

ДИССЕРТАЦИОННАЯ РАБОТА НА СОИСКАНИЕ УЧЕНОЙ СТЕПЕНИ
КАНДИДАТА ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКИХ НАУК

НИКУЛИН ВАЛЕРИЙ ВЛАДИМИРОВИЧ

Космологические эффекты в теориях
с неоднородными дополнительными
измерениями

Специальность: 1.04.23 – «Физика высоких энергий»

Научный руководитель: проф. д.ф.-м.н. Рубин С.Г.

План доклада

- **Введение**

- ❖ Актуальность многомерной нелинейной гравитации
- ❖ Цели и задачи диссертации
- ❖ Выносимые на защиту положения

- **Глава 1.** Механизм генерации барионного числа в ранней Вселенной

- **Глава 2.** Механизм рождения первичных черных дыр в ранней Вселенной

- **Глава 3.** Инфляционные ограничения на параметры доп. пространства

- **Заключение**

Введение

АКТУАЛЬНОСТЬ ТЕМЫ, ЦЕЛЬ РАБОТЫ И
ВЫНОСИМЫЕ НА ЗАЩИТУ ПОЛОЖЕНИЯ

Многомерные теории

- Впервые были предложены Калуцей и Клейном [Kaluza, 1921; Klein, 1926] с целью объединения гравитации и электромагнетизма:

$$S = \frac{m_D^{D-2}}{2} \int d^{4+n}x \sqrt{|g_D|} \dots \quad (1)$$

- Позволяют сокращать расходимости (но не все) при квантовании общей теории относительности
- Позволяют решить проблему иерархии [Randall, 1999]
- Позволяют объяснить происхождение симметрии Стандартной модели [Witten, 1981]
- Являются часть таких подходов как Теория струн и Супергравитация

Дополнительные измерения

БОЛЬШИЕ ДОП. ИЗМЕРЕНИЯ (БРАНЫ)

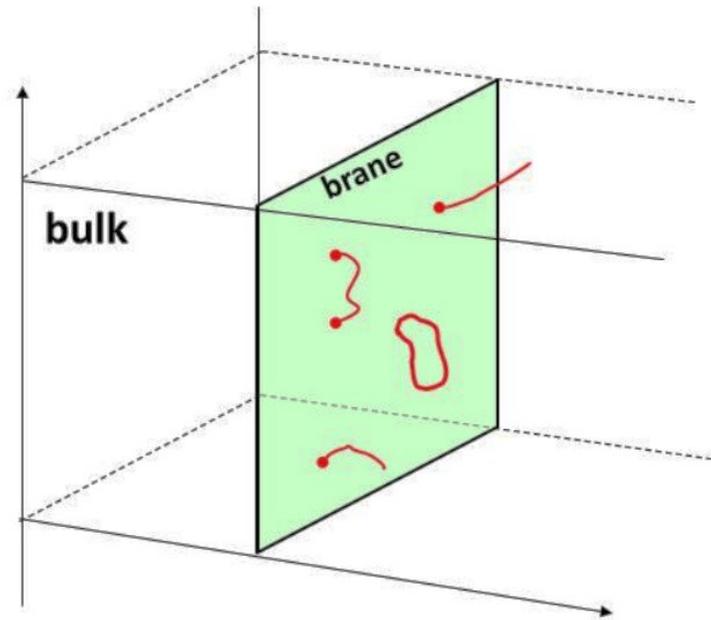


Рис. 1. Мир на бране. Только гравитоны могут покинуть 3-мерное пространство.

