c / (8\pi G)$; требуется, чтобы соответствующая

$$\Omega_{c,\text{tot}} \gtrsim 10^{12}, \quad (30)$$

что сдвигает бонсе в область $z_b \gtrsim 10^4\text{--}10^6$.

3 MOND-ветвь, галактики и RAR

3.1 MOND-ядро $F_{\text{base}}(\chi)$ и строгий MOND-предел

В статике, при сферической симметрии и доминировании ϕ -поля, уравнение движения принимает вид

$$\nabla \cdot (F_\chi(\chi) \nabla \phi) \propto \rho_b, \quad F_\chi(\chi) g_\phi \sim g_N, \quad (31)$$

где $g_\phi = |\nabla \phi|$, g_N — ньютоновское ускорение от барионов. Определяя $\mu(g/a_*) \equiv 1/F_\chi(\chi)$, получаем MOND-уравнение $\mu(g/a_*)g \approx g_N$.

Базовая MOND-функция:

$$F_{\text{base}}(\chi) = \frac{2}{3} \frac{\chi^{3/2}}{\sqrt{1 + \chi/\chi_s}}, \quad \chi_s = 1. \quad (32)$$

При $\chi \ll 1$:

$$F_{\text{base}} \simeq \frac{2}{3} \chi^{3/2}, \quad F_\chi \simeq \sqrt{\chi} \Rightarrow \mu \left(\frac{g}{a_*} \right) \simeq \frac{a_*}{g} \Rightarrow g \simeq \sqrt{g_N a_*}, \quad (33)$$

что воспроизводит глубокий MOND-предел. При $\chi \gg 1$ $F_{\text{base}} \propto \chi$, и нормировкой выбирается $F_\chi \rightarrow 1$, так что $\mu \rightarrow 1$, $g \rightarrow g_N$ (ньютоновский предел).

3.2 Интерполяционная функция $\nu_{\text{Feff}}(y)$

Работая в терминах $\nu(y) \equiv g/g_N$, $y = g_N/a_*$, используется алгебраическое уравнение $F_\chi(\chi)g = g_N$, $\chi = (g/a_*)^2$ для вывода $\nu_{\text{Feff}}(y)$. Нормировка хвоста $F_\chi \rightarrow 1$ при $\chi \gg 1$ обеспечивает $\nu_{\text{Feff}} \rightarrow 1$ при $y \gg 1$. Сравнение с простым вариантом MOND $\nu_{\text{std}}(y)$ и эмпирической RAR-функцией показывает, что при $\kappa_\chi \approx 0.38$ отношение $\nu_{\text{Feff}}/\nu_{\text{RAR}}$ лежит в пределах $\approx 0.884\text{--}1.065$ на диапазоне $y \in [10^{-3}, 10^2]$.

3.3 RAR и toy-диски

Для тонкого экспоненциального диска с массой M_b и масштабом R_d ньютоновское ускорение в плоскости

$$g_N(R) = 2\pi G \Sigma_0 y [I_0(y)K_0(y) - I_1(y)K_1(y)], \quad y = R/(2R_d), \quad (34)$$

где $\Sigma_0 = M_b/(2\pi R_d^2)$, а I_n , K_n — модифицированные функции Бесселя. Численные тесты (скрипты `new_rar_disk_feff.py` и `new_rar_disk_feff_scan.py`) показали, что при различных (M_b, R_d) отношение $g_{\text{Feff}}/g_{\text{RAR}}$ по радиусу остаётся в диапазоне $\sim 0.9 \pm 0.05$, что свидетельствует об устойчивости $F_{\text{eff}}(\chi)$ к вариациям морфологии дисков.

3.4 SPARC-фиты: первые результаты

Используя SPARC-данные [3], было протестировано три интерполяции $\nu(y)$ (GTT-F: ν_{Feff} ; простой вариант MOND: ν_{std} ; эмпирическая: RAR) на наборе галактик: NGC 2403, UGC 05986, F568-3 (LSB), F563-V1 и DDO 154. Модельные скорости строились через

$$V_N^2 = V_{\text{gas}}^2 + (M/L)_{\text{disk}} V_{\text{disk}}^2, \quad (35)$$

$$g_N = V_N^2/R, \quad g_{\text{model}} = \nu(y)g_N, \quad y = g_N/a_*. \quad (36)$$

Для каждой модели минимизировалась χ^2 по $(M/L)_{\text{disk}}$.

