МОДИФИЦИРОВАННАЯ ГРАВИТАЦИЯ

Максим Либанов

ИЯИ, Москва

Зачем модифицировать гравитацию?

Возможное объяснение ускоряющегося расширения Вселенной.

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \equiv H^2 = \frac{8\pi}{3} G\rho$$

Можно изменить здесь

(вакуум, квинтэссенция,...)

Зачем модифицировать гравитацию?

Возможное объяснение ускоряющегося расширения Вселенной.

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \equiv H^2 = \frac{8\pi}{3} G\rho$$

Можно изменить здесь

(вакуум, квинтэссенция,. . .)

Характерные расстояния и времена

$$\sim H_0^{-1} \simeq 10^{28}\text{см} \simeq 10^{18}\text{с} \simeq \frac{1}{10^{-33}\text{эВ}}\ ; \quad \Lambda_{\text{косм}} \simeq H_0^2 M_{Pl}^2 \simeq (10^{-3}\text{эВ})^4$$

Зачем модифицировать гравитацию?

Возможное объяснение ускоряющегося расширения Вселенной.

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \equiv H^2 = \frac{8\pi}{3} G\rho$$

Или здесь.

Новая гравитация на больших расстояниях

Можно изменить здесь

(вакуум, квинтэссенция,...)

Характерные расстояния и времена

$$\sim H_0^{-1} \simeq 10^{28}\text{см} \simeq 10^{18}\text{с} \simeq \frac{1}{10^{-33}\text{эВ}}\,; \quad \Lambda_{\text{косм}} \simeq H_0^2 M_{Pl}^2 \simeq (10^{-3}\text{эВ})^4$$

Зачем модифицировать гравитацию?

Возможное объяснение ускоряющегося расширения Вселенной.

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \equiv H^2 = \frac{8\pi}{3} G\rho$$

Или здесь.

Новая гравитация на больших расстояниях

Можно изменить здесь

(вакуум, квинтэссенция,...)

Характерные расстояния и времена

$$\sim H_0^{-1} \simeq 10^{28}\text{см} \simeq 10^{18}\text{с} \simeq \frac{1}{10^{-33}\text{эВ}}\,; \quad \Lambda_{\text{косм}} \simeq H_0^2 M_{Pl}^2 \simeq (10^{-3}\text{эВ})^4$$

Интересно было бы объяснить такие масштабы..., но проблемы возникают гораздо раньше ☹

- Модели с большим дополнительными измерениями & миры на бране
  - $4d$ поля — моды многомерных полей, распространяющиеся по нашей бране. $\Longrightarrow$ волновые функции локализованы на нашей бране
  - $4d$ гравитон один из них
  - Локализация может быть не точной
    Квазилокализация $\Longrightarrow$ $4d$ гравитон является резонансом и имеет конечную ширину распада в нелокализованные моды $\Longrightarrow$ гравитация на бране не является точно четырехмерной на больших расстояниях/временах
  - Большое время жизни гравитона на бране могло бы быть обусловленно **туннельным** характером распада $\Longrightarrow$ гравитация на бране четырехмерная вплоть до экспоненциально больших расстояний/времен

Многообещающая идея . . . , но не всё так гладко ☹

Обратно в четыре измерения

- Лоренц-инвариантные теории

Духи

Дилемма или

Режим сильной связи

- **Пример:** массивная гравитация

$$S = -M_{Pl}^2 \int d^4x \sqrt{-g} \left\{ R + m_1^2 h_{\mu\nu} h^{\mu\nu} + m_2^2 h^\mu_\mu h^\nu_\nu \right\}$$

$h_{\mu\nu} = g_{\mu\nu} - \eta_{\mu\nu}$ — отклонения от Минковской метрики

Хотим $m_1 \sim m_2 \sim H_0$

R инвариантен относительно (линеаризованных) калибровочных преобразований

$$h'_{\mu\nu} = h_{\mu\nu} + \partial_\mu \xi_\nu + \partial_\nu \xi_\mu$$

а массовый член — **нет** $\Longrightarrow$

- Новые степени свободы — **моды, которые могли бы быть калибровочными (would-be gauge mode)**

$$h_{\mu\nu} = \partial_\mu \pi_\nu + \partial_\nu \pi_\mu + (\partial\pi)^2 + \ldots$$