КОМПАКТНЫЕ ДОП. ИЗМЕРЕНИЯ

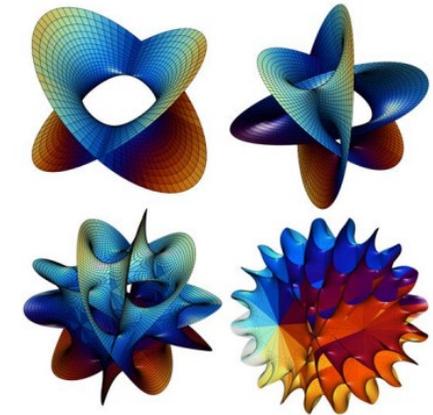
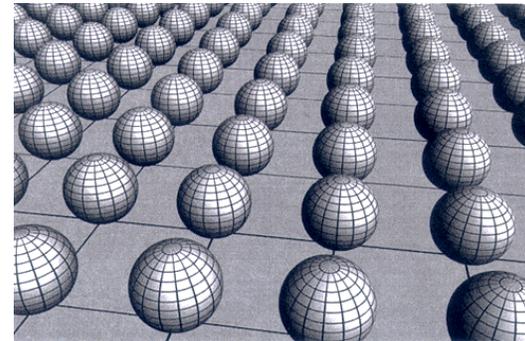


Рис. 2. Компактное дополнительное пространство. Может иметь хитроумную симметрию.

$$S = \frac{m_D^{D-2}}{2} \int d^{4+n}x \sqrt{|g_D|} \dots \quad (2)$$

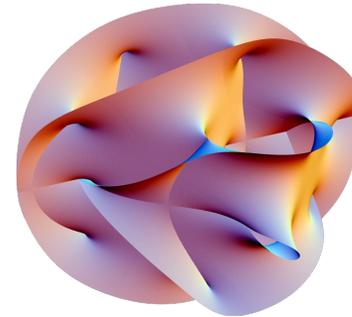
Спонтанная компактификация

$$S = \frac{1}{2\kappa} \int R \sqrt{-g} d^4x, \quad (3)$$

$$R_{\mu\nu} - \frac{R}{2} g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = \frac{8\pi G}{c^4} T_{\mu\nu}, \quad (4)$$

Обеспечение стабильности компактного дополнительного пространства:

- Дополнительные стабилизирующие поля материи – «механизм Хиггса»: $T_{\mu\nu} \neq 0$
- Нелинейная модификация гравитационного действия – $f(R)$ -гравитация:



$$S[g_{\mu\nu}] = \frac{m_D^{D-2}}{2} \int d^{4+n}x \sqrt{|g_D|} [f(R) + c_1 R_{AB} R^{AB} + c_2 R_{ABCD} R^{ABCD}], \quad (5)$$

$$f(R) = a_2 R^2 + R - 2\Lambda_D,$$

Нелинейная гравитация – $f(R)$

- Квадратичные поправки $\sim R^2$ в эффективной гравитационной теории должны возникать при квантовании.
- Самая успешная модель космологической инфляции основана на $f(R)$ -гравитации (модель Старобинского):

$$S = \frac{1}{2\kappa} \int \left(R + \frac{R^2}{6M^2} \right) \sqrt{|g|} d^4x, \quad (6)$$