Сводно:

- NGC 2403: ν_{Feff} даёт $\chi^2/\text{dof} \approx 15.8$ при $(M/L)_{\text{disk}} \approx 0.76$, что лучше, чем простой вариант MOND (~ 18.0) и RAR (~ 16.6);
- UGC 05986: GTT-F также даёт чуть меньший χ^2 при $(M/L)_{\text{disk}} \sim 0.9\text{--}1.0$;
- F568-3: все три ν -формы дают почти одинаковый фит ($\chi^2/\text{dof} \approx 2.7$);
- F563-V1 и DDO 154: все модели имеют большие $\chi^2/\text{dof} \gtrsim 25$ из-за сложности газодоминантных карликов и малочисленности точек; при этом ν_{Feff} лишь немного уступает RAR/std по качеству, соответствуя $\sim 1\text{--}2\%$ разнице в $V(R)$.

Эти тесты показывают, что одна глобальная MOND-ветвь $F_{\text{eff}}(\chi)$ конкурентоспособна с популярными ν -интерполяциями на реальных данных SPARC.

3.5 EFE-эффекты

Внешне-полевой эффект (EFE) реализуется через зависимость χ от суммы внутреннего и внешнего ускорений: $\chi \propto |\mathbf{g}_{\text{int}} + \mathbf{g}_{\text{ext}}|^2/a_*^2$. Той-модели (`gttf_efe_toy.py`) показывают, что:

- изолированный карлик ($g_{\text{ext}} \ll g_{\text{int}} \ll a_*$) может иметь $M_{\text{dyn}}/M_b \gg 1$;
- объект в сильном внешнем поле ($g_{\text{ext}} \sim a_*$, $g_{\text{int}} \ll a_*$) — $M_{\text{dyn}}/M_b \sim 1.5$, что согласуется с DF2/DF4-подобными системами “почти без DM”.

4 Кластеры и кластерный множитель $K(\chi)$

4.1 Происхождение $K(\chi)$ из $\phi+u$

Потенциал $U(u; \chi)$ и локальная энергия \mathcal{E}_{loc} дают зависимость $u_{\text{min}}(\chi)$ и

$$K(\chi) = \frac{1 - u_{\text{min}}(\chi)}{1 - u_{\text{gal}}}. \quad (37)$$

Численные расчёты показывают, что $K(\chi) \approx 1$ при $\chi \ll 1$, $K(1) \approx 1.16$ и $K(\chi) \rightarrow 1$ при $\chi \gg 1$.

4.2 Кластерный множитель $\nu_{\text{tun}}^{(\phi+u)}(y)$

Отождествляя χ с $y = g_N/a_*$ по порядку величины, определяем

$$\nu_{\text{tun}}^{(\phi+u)}(y) \equiv K(\chi = y). \quad (38)$$

Максимум $\nu_{\text{tun}}^{(\phi+u)} \approx 1.16$ при $y \sim 1$ задаёт локализованный кластерный бугорок.

4.3 Той-модели скоплений и профили g_{eff}/g_N

Той-скрипт `gttf_cluster_mass_toy.py` использует барионный профиль: $M_b(r) = M_{b,\text{tot}}(r/r_s)^3/[1 + (r/r_s)^3]$ с $r_s \sim 300$ кpc. Для $M_{b,\text{tot}} \sim 5 \times 10^{13} M_{\odot}$:

- Ньютон: $\langle M_{\text{dyn}}/M_b \rangle \sim 1$;
- чистый MOND: ~ 4 ;
- MOND+ $\phi+u$: ~ 4.0 – 4.1 .

При увеличении массы, чтобы сдвинуть g_N в область $y \sim 1$, профиль $\nu_{\phi+u}/\nu_{\text{pure}}(y)$ достигает ~ 1.16 при $y \approx 1$ и возвращается к ~ 1 при малых и больших y , демонстрируя отсутствие патологий.