— **не входят** в Эйнштейн-Гильбертовское действие.

$$\pi_\mu = \pi_\mu^{\mathrm{T}} + \partial_\mu \chi \; ; \quad \partial_\mu \pi_\mu^{\mathrm{T}} = 0$$

Наиболее опасен **скалярный** сектор

- Эффективное действие для χ (выше масштаба m_1, m_2)

$$S_\chi^{\mathrm{eff}} = M_{Pl}^2 \int d^4x \cdot 4(m_1^2 + m_2^2)(\Box\chi)^2$$

Теория с высшими производными $\Longrightarrow$ духи (т.е. состояния с отрицательной энергией)

!Исключение: $m_2^2 = -m_1^2 = -m_g^2$ — масса Фирца-Паули

Поперечные моды

$$S^{\mathrm{eff}}_{\pi^{\mathrm{T}}} = M_{Pl}^2 m_g^2 \int d^4x \left\{ (\partial_\mu \pi^{\mathrm{T}}_\nu)^2 + (\partial\pi^{\mathrm{T}})^3 + \dots \right\}$$

Теория неперенормируемая $\Longrightarrow$ имеет смысл только до ультрафиолетового масштаба энергий $\Lambda^{\mathrm{T}} \lesssim \Lambda^{\mathrm{T}}_{\mathsf{strong}}$ — унитарный предел на древесном уровне.

Чему равен этот масштаб?

✓ Канонически нормируем

$$\pi^{\mathrm{T}}_\mu = \frac{1}{M_{Pl} m_g} \Pi^{\mathrm{T}}_\mu$$

$$S^{\mathrm{eff}}_{\Pi^{\mathrm{T}}} = \int d^4x \left\{ (\partial_\mu \Pi^{\mathrm{T}}_\nu)^2 + \frac{1}{M_{Pl} m_g} (\partial\Pi^{\mathrm{T}})^3 + \dots \right\}$$

$$\Lambda^{\mathrm{T}}_{\mathsf{strong}} = \sqrt{M_{Pl} \cdot m_g}$$

✓ В секторе поперечных мод разумная теория действует вплоть до

$$L^{\mathrm{T}}_{\mathsf{strong}} = \frac{1}{\Lambda^{\mathrm{T}}_{\mathsf{strong}}} = \frac{1}{(M_{Pl} m_g)^{1/2}}$$

✓ Новые эффекты должны возникнуть при

$$l \gtrsim L^{\mathrm{T}}_{\mathsf{strong}}$$

Численно: интересный случай $m_g \sim H_0 \sim 10^{-33}$эВ

$$L^{\mathrm{T}}_{\mathsf{strong}} \sim 0.01\text{мм}$$

— намек на возможные новые гравитационные эффекты при $r \sim 0.01$мм

$\mathcal{NB}$: Близко к современному экспериментальному пределу

- **Но** скалярные моды всё портят

$$m_1^2 = -m_2^2 = m_g^2$$

$$\Downarrow$$

нет кинетического члена для $\pi_\mu = \partial_\mu \chi$

$$\Downarrow$$

необходимо включать другие скалярные члены в $h_{\mu\nu}$

$$h_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu}\varphi + \partial_\mu \partial_\nu \chi$$

$$\Downarrow$$

$$S^{\text{eff}}_{\varphi,\chi} = M_{Pl}^2 \int d^4x \left\{ \varphi \Box \varphi + m_g^2 \varphi \Box \chi \right\}$$

$$\Downarrow$$

Кинетический член для χ благодаря смешиванию с φ — следовой частью метрики $h_{\mu\nu}$

Сдвигая

$$\phi = \varphi - m_g^2 \chi$$

$$\Downarrow$$

$$S_\chi^{\mathrm{eff}} = \int d^4x \left\{ M_{Pl}^2 m_g^4 (\partial_\mu \chi)^2 + M_{Pl}^2 m_g^2 (\partial^2 \chi)^3 \right\}$$

Каноническая нормировка:

$$\chi = \frac{1}{M_{Pl} m_g^2} X$$

$$S_X^{\mathrm{eff}} = \int d^4x \left\{ (\partial_\mu X)^2 + \frac{1}{M_{Pl} m_g^4} (\partial^2 X)^3 \right\}$$

Флуктуации скалярной степени свободы усилены фактором m_g^{-2} а не фактором m_g^{-1}, как в случае поперечных мод.