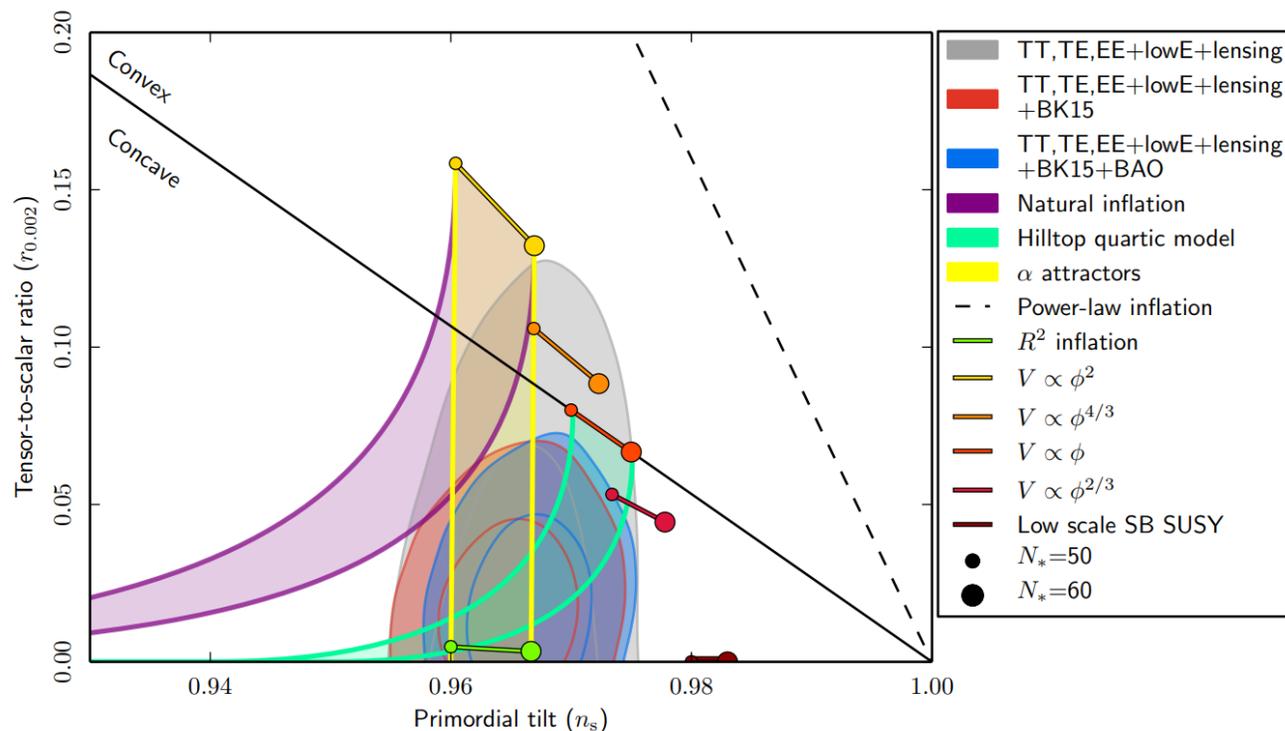


Рис. 3. Ограничения на модели инфляции по данным [Planck 2018 results. X. Constraints on inflation]. Модель Старобинского лежит в самом центре ограничений.

Ранняя Вселенная, как лаборатория

- Источник недоступных на ускорителях энергий. Особенно космологическая инфляция.
- Единственный способ изучения гравитации на высоких энергиях.
- Все теоретическая проявления новой физики – косвенные. Но разнообразие проявлений позволяет ставить сильные ограничения.
- В космологии существует большой пласт необъясненных феноменов:
 - ❖ Барийонная асимметрия
 - ❖ Первичные черные дыры

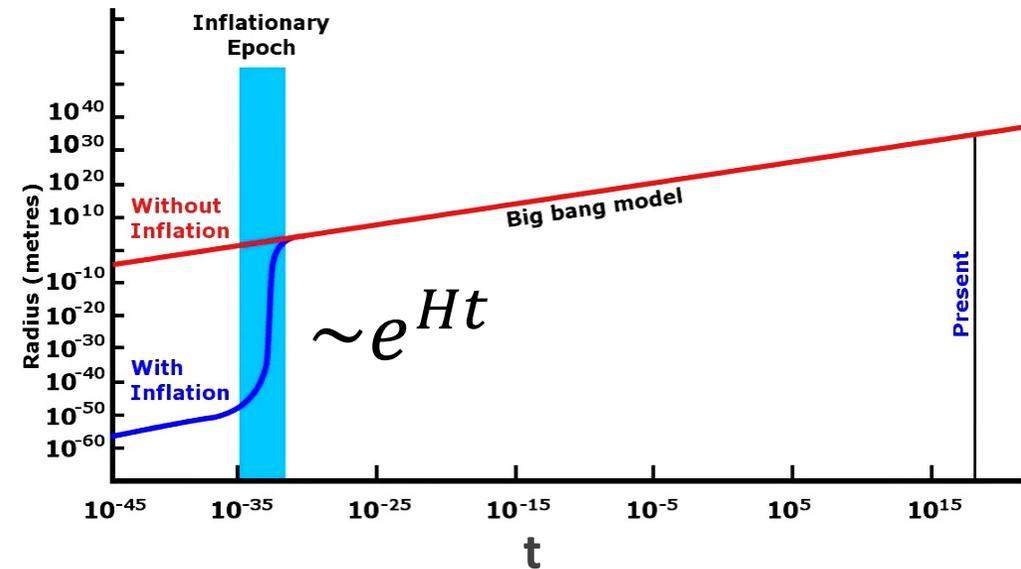


Рис. 4. Космологическая инфляция, обеспечивающая начальный толчок и первичный разогрев Вселенной. Имеет энергетический масштаб: $H \sim 10^{13}$ GeV

