

# GTT-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 GTT-F — эффективная теория гиперсреды пространства-времени, описываемая медленным скаляром  $\phi$  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  $\rho_c$ , 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  $\rho_c$  определяется через безразмерный параметр  $F_c$  одним соотношением  $\rho_c = \rho_* F_c$ , так что MOND-ускорение и планковский потолок плотности оказываются жёстко связанны.

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  $\Sigma m_\nu \approx 0.10 \text{ eV}$ , что улучшает согласие с данными RSD и слабого линзирования, почти не затрагивая фон  $H(z)$  и СМВ-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, GTT-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

<b>1 Введение</b>	<b>2</b>
1.1 Мотивация: тёмные компоненты и MOND-аномалии . . . . .	2
1.2 Идея GTT-F в одном абзаце . . . . .	3
1.3 Структура статьи . . . . .	3
<b>2 Онтология GTT-F и лагранжиан <math>\mathbf{GR} + \phi(F_{\text{eff}}) + u</math></b>	<b>4</b>
2.1 Три слоя онтологии . . . . .	4
2.2 EFT-лагранжиан $\phi$ -сектора и определение $\chi$ . . . . .	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
<b>3 MOND-ветвь, галактики и RAR</b>	<b>7</b>
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
<b>4 Кластеры и кластерный множитель <math>K(\chi)</math></b>	<b>9</b>
4.1 Происхождение $K(\chi)$ из $\phi + u$ . . . . .	9
4.2 Кластерный множитель $\nu_{\text{tun}}^{(\phi+u)}(y)$ . . . . .	9
4.3 Toy-модели скоплений и профили $g_{\text{eff}}/g_N$ . . . . .	9
<b>5 Космологический фон, рост, <math>\gamma(a)</math>, RSD и линзирование</b>	<b>9</b>
5.1 Фон $\phi$ -ДЕ: 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 СМВ . . . . .	10
<b>6 Насыщающий <math>\phi</math>-мод, потолок плотности <math>\rho_c</math>, космологический отскок и ядра чёрных дыр</b>	<b>10</b>
6.1 Потолок плотности $\rho_c$ 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 $r_{\text{core}}$ . . . . .	11
6.4 Регулярные BH и возможные динамические сценарии . . . . .	12
<b>7 Обсуждение и выводы</b>	<b>12</b>

## 1 Введение

### 1.1 Мотивация: тёмные компоненты и MOND-аномалии

Стандартная космологическая модель  $\Lambda$ CDM, основанная на общей теории относительности (ОТО) с космологической константой  $\Lambda$  и холодной тёмной материей (CDM), успешно описывает фоновые наблюдения ( $H(z)$ , СМВ, ВАО, 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  $g_{\text{obs}}$  и ньютоновским ускорением от барионов  $g_N$  - радиальным соотношением ускорений (RAR), барионное соотношение Талли–Фишера (BTFR) и почти постоянная поверхностная плотность гало  $\mu_{0D}$  [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  $\Lambda\text{CDM}$  неясно. Кроме того, масштаб  $a_0$  по порядку величины связан с  $cH_0$  и  $\rho_{\text{DE}}$ , что выглядит как нумерологическое совпадение.

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

1. объяснить MOND-подобные скейлинги,
2. сохранить успехи  $\Lambda\text{CDM}$  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  $\phi$  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 k-эссенции  $\phi$  с функцией  $F_{\text{eff}}(\chi)$  и простую  $\phi+u$ -взаимодействующую часть. Одна и та же функция  $F_{\text{eff}}(\chi)$  (восстановливаемая 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 k-эссенциальном виде единственна 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 ( $H(z)$ , СМВ, 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-сетевой конденсат), включая роль  $\phi$  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  $\rho_c$  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 производится сравнение с RAR и SPARC-кривыми вращения. Раздел 4 посвящён кластерной фазе, множителю  $K(\chi)$  и toy-моделям скоплений.

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

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

### 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.  $\phi$  — медленный мод типа k-эссенции, а  $u$  — безразмерный мод «жёсткости» локального блока квантовой геометрии. На этом уровне определяется функция  $F_{\text{eff}}(\chi)$ , масштаб ускорения  $a_*$ , потолок плотности  $\rho_c$  и структура  $\phi/u$ -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/клластер/DE/планковские эффекты как взаимодействие с  $\phi/u$ -средой, а не с независимыми “тёмными” полями.

### 2.2 EFT-лагранжиан $\phi$ -сектора и определение $\chi$

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:  $a_0 \approx 1.2 \times 10^{-10} \text{ м/с}^2$ ;
- 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,  $U(u; \chi)$  —  $\chi$ -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  $u_{\text{gal}}$ , кластерную  $u_{\text{cl}}$  и планковскую  $u_{\text{pl}}$ .

### 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+ニュтоновская ветвь при малых и умеренных  $\chi > 0$  (глубокий MOND и ньютоновский предел);
- насыщающая(saturating)-ветвь при больших  $|\chi|$ , задающая потолок плотности  $\rho_c$ .

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  $\beta$  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  $\chi$ :

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

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

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

**MOND+Ньютона ( $\chi > 0$ , 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-эсценциальной структуре уравнений. При  $\chi \gg \chi_s$   $F_{\text{base}}(\chi) \propto \chi$  и нормировкой  $\chi_s$  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

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

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+Ньютона), при  $\chi \gg \chi_{\text{sat}}$  включается saturating-плато  $F_{\text{eff}} \approx F_c$ .