- Разрывность ван-Дама–Вельтмана–Захарова

$$h_{\mu\nu} = \varphi\eta_{\mu\nu} + \text{продольные} + \dots$$

$$\varphi \simeq m_g^2 \chi$$

$$\chi = \frac{1}{M_{Pl}\cdot m_g^2} X \Longrightarrow \varphi \simeq \frac{1}{M_{Pl}} X \text{ — нет подавления по } m_g!$$

По сравнению с ОТО появляется дополнительное скалярное поле, взаимодействующее с материей через

$$T^{\mu\nu} h_{\mu\nu} = \eta^{\mu\nu}\varphi \cdot T_{\mu\nu} = \frac{1}{M_{Pl}} X \cdot T_\mu^\mu$$

с обычной гравитационной силой даже при $m_g \to 0$. Наивно это противоречит экспериментам по отклонению света в гравитационном поле. Однако, возможно это не так опасно, т.к. нужно учитывать нелинейные эффекты на больших расстояниях от источника (Вайнштейн)

$$r_V \sim \left[M_{\text{source}} \cdot \frac{1}{M_{Pl}^2 m_g^4} \right]^{1/5} \quad ; \quad r_V^{\odot} \sim 1 \text{ парсек}$$

- Однако, квантовая теория становится сильновзаимодействующей при более низких энергетических масштабах Arkani-Hamed, Georgi, Shwartz

$$S_X^{\mathrm{eff}} = \int d^4x \left\{ (\partial_\mu X)^2 + \frac{1}{M_{Pl} m_g^4} (\partial^2 X)^3 \right\}$$

$$\Lambda_{\mathsf{strong}} = \left(m_g^4 \cdot M_{Pl} \right)^{1/5}$$

$\mathcal{NB}$: Непосредственное вычисление амплитуды рассеяния продольных гравитонов дает (Aubert)

$$A \simeq \frac{E^{10}}{M_{Pl}^2 m_g^8} = \frac{E^{10}}{\Lambda_{\mathsf{srong}}^5}$$

Добавление в $h_{\mu\nu}$ членов высшего порядка делает

$$\Lambda_{\mathsf{strong}} = \left(m_g^2 \cdot M_{Pl} \right)^{1/3} \sim \frac{1}{1000\text{км}}$$

— теория становится сильносвязной на расстояниях, меньше 1000 км! ☹

Что можно сделать?

1) При энергиях $E \ll \Lambda_{\text{strong}}$ появляется новая физика и теория остается слабовзаимодействующей при энергиях много ниже Λ_{strong}.

Пример: Механизм Браута-Эглера-Хиггса в неабелевых калибровочных теориях. Массивное калибровочное поле $m_g^2 A_\mu A^\mu$ становится сильновзаимодействующим при энергиях

$$\Lambda_{\text{strong}} = \frac{m_g}{g}$$

калибровочная константа связи

Благодаря механизму БЭХ, новая физика (бозон Хиггса) возникает при низких энергиях, и теория остается слабовзаимодействующей при всех энергиях.

Необходимо, конечно, убедиться, что "новая физика" взаимодействует с обычной материей достаточно слабо.

Модели подобного типа неизвестны.

2) Нарушение Лоренц-инвариантности.