Цель и задачи

Цель: Объяснение наблюдаемых космологических явлений в рамках подхода к описанию ранней Вселенной, основанного на многомерной нелинейной гравитации, и постановка ограничений на её параметры.

1. Разработка модели генерации и высвобождения барионного числа на инфляционной стадии Вселенной.
2. Разработка чисто гравитационного механизма образования и кластеризации первичных черных дыр.
3. Получение космологических ограничений на теории с компактным дополнительным пространством.

Выносимые на защиту положения

- I. Механизм формирования и релаксации неоднородного компактного дополнительного пространства, на основе квадратичной $f(R)$ -гравитации, естественным следствием которого является возникновение барионной асимметрии в ранней Вселенной.
- II. Механизм чисто гравитационного образования первичных черных дыр в ранней Вселенной, на основе нелинейной гравитации без участия материи. Предсказание спектра масс и пространственного распределения первичных черных дыр в кластерах, возникающих в ранней Вселенной.
- III. Ограничения на размер компактного дополнительного пространства и многомерную массу Планка, полученные из наблюдательных данных по космологической инфляции.

Механизм генерации барионного числа в ранней Вселенной

ГЛАВА I

Барионная асимметрия Вселенной

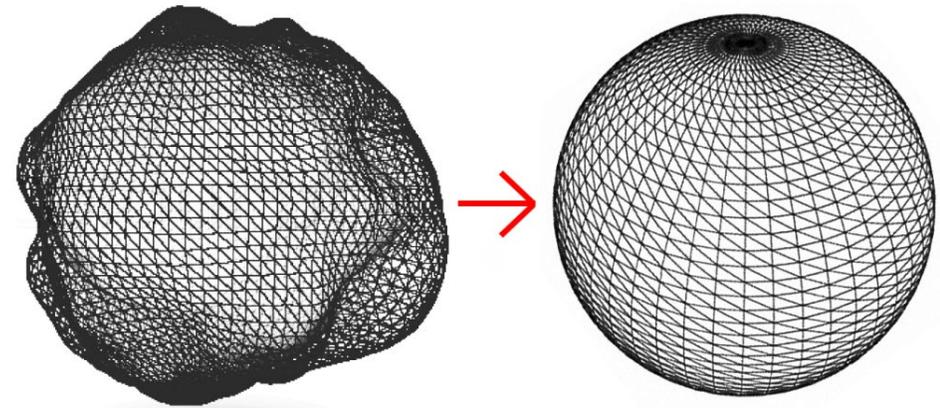
- Вселенная состоит из вещества, но не антивещества. В ранней Вселенной барионы и антибарионы равновесно рождаются и аннигилируют в горячей ($T \gg 1$ ГэВ) плазме. При остывании рождение прекращается и происходит аннигиляция в фотоны:

$$\eta = \frac{n_B - n_{\bar{B}}}{n_\gamma} \sim 10^{-9} \quad (7)$$

- В Стандартной модели не существует механизма генерирования барионной асимметрии, Из-за наличия глобальной $U(1)_B$ -инвариантности лагранжиана СМ, по теореме Нетер барионное число B должно сохраняться (не выполняется 2 условие Сахарова).
- В КТП, $U(1)_B$ -инвариантность может нарушаться в следствие т.н. аксиальной аномалии, но величина несохранения барионного числа на много порядков меньше необходимой.
- Механизмы типа Аффлека-Дайна искусственно вводят в лагранжиан поле, накапливающее B , потенциал которого явно нарушает $U(1)_B$ -инвариантность.