5 Космологический фон, рост, $\gamma(a)$, RSD и линзирование

5.1 Фон ϕ -DE: отсутствие ранней DE

DE-ветвь $F_{\text{DE}}(\chi)$ выбирается так, чтобы в окне текущего фона $F_{\text{DE}}(\chi) \approx F_0 + \frac{\beta}{2}(\chi - \chi_0)^2$ вокруг $\chi_0 < 0$, что даёт $w_{\phi} \approx -1$ и $c_s^2 \approx 1$. Реализация в CLASS показывает отсутствие заметной ранней DE ($\Omega_{\phi}(1100) \sim 10^{-9}$) при $\Omega_{\phi}(0) \approx 0.69$.

5.2 u -динамика и вязкость $\gamma(a)$

См. подпункт 2.5 для параметров $u_{\min}(a)$ и $\tau_u(a)$. Решение для $u(a)$ в приближении

$$\frac{du}{d \ln a} \approx -\frac{u - u_{\min}(a)}{\tau_u(a)H(a)} \quad (39)$$

даёт отставание $u_{\text{dyn}} - u_{\min}$ порядка 0.2 в окне $a \sim 0.7\text{--}0.9$. Вязкость $\gamma(a)$, пропорциональная этому отставанию, имеет максимум $\gamma_{\max} \sim 0.6$ при $z \sim 0.3\text{--}0.5$ и исчезающе мала на $z \gtrsim 2$.

5.3 Рост и RSD

Уравнение роста

$$\delta'' + \left(\frac{3}{a} + \frac{H'}{H} + \gamma(a) \right) \delta' - \frac{3}{2} \frac{\Omega_m(a)}{a^2} \delta = 0 \quad (40)$$

решается численно для GR ($\gamma = 0$) и GTT-F (с $\gamma(a)$). Отношение $D_\gamma/D_{\text{GR}} \equiv D_{\text{ratio}}(a)$, полученное из $\phi + u$, совпадает с используемым в космологических расчётах табличным $D_{\text{ratio}}(a)$ в пределах $\lesssim 0.5\%$ на $a \in [0.2, 1]$.

Сравнение с набором RSD-данных $f\sigma_8(z)$ [5] показывает, что GTT-F+ ν + $\gamma(a)$ даёт лучшее соответствие, чем GR+ ν , и итоговый $S_8 \approx 0.81$, что сглаживает S_8 -напряжение.

5.4 Слабое линзирование галактик и линзирование СМВ

Влияние $\gamma(a)$ на линзирование реализуется масштабированием $P(k, z)$: $P_\gamma = P_{\text{GR}} D_{\text{ratio}}^2$. Расчёт спектров конвергенции κ (`gttf_wl_limber.py`) даёт подавление мощности WL на уровне $\sim 1\%$ и линзирования СМВ на уровне $< 1\%$, что согласуется с текущими данными и ожидаемой точностью.

6 Насыщающий ϕ -мод, потолок плотности ρ_c , космологический отскок и ядра чёрных дыр

6.1 Потолок плотности ρ_c из ветви насыщения и связь с a_*

Ветвь насыщения $F_{\text{sat}}(\chi)$ при $|\chi| \rightarrow \infty$ выходит на плато

$$F_{\text{eff}}(\chi) \xrightarrow{|\chi| \rightarrow \infty} F_c = \text{const}, \quad F_\chi(\chi) \rightarrow 0, \quad (41)$$

что в k -эссенциальной плотности энергии

$$\rho_\phi(\chi) = -\frac{a_*^2}{8\pi G} (2\chi F_\chi(\chi) - F_{\text{eff}}(\chi)) \quad (42)$$

даёт насыщение к конечному пределу

$$\rho_\phi(\chi) \xrightarrow{|\chi| \rightarrow \infty} \rho_c = \frac{a_*^2}{8\pi G} F_c \equiv \rho_* F_c, \quad \rho_* \equiv \frac{a_*^2}{8\pi G}. \quad (43)$$

Таким образом, потолок плотности ρ_c и MOND-ускорение a_* жёстко связаны через один безразмерный параметр F_c .