Попробуем рассмотреть Лоренц-нарушающие массовые члены (Rubakov). Вместо лагранжиана Фирца-Паули $\mathcal{L}_{F.P.} = M_{Pl}^2 m_g^2 (h_{\mu\nu}h^{\mu\nu} - h_\mu^\mu h_\nu^\nu)$ попробуем (предполагая ненарушенными пространственные вращения)

$$\mathcal{L}_{\text{mass}} = M_{Pl}^2 \times \left[m_0^2 h_{00}^2 + 2m_1^2 h_{0i}^2 - m_2^2 h_{ij}h_{ij} + m_3^2 h_{ii}h_{jj} - 2m_4^2 h_{00}h_{ii}\right]$$

- Духи при произвольных значениях $m_0, \ldots, m_4$, что неудивительно, так как **Лоренц-инвариантные** массы общего вида являются подклассом.
- Существует множество свободных от духов значений параметров (Dubovsky)

  ✓ $m_0 \neq 0, m_i = 0 \Longleftrightarrow$ линеаризованная теория около **духового конденсата** (Arkani-Hamed, Cheng, Luty, Mukohyama). Этот случай "защищен" пространственными диффеоморфизмами.

✓ $m_0 = 0, m_i \neq 0$. Этот случай не защищен какими-либо остаточными симметриями $\Longrightarrow$ тонкая подстройка $\Longrightarrow$ имеет смысл только как "доказательство на примере"

$$h_{\mu\nu} = \partial_\mu \pi_\nu + \partial_\nu \pi_\mu + (\partial\pi)^2$$

$$\Downarrow$$

* 3-векторные моды: $\pi_0 = 0, \partial_i \pi_i^{\mathrm{T}} = 0$

$$\mathcal{L}_{\text{mass}}^{\text{vec}} = M_{Pl}^2 \left[m_1^2 (\partial_0 \pi_i^{\mathrm{T}})^2 - m_2^2 (\partial_i \pi_j^{\mathrm{T}})^2 \right]$$

Нормальный кинетический член (нет духов), масштаб сильной связи $\Lambda_{\text{strong}} = \sqrt{m_g M_{Pl}}$

* 3-скалярные моды: $\pi_0, \pi_i^{\mathrm{L}} = \partial_i \sigma$

$$\mathcal{L}_{\text{mass}}^{\text{scal}} = M_{Pl}^2 [m_1^2 (\partial_0 \pi_i^{\mathrm{L}})^2 - 2(m_2^2 - m_3^2)(\partial_i \pi_j^{\mathrm{L}})^2 + m_1^2 (\partial_i \pi_0)^2 + \\ + (2m_4^2 - m_1^2)\pi_0 \cdot \partial_0 \partial_i \pi_i^{\mathrm{L}}]$$

Опасная мода π_0, которая могла бы стать духом, является нединамической. Выражая ее через продольные моды, получаем

$$\mathcal{L}^{\text{scal}}_{\text{mass}} = M^2_{Pl}\left[\tilde{m}_1^2(\partial_0\pi_i^{\text{L}})^2 - \tilde{m}_2^2(\partial_i\pi_j^{\text{L}})^2\right]$$

— не отличается от векторного случая. Итак

! Масштаб сильной связи

$$\Lambda^{-1}_{\text{strong}} = \frac{1}{\sqrt{M_{Pl}m_g}} \simeq 0.01\text{мм}$$

! Нет духов.

! Свободна от вДВЗ разрывности.

Нарушение Лоренц-инвариантности выглядит многообещающим

Вопросы

- Чем обусловлено нарушение Лоренц-инвариантности? Если это спонтанное нарушение, то что́ конденсируется?

Вопросы

- Чем обусловлено нарушение Лоренц-инвариантности? Если это спонтанное нарушение, то чтó конденсируется?

- Появление какого рода феноменов можно ожидать?

Вопросы

- Чем обусловлено нарушение Лоренц-инвариантности? Если это спонтанное нарушение, то что́ конденсируется?

- Появление какого рода феноменов можно ожидать?

- Действительно ли $\sqrt{M_{Pl} m_g}$ является соответствующим УВ масштабом? Если так, то что́ за физика лежит за этим масштабом?

Вопросы

- Чем обусловлено нарушение Лоренц-инвариантности? Если это спонтанное нарушение, то что́ конденсируется?

- Появление какого рода феноменов можно ожидать?

- Действительно ли $\sqrt{M_{Pl} m_g}$ является соответствующим УВ масштабом? Если так, то что́ за физика лежит за этим масштабом?