Релаксация доп. пространства

- Квантовые флуктуации приводят к производству частиц и античастиц после инфляции.
- Симметрии дополнительного пространства приводят к сохранению внутреннего момента (числа) в процессах производства частиц.
- Однако, при $1/R_0 < H$, флуктуации метрики будут искажать дополнительное пространство, а следовательно нарушать его симметрию.
- После инфляции происходит релаксация метрики и симметрия восстанавливается. Накопленные числа в низкоэнергетичном пределе теории будут сохраняться.



$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x)dx^\mu dx^\nu + k_{mn}(y)dy^m dy^n ,$$
$$\nabla_m \xi_n(y) - \nabla_n \xi_m(y) = 0 . \quad (8)$$

$$S[\Phi(x, y \rightarrow y')] = \text{inv} ,$$
$$y'_m = y_m + \xi_m(y) \alpha , \quad (9)$$

Накопление $U(1)$ -числа

- Теорема Нетер для высокоэнергетичной многомерной теории. Сохраняется внутренний угловой момент в доп. пространстве:

$$\implies \partial_a J^a = 0, \quad J^a = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_a \Phi)} \xi^b \partial_b \Phi - \xi^a \mathcal{L}, \quad (10)$$

$$Q = \int J^0 \sqrt{|g|} \sqrt{|k|} d^3 x d^d y = \text{const}.$$

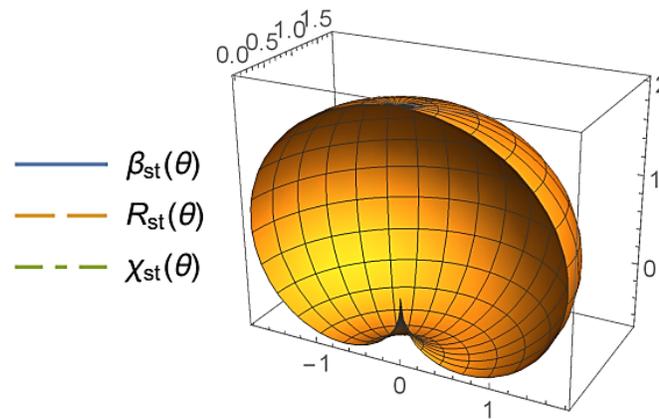
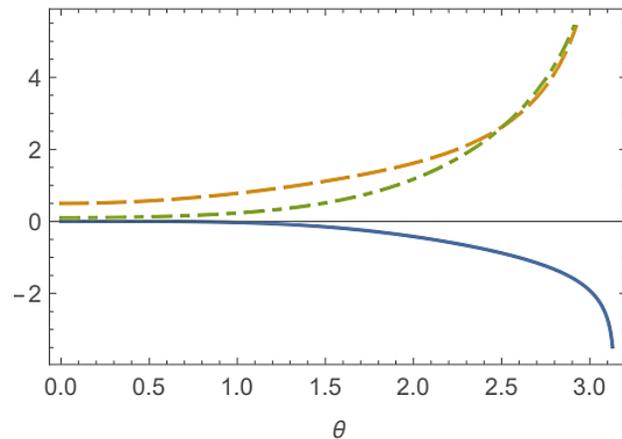
- Теорема Нетер для наблюдаемой 4-мерной теории. Сохраняется число частиц, ассоциированное с $U(1)$ -симметрией – барионное число:

$$\implies \partial_\alpha j^\alpha = 0, \quad j^\alpha = \frac{\partial \mathcal{L}_4}{\partial(\partial_\alpha \phi^n)} (t)_m^n \phi^m, \quad (11)$$

$$(t)_m^n = \int Y_n(\xi^a \partial_a) Y_m \sqrt{|k|} d^d y,$$

$$Q = \int j^0 \sqrt{|g|} d^3 x = \text{const}.$$

«Яблочное» доп. пространство



$$ds^2 = g_{\mu\nu}(x^\alpha) dx^\mu dx^\nu - r_0^2 e^{2\beta(\theta)} (d\theta^2 + b^2 \sin^2 \theta d\varphi^2) \quad (12)$$