Численно, для $a_* \approx 1.2 \times 10^{-10} \text{ m/s}^2$:

$$\rho_* \approx 8.6 \times 10^{-12} \text{ kg/m}^3, \quad \rho_{\text{crit},0} \approx 8.5 \times 10^{-27} \text{ kg/m}^3, \quad (44)$$

так что

$$\frac{\rho_*}{\rho_{\text{crit},0}} \approx 10^{15}, \quad (45)$$

и потолок полной плотности

$$\Omega_{c,\text{tot}} \approx \frac{\rho_c}{\rho_{\text{crit},0}} = \frac{\rho_*}{\rho_{\text{crit},0}} F_c \approx 10^{15} F_c. \quad (46)$$

Эта безразмерная величина $\Omega_{c,\text{tot}}$ непосредственно входит в модифицированное уравнение Фридмана и задаёт момент космологического отскока.

6.2 Модифицированное уравнение Фридмана и космологический отскок

В минимальной toy-модели космологического bounce используется LQC-тип модифицированного уравнения Фридмана:

$$\frac{H^2}{H_0^2} = \Omega_{\text{tot}}(a) \left(1 - \frac{\Omega_{\text{tot}}(a)}{\Omega_{c,\text{tot}}} \right), \quad (47)$$

$$\Omega_{\text{tot}}(a) = \frac{\Omega_{m0}}{a^3} + \frac{\Omega_{r0}}{a^4} + \Omega_{\Lambda 0}, \quad (48)$$

где $\Omega_{c,\text{tot}} \approx (\rho_*/\rho_{\text{crit},0})F_c$ задаётся той же F_c , что и saturating-ветвь $F_{\text{eff}}(\chi)$.

В радиационно-доминированную эпоху ($a \ll a_{\text{eq}}$) имеем $\Omega_{\text{tot}}(a) \approx \Omega_{r0}/a^4$, поэтому условие отскока $H(a_b) = 0$ даёт

$$\frac{\Omega_{r0}}{a_b^4} = \Omega_{c,\text{tot}} \quad \Rightarrow \quad a_b = \left(\frac{\Omega_{r0}}{\Omega_{c,\text{tot}}} \right)^{1/4}, \quad (49)$$

$$1 + z_b = a_b^{-1} \approx \left(\frac{\Omega_{c,\text{tot}}}{\Omega_{r0}} \right)^{1/4} \approx \left(\frac{10^{15} F_c}{\Omega_{r0}} \right)^{1/4}. \quad (50)$$

При $\Omega_{r0} \sim 10^{-4}$ это даёт оценку

$$1 + z_b \approx (10^{19} F_c)^{1/4} = 10^{4.75} F_c^{1/4}. \quad (51)$$

Численные расчёты (`phi_sat_bounce_toy.py`) подтверждают, что уже при $F_c \sim 10^3$ – 10^5 отскок уходит в область $z_b \sim 10^5$ – 10^6 , то есть намного раньше BBN и CMB.

Таким образом, требования «cosmological bounce до BBN/CMB» дают очень мягкую нижнюю границу $F_c \gtrsim 10^4$ – 10^5 , а верхняя граница по bounce практически отсутствует: большие F_c просто уводят отскок в ещё более ранние эпохи.

6.3 Ядра чёрных дыр и их радиус r_{core}

В статическом пределе потолок плотности реализуется профилем

$$\rho_{\text{sat}}(r) = \min[\rho_{\text{model}}(r), \rho_c], \quad (52)$$

где $\rho_{\text{model}}(r)$ — «наивный» падающий профиль (например, $\propto r^{-3}$) с суммарной массой M_{BH} . Радиус ядра чёрной дыры определяется из условия, что внутри r_{core} плотность достигает потолка:

$$r_{\text{core}} \sim \left(\frac{3M_{\text{BH}}}{4\pi\rho_c} \right)^{1/3} = \left(\frac{3M_{\text{BH}}}{4\pi\rho_* F_c} \right)^{1/3}. \quad (53)$$

Радиус Шварцшильда:

$$r_s = \frac{2GM_{\text{BH}}}{c^2}. \quad (54)$$

Поэтому отношение r_{core}/r_s выражается через M_{BH} и F_c :

$$\frac{r_{\text{core}}}{r_s} \propto \rho_c^{-1/3} M_{\text{BH}}^{-2/3} \propto (F_c)^{-1/3} M_{\text{BH}}^{-2/3}. \quad (55)$$

При фиксированном гладком потолке ρ_c (одном и том же F_c) это означает:

- более массивные ВН имеют относительно более компактные ядра (меньший r_{core}/r_s);
- увеличение F_c сжимает ядро ближе к r_s .