**Saturating-ветвь и потолок  $\rho_c$ .** Параметр  $F_c$  определяет потолок плотности  $\phi$ -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

$$\Omega_{m0} = 0.3099, \quad \Omega_{r0} \approx 9.2 \times 10^{-5}, \quad \Omega_{\Lambda0} = 1 - \Omega_{m0} - \Omega_{r0}, \quad (17)$$

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

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

что даёт  $\sim 2\%$  подавления  $\sigma_8$  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  $\phi/u$ -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 bounce 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  $\phi$ -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 $\nu_{\text{eff}}(y)$

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  $\nu_{\text{eff}}(y)$ . Нормировка хвоста  $F_\chi \rightarrow 1$  при  $\chi \gg 1$  обеспечивает  $\nu_{\text{eff}} \rightarrow 1$  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  $\nu_{\text{eff}}/\nu_{\text{RAR}}$  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  $g_{\text{eff}}/g_{\text{RAR}}$  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:  $\nu_{\text{eff}}$ ; простой вариант MOND:  $\nu_{\text{std}}$ ; 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  $\chi^2$  по  $(M/L)_{\text{disk}}$ .

Сводно:

- NGC 2403:  $\nu_{\text{eff}}$  даёт  $\chi^2/\text{dof} \approx 15.8$  при  $(M/L)_{\text{disk}} \approx 0.76$ , что лучше, чем простой вариант MOND ( $\sim 18.0$ ) и RAR ( $\sim 16.6$ );
- UGC 05986: GTT-F также даёт чуть меньший  $\chi^2$  при  $(M/L)_{\text{disk}} \sim 0.9\text{--}1.0$ ;
- F568-3: все три  $\nu$ -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 газодинамических карликов и малочисленности точек; при этом  $\nu_{\text{eff}}$  лишь немного уступает RAR/std по качеству, соответствую  $\sim 1\text{--}2\%$  разнице в  $V(R)$ .

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

### 3.5 EFE-эффекты

Внешне-полевой эффект (EFE) реализуется через зависимость  $\chi$  от суммы внутреннего и внешнего ускорений:  $\chi \propto |\mathbf{g}_{\text{int}} + \mathbf{g}_{\text{ext}}|^2/a_*^2$ . Toy-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  $\mathcal{E}_{\text{loc}}$  дают зависимость  $u_{\min}(\chi)$  и

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

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  $\chi$  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 Toy-модели скоплений и профили $g_{\text{eff}}/g_N$

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

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

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

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

### 5.1 Фон $\phi$ -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 исчезающее 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+ $\nu+\gamma(a)$  даёт лучшее соответствие, чем GR+ $\nu$ , 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  $\kappa$  (`gttf_wl_limiter.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 $\phi$ -мод, потолок плотности $\rho_c$ , космологический отскок и ядра чёрных дыр

### 6.1 Потолок плотности $\rho_c$ 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  $\rho_c$  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

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

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

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 $r_{\text{core}}$

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  $M_{\text{BH}}$ . Радиус ядра чёрной дыры определяется из условия, что внутри  $r_{\text{core}}$  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  $r_{\text{core}}/r_s$  выражается через  $M_{\text{BH}}$  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  $\rho_c$  (одном и том же  $F_c$ ) это означает:

- более массивные BH имеют относительно более компактные ядра (меньший  $r_{\text{core}}/r_s$ );
- 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:

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

и, следовательно, требуемый  $F_c$ :

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

Эта формула показывает, что:

- $F_c \propto M_{\text{BH}}^{-2}$  — 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  $M_{\text{BH}} \sim 10^6\text{--}10^9 M_\odot$  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 BH и возможные динамические сценарии

Даже без детального GR-анализа очевидно, что saturating- $\phi$  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 BH) 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 (BH→WH или baby-universe), не противореча исходной EOS  $\phi$ -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 BH.

### 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  $g_{\mu\nu}$ ,  $cT = 1$ ,  $d_L^{\text{GW}} = d_L^{\text{EM}}$ , а связь со Стандартной моделью реализуется через слабый конформный фактор  $A(\phi)$ , удовлетворяющий ЕР/PPN-ограничениям.

Скалярный сектор реализован как  $k$ -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  $\chi$  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  $k$ -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  $\Lambda$  CDM при тех же  $(h, \Omega_m)$ , но допускает мягкие сдвиги в EOS  $\phi$ -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 СМВ-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  $\rho_c$  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 bounce. Уже при  $F_c \sim 10^4\text{--}10^5$  отскок уходит в область  $z_b \gtrsim 10^5\text{--}10^6$ , не затрагивая BBN/CMB, а большие  $F_c$  просто уводят bounce в ещё более ранние эпохи.

Тот же потолок плотности  $\rho_c$  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 ( $M_{\text{BH}} \sim 10^6\text{--}10^9 M_\odot$ ) разумные  $F_c \sim 10^{15}\text{--}10^{17}$  могут одновременно обеспечивать  $r_{\text{core}} \sim (1\text{--}10)r_s$  и космологический bounce при  $z_b \sim 10^8\text{--}10^9$ , то есть один и тот же параметр  $F_c$ , привязанный к  $a_*$ , управляет и планковскими режимами в космологии, и внутренней структурой BH, не нарушая сильнополевых GR-тестов.

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

- класс допустимых  $F_{\text{eff}}(\chi)$  резко сужен (универсальная MOND-асимптотика  $\chi^{3/2}$ , линейный хвост, два плато, мягкий подход к насыщению по требованиям устойчивости);
- потолок плотности  $\rho_c$  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 bounce 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  $D_{\text{ratio}}(a)$ ,  $\Sigma m_\nu$  и saturating- $\phi$ ;
- 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 конденсаторов) 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  $\phi$ -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].