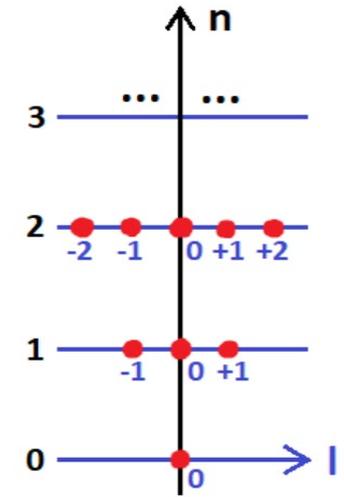
- Компактное 2-мерное "яблочное" многообразие имеет вращательную $U(1)$ -симметрию. Можно интерпретировать эту симметрию как барионную.
- В отличие от одномерного дополнительного пространства (кольца), 2-мерное многообразие имеет ненулевой скаляр Риччи и может быть искривлено. Это создает механизм для нарушения сохранения лептонного числа.

Многомерные фермионы

$$S_{\Psi} = \int d^6 X \sqrt{|G|} i \bar{\Psi} h_{\tilde{A}}^B \Gamma^{\tilde{A}} \nabla_B \Psi, \quad (13)$$

- Барионное число должно накапливаться фермионах, следовательно фермионы должны нести внутренний угловой момент и быть многомерными.

$$\Psi(x^A) = \sum_j Y_j(\theta, \varphi) \Psi_j(x) = \sum_{nl} e^{il\varphi} \begin{pmatrix} Y_{nl}^+(\theta) \psi_{nl}(x) \\ Y_{nl}^-(\theta) \xi_{nl}(x) \end{pmatrix}, \quad (14)$$



- На сфере состояния ψ_{nl} с ненулевым моментом l имеют очень большую массу $M \sim n/r_0$, при $n > 0$. Но на «яблочной» метрике основной уровень $n = 0$ расщепляется на три: $l = +1, 0, -1$. Именно момент l несет барионное число.

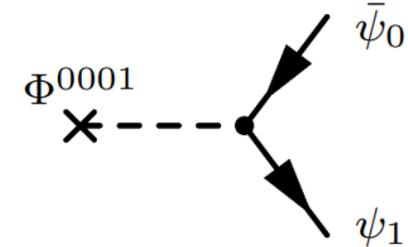
$$S = \int d^6 X \sqrt{|G|} i \bar{\Psi} h_{\tilde{A}}^B \Gamma^{\tilde{A}} \nabla_B \Psi \sim \int \sqrt{-g} d^4 x \sum_{l=-1}^{+1} \left(i \bar{\psi}_l \gamma^\mu \partial_\mu \psi_l + i \bar{\xi}_l \gamma^\mu \partial_\mu \xi_l \right). \quad (15)$$

Высвобождение U(1)-числа в фермионы

- Фермионное поле не может существовать в виде когерентных колебаний из-за статистика Ферми-Дирака. Необходимо ввести бозонное (например, скалярное) поле, в котором будет накапливаться и Юкавовское взаимодействие фермионов с ним:

$$S_{\Phi} + S_{\text{int}} = \int d^6x \sqrt{|G|} \left[\frac{1}{2} \partial_M \Phi \partial^M \Phi + f \Phi \bar{\Psi} \Psi \right] \xrightarrow{\int d^2y}$$

$$\xrightarrow{\int d^2y} S_{\text{int}} = \int d^4x \sqrt{|g|} \left[\Phi^{nn' ll'} \bar{\psi}_{nl} \psi_{n'l'} + \dots \right], \quad (16)$$



- Накопленное в скалярном поле число ... распадается переходит в фермионы. Можно показать, что моды $l = 0, -1$, благодаря механизму Хиггса с тяжелые, что делает наблюдаемой только моду $l = +1$, несущую барионную асимметрию:

$$Q = \int J^0 \sqrt{|G|} d^3x d^2y = Q_{\Psi} + Q_{\Phi} = N_{\psi_{+1}} - N_{\psi_{-1}} + Q_{\Phi} = \text{const}. \quad (17)$$

Заключение к Главе 1

- Продemonстрировано наличие в многомерной $f(R)$ -гравитации естественного механизма нарушения сохранения Нётеровских чисел/зарядов.
- Построен самосогласованный механизм накопления $U(1)_B$ -числа и перехода его в многомерные фермионы.
- Предсказано наличие массивных двойников наблюдаемых фермионов, несущих компенсирующую барионную асимметрию.