Для заданного желаемого размера ядра $r_{\text{core}} = kr_s$ (с k порядка нескольких) можно переписать требуемую плотность потолка:

$$\rho_c(M_{\text{ВН}}, k) = \frac{3M_{\text{ВН}}}{4\pi(kr_s)^3} = \frac{3c^6}{32\pi k^3 G^3} \frac{1}{M_{\text{ВН}}^2}, \quad (56)$$

и, следовательно, требуемый F_c :

$$F_c(M_{\text{ВН}}, k) = \frac{\rho_c}{\rho_*} = \frac{3c^6}{4k^3 G^2 a_*^2 M_{\text{ВН}}^2}. \quad (57)$$

Эта формула показывает, что:

- $F_c \propto M_{\text{ВН}}^{-2}$ — для сверхмассивных чёрных дыр требуется меньший F_c (при том же k), чем для звёздных;
- $F_c \propto k^{-3}$ — чем более компактным (в единицах r_s) хочется сделать ядро, тем больший потолок F_c необходим.

Для SMBH порядка $M_{\text{ВН}} \sim 10^6\text{--}10^9 M_\odot$ разумные $F_c \sim 10^{15}\text{--}10^{17}$ одновременно дают $r_{\text{core}} \sim (1\text{--}10)r_s$ и чрезвычайно ранний bounce ($z_b \sim 10^8\text{--}10^9$), что безопасно для космологии.

6.4 Регулярные ВН и возможные динамические сценарии

Даже без детального GR-анализа очевидно, что saturating- ϕ с потолком $\rho_c = \rho_* F_c$:

- устраняет центральную сингулярность чёрной дыры, заменяя её регулярным ядром с $\rho \approx \rho_c$, $p \approx -\rho_c$ и де-Ситтер-подобным $T_{\mu\nu}$;
- оставляет внешнюю метрику практически шварцшильдовой при $r \gg r_{\text{core}}$, так что сильнополевые GR-тесты (орбиты, тени ВН) сохраняются;
- в динамическом описании (см. GR-скелет) допускает мягкий bounce внутреннего региона вместо сингулярности, что может вести как к квазистатическому ядру, так и к более экзотическим сценариям (ВН→ВН или baby-universe), не противореча исходной EOS ϕ -среды.

В минималистичном варианте GTT-F реализует *регулярные чёрные дыры* с ядром при $\rho \sim \rho_c$ и без сингулярностей, при этом один и тот же параметр F_c , привязанный к MOND-ускорению a_* , управляет как космологическим bounce, так и внутренними планковскими режимами ВН.

7 Обсуждение и выводы

В работе представлена обновлённая версия GTT-F — эффективной теории гиперсреды пространства-времени, в которой одна и та же среда $\phi+u$ и одна функция $F_{\text{eff}}(\chi)$ (с ветвью насыщения, задаваемой параметром F_c) описывают тёмную энергию, MOND-подобную динамику галактик, кластерные аномалии, рост структур и планковские режимы (космологический отскок и ядра чёрных дыр). В тензорном секторе теория остаётся эквивалентной ОТО: существует единственная физическая метрика $g_{\mu\nu}$, $c_T = 1$, $d_L^{\text{GW}} = d_L^{\text{EM}}$, а связь со Стандартной моделью реализуется через слабый конформный фактор $A(\phi)$, удовлетворяющий EP/PPN-ограничениям.

Скалярный сектор реализован как к-эссенция $S_\phi \supset -a_*^2 M_{\text{Pl}}^2 F_{\text{eff}}(\chi)$, где $\chi = (\partial\phi)^2/a_*^2$, и опирается на GFT-интерпретацию: $\phi(x)$ — эмерджентное clock-поле фундаментального спин-сетевого конденсата, а инвариант χ пропорционален квадрату темпа внутреннего времени T . Это позволяет задать $\rho_\phi(\chi)$ на микрофизическом уровне и затем восстановить $F_{\text{eff}}(\chi)$ из линейного ОДУ $2\chi F_\chi - F_{\text{eff}} = -\alpha\rho_\phi(\chi)$, так что F-функция не является произвольным феноменологическим выбором.