- Можно ли объяснить ускоряющееся расширение Вселенной?

- Чем обусловлено нарушение Лоренц-инвариантности? Чтó конденсируется?
  - ✓ Векторные (тензорные поля).
  - ✓ Конденсаты скалярных полей, зависящие от координат (Dobovsky; Luty)

- Будем рассматривать первую возможность, сохраняя вращательную симметрию 3-х мерного пространства

$$\Downarrow$$

  - ✓ либо B_0 из B_μ (Kostelecky, Samuel, Jacobson, Mattingly)
  - ✓ либо A^a_μ с внутренней симметрией $O(3)_{\text{int}}$ и конденсатом $A^a_i = \mu\delta^a_i$. Тогда нарушается (Bento et.al., Armendariz-Picon)

$$SO(3)_{\text{space}} \times SO(3)_{\text{int}} \to SO(3)$$

  - ✓ либо $\boxed{\text{оба случая}}$

- Векторные поля без калибровочной инвариантности могли бы вызвать появление духов. Однако, это необязательно так, если возникает Лоренц-нарушающий конденсат (Gripaios).

Опуская константы,

духи

$$
\begin{aligned}
\mathcal{L}_{V,2} = & -\ldots B_{\mu\nu}B^{\mu\nu} + \ldots (D_\mu B^\mu)^2 + \\
& \left\{ \begin{aligned} & + \ldots D_\mu B^{\underline{\nu}} \cdot D^\mu B^{\underline{\lambda}} \cdot B_{\underline{\nu}} B_{\underline{\lambda}} + \\ & + \ldots D_{\underline{\mu}} B^{\underline{\nu}} \cdot D_{\underline{\lambda}} B^{\underline{\sigma}} \cdot B^{\underline{\mu}} B^{\underline{\lambda}} B_{\underline{\nu}} B_{\underline{\sigma}} + \ldots \end{aligned} \right.
\end{aligned}
$$

спасают от духов при $B_0 = \mu + \delta B_0$

$$
\begin{aligned}
& \ldots D_\mu \delta B^0 \cdot D^\mu \delta B^0 + \\
& \ldots D_0 \delta B^0 \cdot D_0 \delta B^0
\end{aligned}
$$

нормальный кинетический член для δB_0

Подбирая параметры, можно добиться того, что $\mathcal{L}_{V,2}$ не будет содержать ни духов, ни тахионов.

- В присутствии гравитации легкие поля остаются даже для конденсатов

$$B_0 = \dots \mu$$

$$A_i^a = \dots \mu\ , \quad \mu \text{ — большое, но } \boxed{\mu \ll M_{Pl}}$$

образующихся благодаря потенциалу $V(g^{\mu\nu} A^a_\mu A^a_\nu, g^{\mu\nu} B_\mu B_\nu)$

Калибровочная симметрия ОТО и ненарушенная симметрия O(3) позволяют **только** следующие массовые члены из потенциала

$$(\mu \cdot h_{00} + \delta B_0)^2\ , \quad (\mu \cdot h_{0i} - \delta A_0^i + \delta B_i)^2\ ,$$

$$(\mu \cdot h_{ij} - \delta A_i^j - \delta A_j^i)^2\ , \quad (\mu \cdot h_i^i - 2\delta A_i^i)^2$$

Другие комбинации не входят в δV

- Легкие моды могут быть параметризованы следующим образом

$$\underline{\underline{h_{\mu\nu}}}\ , \quad \frac{(\delta A_i^j - \delta A_j^i)}{2\mu}\ , \quad \frac{2}{\mu}\delta A_0^i$$

все остаются легкими

- Нарушение Лоренц-инвариантности **не** гарантирует необычные законы дисперсии. В действительности, для лагранжиана

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{\text{ОТО}} + \mathcal{L}_{V,2}$$

дисперсионные соотношения имеют вид

$$\omega^2 = v^2 \vec{p}^{\,2}$$

$\mathcal{NB}$: Скорость гравитона отличается от скорости света:

$$v^2_{\text{гравитон}} = 1 + \ldots \frac{\mu^2}{M^2_{Pl}}$$

Технически, причина для почти обычных дисперсионных соотношений следующая: калибровочными полями для группы Лоренца являются связности, $\omega^\alpha_{\mu\beta}$, или $\Gamma^\lambda_{\mu\nu}$, **но не** метрика.