Новизна: Впервые показано, что релаксационные процессы метрики дополнительного пространства с топологией «яблока» приводят к избытку барионов. Тем самым построена модель бариогенезиса на основе идеи о существовании дополнительных измерений.

Механизм рождения первичных черных дыр в ранней Вселенной

ГЛАВА II

Актуальность ПЧД

НАБЛЮДЕНИЕ СВЕРХРАННИХ (ПРИ $z > 5$) СВЕРХМАССИВНЫХ КВАЗАРОВ

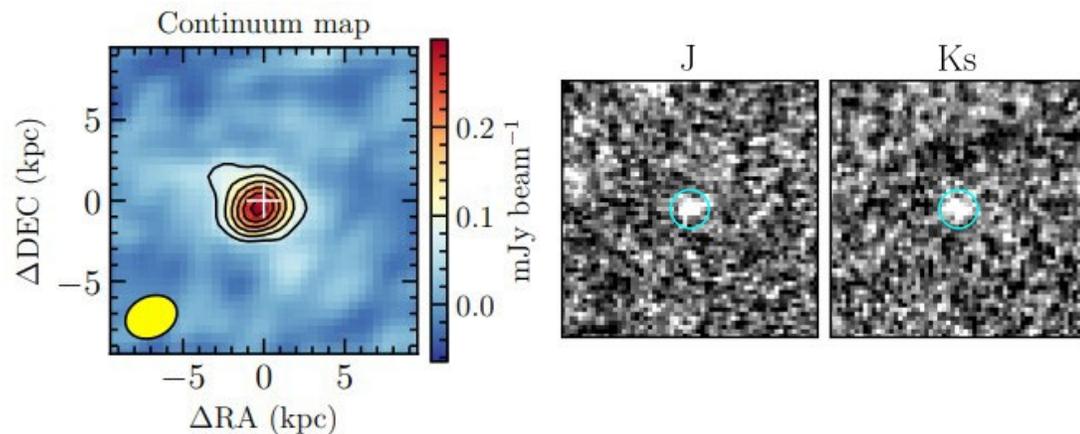


Рис. 2. Квazar J0313–1806 (открыт в 2021 г.)
 $z = 7.64$ (670 млн. лет от БВ) $M \sim 10^{10} M_{\odot}$