Ключевым результатом является то, что при к-эссенциальной структуре и одном масштабе ускорения a_* глубокий MOND-предел $g \propto \sqrt{a_* g_N}$ единственным образом фиксирует асимптотику $F_{\text{eff}}(\chi) \propto \chi^{3/2}$ при $\chi \rightarrow 0^+$. MOND-ветвь GTT-F больше не свободна: степень $3/2$ не выбирается руками, а следует из структуры теории и наблюдаемого RAR-скейлинга. Каноническая форма $F_{\text{eff}}(\chi)$ для $\chi > 0$, построенная на этой основе, совпадает с ранее использованной F-функцией в галактическом диапазоне и воспроизводит эмпирическую RAR и кривые вращения SPARC на уровне $\lesssim 10\%$ при разумных $(M/L)_{\text{disk}}$, не уступая и часто превосходя простые MOND-интерполяции.

DE-ветвь $F_{\text{eff}}(\chi)$ при $\chi < 0$ задаётся почти плоским плато вокруг $\chi_0 < 0$, обеспечивающим $w_\phi \approx -1$, $c_s^2 \approx 1$ и отсутствие заметной ранней DE. Фоновая космология GTT-F практически совпадает с Λ CDM при тех же (h, Ω_m) , но допускает мягкие сдвиги в EOS ϕ -DE. Динамика фазового DOF u с конечным временем релаксации $\tau_u(a)$ порождает вязкостный член $\gamma(a)$ в уравнении роста, который подавляет S_8 примерно до 0.81 при $\Sigma m_\nu \approx 0.10$ eV и улучшает согласие с RSD/линзированием, не разрушая фон $H(z)$ и CMB-линзинг.

Важным элементом обновлённой конструкции является ветвь насыщения $F_{\text{eff}}(\chi) \rightarrow F_c$ при $|\chi| \rightarrow \infty$, задающая потолок плотности $\rho_c = \rho_* F_c$ с $\rho_* = a_*^2/(8\pi G)$. Таким образом, MOND-ускорение a_* и потолок плотности ρ_c жёстко связаны через один безразмерный параметр F_c . Тот же потолок определяет безразмерную величину $\Omega_{c,\text{tot}} \approx (\rho_*/\rho_{\text{crit},0})F_c \sim 10^{15}F_c$, входящую в LQC-подобное модифицированное уравнение Фридмана $H^2/H_0^2 = \Omega_{\text{tot}}(1 - \Omega_{\text{tot}}/\Omega_{c,\text{tot}})$ и реализующую космологический бOUNCE. Уже при $F_c \sim 10^4$ – 10^5 отскок уходит в область $z_b \gtrsim 10^5$ – 10^6 , не затрагивая BBN/CMB, а большие F_c просто уведут бOUNCE в ещё более ранние эпохи.

Тот же потолок плотности ρ_c применим к статическим сильнополевым решениям: профили вида $\rho_{\text{sat}}(r) = \min[\rho_{\text{model}}(r), \rho_c]$ дают ядра чёрных дыр радиуса $r_{\text{core}} \sim (3M_{\text{BH}}/4\pi\rho_c)^{1/3}$ с де-Ситтер-подобным центром вместо сингулярности, при этом снаружи сохраняется почти шварцшильдовский потенциал. Аналитические оценки показывают, что для SMBH-порядка ($M_{\text{BH}} \sim 10^6$ – $10^9 M_\odot$) разумные $F_c \sim 10^{15}$ – 10^{17} могут одновременно обеспечивать $r_{\text{core}} \sim (1\text{--}10)r_s$ и космологический бOUNCE при $z_b \sim 10^8$ – 10^9 , то есть один и тот же параметр F_c , привязанный к a_* , управляет и планковскими режимами в космологии, и внутренней структурой ВН, не нарушая сильнополевых GR-тестов.

С точки зрения структурной строгости GTT-F в своей обновлённой форме сильно укрепились:

- класс допустимых $F_{\text{eff}}(\chi)$ резко сужен (уникальная MOND-асимптотика $\chi^{3/2}$, линейный хвост, два плато, мягкий подход к насыщению по требованиям устойчивости);
- потолок плотности ρ_c и MOND-параметр a_* сцеплены через $\rho_c = \rho_* F_c$ и $\Omega_{c,\text{tot}} \approx 10^{15}F_c$;
- один и тот же saturating-параметр F_c контролирует одновременно космологический бOUNCE и ядра чёрных дыр.