* Калибровочные поля: $(D_\mu \varphi)^2 \xrightarrow{\langle\varphi\rangle=\mu} \mu^2 A^2_\mu$
* Гравитация: $(D_\mu A_\nu)^2 \xrightarrow{\langle A\rangle=\mu} \mu^2 \Gamma \cdot \Gamma \sim \mu^2 (\partial h)^2$ — добавка в кинетический член $h_{\mu\nu}$, **но не** в массу.

- Таким образом, нарушение Лоренц-инвариантности вводит новые степени свободы.

- Гравитация модифицируется, **но** не

  ✓ **коренным образом;**

  ✓ **нет масштаба модификации: один и тот же закон дисперсии при всех $\vec{p}$; закон Ньютона не изменяется** (на масштабах, меньших режима сильной связи, присущей векторному сектору **самому по себе.**)

- Введем дополнительный массовый масштаб: добавим в векторный лагранжиан члены с первыми производными (M.L.,Rubakov)

$$\mathcal{L}_{V,1} = \lambda \varepsilon^{abc} \cdot D_\mu A^a_\nu A^{b\mu} A^{c\nu} + \ldots$$

(а-ля член Черна-Саймонса в 3 измерениях)

$$A^a_i = \mu \delta^a_i + \delta A^a_i \quad \Longrightarrow \quad \mathcal{L}_{V,1} \simeq \lambda\mu \cdot D\delta A \cdot \delta A \qquad \boxed{\lambda \ll 1}$$

✓ **Появляются духи даже без гравитации!**

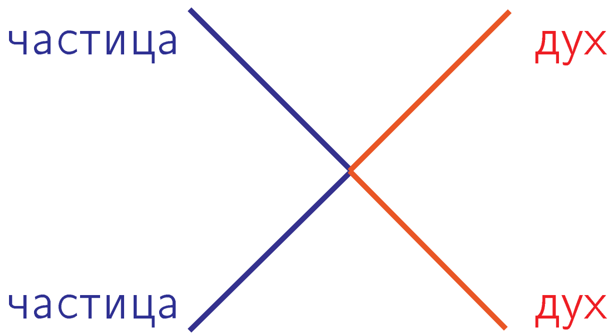
✓ **Даже без гравитации появляется новый масштаб $\lambda\mu$**

- Дисперсионные соотношения (**без гравитации**)
  - В секторе 3-векторов

$$\text{при } \vec{p}^{\,2} \gg (\lambda\mu)^2 \qquad \omega^2 = \text{const} \cdot \vec{p}^{\,2}, \quad \text{нет духов}$$

$$\text{при } \vec{p}^{\,2} \ll (\lambda\mu)^2 \qquad \omega^2 = \left[\begin{array}{l} (\lambda\mu)^2 \\ \text{const} \cdot \vec{p}^{\,2} \Longleftarrow \text{дух} \end{array}\right.$$

Является ли дух проблемой?



Так как Лоренц-инвариантность нарушена, фазовый объем не является бесконечно большим. Поэтому, даже без дополнительного подавления константой связи между частицами и духами имеем

$$\frac{d\varepsilon}{dt} \sim (\lambda\mu)^5$$

Требуем

$$\frac{d\varepsilon}{dt} \cdot \frac{1}{H_0} \ll \rho_c \sim H_0^2 M_{Pl}^2$$

$$\Downarrow$$

$$(\lambda\mu)^{-1} \gtrsim 10^4 \text{ см}$$

Безопасно, если вектора не взаимодействуют непосредственно с нашей материей. Может быть даже полезным в космологическом контексте (Holdom)

$\mathcal{NB}$: Для того чтобы не появились тахионы, необходима тонкая подстройка параметров.