При этом феноменология MOND/галактик, кластеров, роста и линзирования, проверенная в предыдущей версии, не ухудшилась: каноническая $F_{\text{eff}}(\chi)$ в галактическом диапазоне точно воспроизводит старую форму, а soft-модификации на saturating-ветви не влияют на уже протестированные режимы.

Следующие шаги для GTT-F включают:

- полноценный глобальный фит Planck+BAO+SN+RSD+WL с использованием канонической $F_{\text{eff}}(\chi)$, табличного $D_{\text{ratio}}(a)$, Σm_ν и saturating- ϕ ;
- расширение SPARC/кластерного анализа, в том числе с учётом фазового множителя $K(\chi)$ и возможных вариаций (M/L);
- явное получение $\rho_\phi(\chi)$ из конкретных GFT-моделей (спин-сетевых конденсатов) и проверку, что каноническая $F_{\text{eff}}(\chi)$ действительно возникает как IR-предел;
- полный GR-анализ регулярных чёрных дыр с saturating-ядрами на базе выписанного GR-скелета (масса Миснера–Шарпа, сферическая метрика в comoving-гейдже, EOS ϕ -среды) и изучение возможных динамических сценариев, совместимых с GTT-F (мягкий bounce, BH→WH/baby-universe).

В совокупности GTT-F остаётся EFT-программой, объединяющей тёмную энергию, кластерные эффекты, MOND-подобную гравитацию и планковские режимы в рамках единой $\phi + u$ – среды пространства-времени, но теперь эта программа существенно более жёстко заякорена как на уровне F-функции, так и на уровне связи MOND-масштаба и потолка плотности.

Благодарности

Автор благодарит всех за полезные обсуждения и поддержку.

Список литературы

- [1] Planck Collaboration, “Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters”, *Astron. Astrophys.* 641 (2020) A6, arXiv:1807.06209 [astro-ph.CO].
- [2] S. McGaugh, F. Lelli, J. Schombert, “Radial Acceleration Relation in Rotationally Supported Galaxies”, *Phys. Rev. Lett.* 117 (2016) 201101, arXiv:1609.05917 [astro-ph.GA].
- [3] F. Lelli, S. McGaugh, J. Schombert, M. Pawlowski, “The SPARC database: Mass Models for 175 Disk Galaxies with Spitzer Photometry”, *Astron. J.* 152 (2016) 157, arXiv:1606.09251 [astro-ph.GA].
- [4] M. Milgrom, “A modification of the Newtonian dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis”, *Astrophys. J.* 270 (1983) 365–370.
- [5] E. Macaulay, I. K. Wehus, H. Eriksen, “Lower Growth Rate from Recent Redshift Space Distortion Measurements than Expected from Planck”, *Phys. Rev. Lett.* 111 (2013) 161301, arXiv:1303.6583 [astro-ph.CO].
- [6] L. Verde, T. Treu, A. Riess, “Tensions between the Early and the Late Universe”, *Nature Astron.* 3 (2019) 891–895, arXiv:1907.10625 [astro-ph.CO].
- [7] J. Khoury, “Alternative to particle dark matter”, *Phys. Rev. D* 91 (2015) 024022, arXiv:1409.0012 [hep-th].
- [8] L. Berezhiani, J. Khoury, “Theory of dark matter superfluidity”, *Phys. Rev. D* 92 (2015) 103510, arXiv:1507.01019 [astro-ph.CO].
- [9] L. Blanchet, A. Le Tiec, “Model of dark matter and dark energy based on gravitational polarization”, *Phys. Rev. D* 78 (2008) 024031, arXiv:0804.3518 [astro-ph].

- [10] E. Verlinde, “Emergent Gravity and the Dark Universe”, SciPost Phys. 2 (2017) 016, arXiv:1611.02269 [hep-th].
- [11] A. Ashtekar, P. Singh, “Loop Quantum Cosmology: A Status Report”, Class. Quant. Grav. 28 (2011) 213001, arXiv:1108.0893 [gr-qc].