- В секторе 3-скаляров нет ни духов, ни тахионов

$$\text{при } \vec{p}^{\,2} \gg (\lambda\mu)^2 \qquad \omega^2 = \text{const} \cdot \vec{p}^{\,2}$$

$$\text{при } \vec{p}^{\,2} \ll (\lambda\mu)^2 \qquad \omega^2 = \left[\begin{array}{l} (\lambda\mu)^2 \\ \dfrac{(\vec{p}^{\,2})^2}{(\lambda\mu)^2} \Longleftarrow \end{array} \right.$$

аналогично случаю духового конденсата

- С включенной гравитацией возникает две новые шкалы энергий:

(1)
$$\Lambda_1 = \lambda\mu \cdot \frac{\mu}{M_{Pl}}$$

✓ Масштаб расстояний на которых закон Ньютона модифицируется

$$h_{00} = \frac{\# M_{Pl}^2 \partial_i^2 - 4\lambda^2\mu^4}{\# M_{Pl}^2 \partial_i^2 - 3\lambda^2\mu^4} \times \frac{1}{2\tilde{M}_{Pl}^2 \partial_i^2} T_{00} \to \left[\begin{array}{ll} \dfrac{2}{3} \cdot \dfrac{1}{\tilde{M}_{Pl}^2 \partial_i^2} T_{00} \,, & r \gg \Lambda_1^{-1} \\ \dfrac{1}{\tilde{M}_{Pl}^2 \partial_i^2} T_{00} \,, & r \ll \Lambda_1^{-1} \end{array} \right.$$

ОТО $\longrightarrow$ скалярно-тензорная гравитация

✓ Масштаб 3-импульсов в скалярном секторе, при котором меняется закон дисперсии

$$\omega^2 = \frac{(\vec{p}^{\,2})^2}{\lambda^2\mu^2} \xrightarrow{p\sim\Lambda_1} \omega^2 = \vec{p}^{\,2} \frac{\mu^2}{M_{Pl}^2}$$

(2) $$\Lambda_2 = \lambda\mu \cdot \frac{\mu^2}{M_{Pl}^2} \ll \Lambda_1 \quad \text{предполагая } \mu \ll M_{Pl}$$

✓ Временной масштаб модификации закона Ньютона.

(Аналогично случаю духового конденсата):

$$\text{при } p \sim \Lambda_1 : \quad \omega = p\frac{\mu}{M_{Pl}} \simeq \Lambda_2$$

✓ Тахионы в тензорном и векторном секторах, например h_{ij}^{TT} $(\partial_i h_{ij}^{\mathrm{TT}} = h_{ii}^{\mathrm{TT}} = 0)$

$$\omega^2 = v^2\vec{p}^{\,2} \pm \Lambda_2 \cdot |\vec{p}|$$

Звучит многообещающе: выберем $\Lambda_2 \sim H_0 \implies$ гравитация нестабильна на космологических расстояниях/временах.

Числа:

$$\begin{cases} (\lambda\mu)^5 < H_0^3 M_{Pl}^2 \\ \lambda\mu \cdot \dfrac{\mu^2}{M_{Pl}^2} \sim H_0 \end{cases} \implies \begin{cases} \mu > 10^7 & \text{ГэВ} \\ \lambda\mu < 10^{-18} & \text{ГэВ} \end{cases}$$

(2) $$\Lambda_2 = \lambda\mu \cdot \frac{\mu^2}{M_{Pl}^2} \ll \Lambda_1 \quad \text{предполагая } \mu \ll M_{Pl}$$

✓ Временной масштаб модификации закона Ньютона.

(Аналогично случаю духового конденсата):

$$\text{при } p \sim \Lambda_1 : \quad \omega = p\frac{\mu}{M_{Pl}} \simeq \Lambda_2$$

✓ Тахионы в тензорном и векторном секторах, например h_{ij}^{TT} $(\partial_i h_{ij}^{\mathrm{TT}} = h_{ii}^{\mathrm{TT}} = 0)$

$$\omega^2 = v^2 \vec{p}^{\,2} \pm \Lambda_2 \cdot |\vec{p}|$$

Звучит многообещающе: выберем $\Lambda_2 \sim H_0$ $\Longrightarrow$ гравитация нестабильна на космологических расстояниях/временах.

Числа:

$$\begin{cases} (\lambda\mu)^5 < H_0^3 M_{Pl}^2 \\ \lambda\mu \cdot \dfrac{\mu^2}{M_{Pl}^2} \sim H_0 \end{cases} \Longrightarrow \begin{cases} \mu > 10^7 & \text{ГэВ} \\ \lambda\mu < 10^{-18} & \text{ГэВ} \end{cases}$$

Посмотрим . . .

Что мы выучили из этого примера?

- Появление какого рода феноменов можно ожидать в Лоренц-неинвариантных теориях?

  ✓ Духи, но только при достаточно малых 3-импульсах $\Longleftrightarrow$ безвредны.

  Это (поперечный вектор b_i^{T}, $\partial_i b_i^{\mathrm{T}} = 0$) еще не кандидат на фантом, но довольно похож.

  ✓ Разделение пространственных и временных масштабов модификации гравитации.

  Это явление было уже обнаружено в моделях с духовым конденсатом, но, вероятно, носит более общий характер.

  ✓ Тахионы, в том числе для гравитона, при очень маленьких импульсах (много меньших, чем для духов).

  Гравитация нестабильна при очень больших расстояниях/временах.

- **Действительно ли $\sqrt{M_{Pl} m_g}$ является соответствующим УВ масштабом?**

Нет. Гравитация модифицируется при

$$\Lambda_1 = \lambda\mu \cdot \frac{\mu}{M_{Pl}}$$

$$\Downarrow$$

$$\sqrt{M_{Pl} \cdot m_g} = \sqrt{M_{Pl} \cdot \Lambda_1} = \sqrt{\lambda} \cdot \mu \gg \lambda\mu$$

Наименьшая интересная шкала: масштаб энергий в векторном секторе

“Новая физика” (векторных полей B_μ, A_μ^a) отщепляется при энергиях $E = \lambda\mu \ll \sqrt{M_{Pl} \cdot m_g}$. Гравитация остается всегда слабой.

Можно ли объяснить ускоряющееся расширение Вселенной?

НЕТ!

$\mathcal{NB}$: **Оговорка:** если векторные поля находятся вблизи их вакуумных ожиданий, а значение потенциала (энергия вакуума) равно нулю (в локальной Лоренцевой системе отсчета).

В противном случае: векторные поля — квинтэссенция а-ля Kisilev; Armendariz-Picon, или ненулевая космологическая постоянная а-ля Moffat.

Технически:

$$ds^2 = N^2(t)dt^2 - a^2(t)d\vec{x}^{\,2}$$

$$B_0 = \mu N(t)$$

$$A_i^a = \mu a(t) \cdot \delta_i^a$$

все члены в $\mathcal{L}_{\text{ОТО}} + \mathcal{L}_V$ $\Downarrow$ имеют форму

$$S[N,a] = \tilde{M}_{Pl}^2 \int dt \cdot \frac{1}{N} \left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2$$

комбинация M_{Pl} и μ;

"перенормированная" космологическая масса Планка

Carroll and Lim; Dubovsky, Tinyakov, Tkachev

$\Downarrow$

Обычные уравнения Фридмана с $M_{Pl} \to \tilde{M}_{Pl}$

Уравнения Фридмана более живучи, чем ОТО!

Причины: симметрии однородной, изотропной и пространственно плоской метрики:

- ✓ Репараметризации времени;
- ✓ Пространственный дилатации.

Следовательно, если не включать поля материи, то без включения высших производных существует только два инварианта

$$\int N(t)dt \qquad \text{и} \qquad \int dt \cdot N(t) \cdot \left(\frac{\dot{a}}{Na}\right)^2$$

Космологическая постоянная

Эйнштейн-Гильберт

Без Лоренц-инвариантности нам многое позволено:

духи, тахионы, скалярно-тензорная гравитация...

Но не всё

модификация уравнений Фридмана

Возможно есть шанс для успешной (космологической) модификации гравитации:

бесконечные дополнительные измерения