ОБНАРУЖЕНИЕ ГРАВ. ВОЛН ОТ ЧД ПРОМЕЖУТОЧНЫХ МАСС

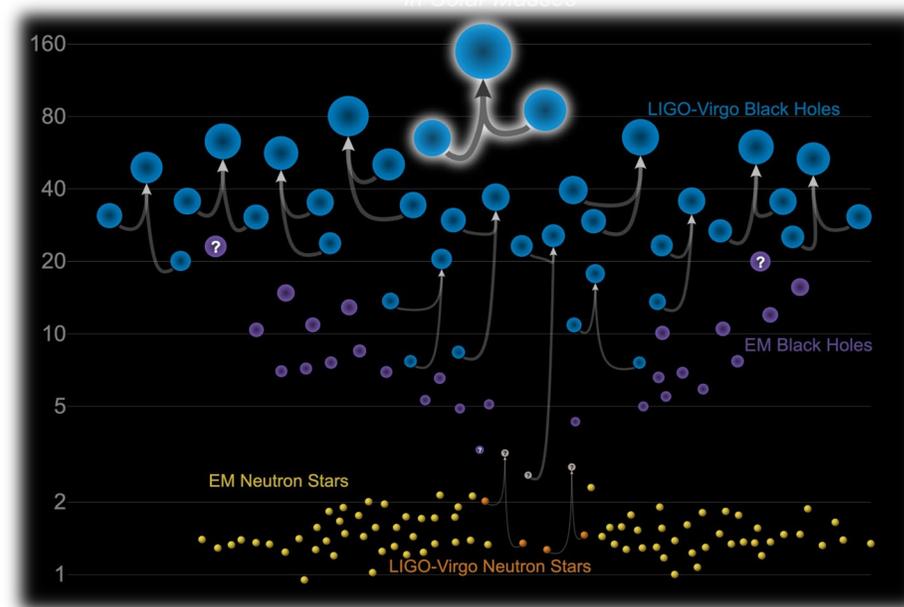


Рис. 3. Массы ЧД и нейтронных звёзд, обнаруженных LIGO и VIRGO.

Исследуемая модель $f(R)$ -гравитации

$$S = \frac{m_D^{D-2}}{2} \int d^{4+n}x \sqrt{|g_D|} [f(R) + c_1 R_{AB} R^{AB} + c_2 R_{ABCD} R^{ABCD}] , \quad (18)$$
$$f(R) = a_2 R^2 + R - 2\Lambda_D ,$$

1. Разложение по подпространствам: $M = M_4 \times M_k$

$$R = R_4 + R_n + P_k , \quad P_k = 2n \partial^2 \beta + n(n+1)(\partial\beta)^2 , \quad R_4, P_k \ll R_n \quad (19)$$

2. Интегрирование по координатам дополнительного пространства ($R_k \equiv \phi$):

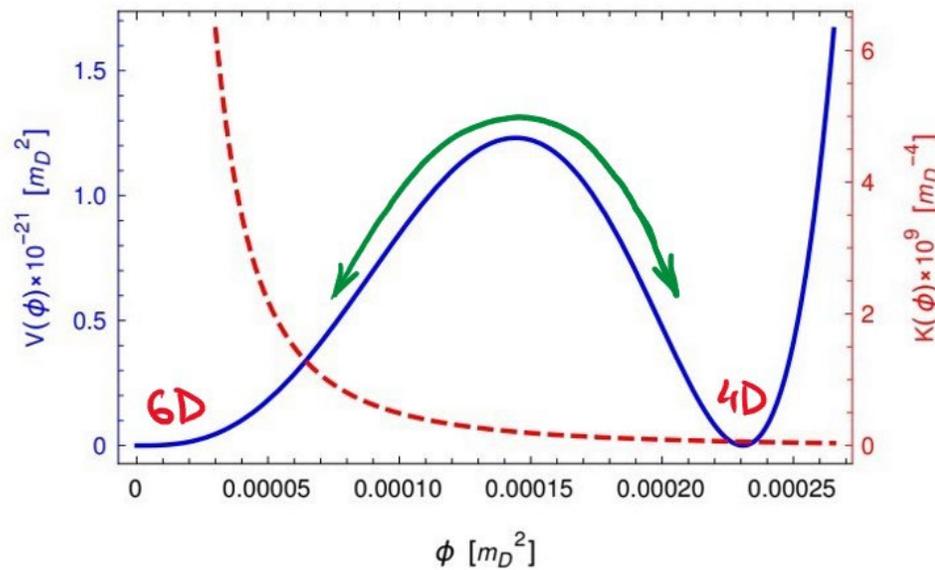
$$S = \frac{1}{2} \mathcal{V}[d_1] m_D^2 \int \sqrt{^4g} d^4x e^{d_1\beta} [F'(\phi)R_4 + F(\phi) + F'(\phi)f_1 + L_m] , \quad (20)$$

3. Конформное преобразование: $g_{\mu\nu} \mapsto \tilde{g}_{\mu\nu} = |f(\phi)|g_{\mu\nu}$, $f(\phi) = e^{d_1\beta} F'(\phi)$,

$$S_{low} = \frac{1}{2} v_n \int d^4x \sqrt{g_4} \text{sign}(f') [R_4 + K(\phi)(\partial\phi)^2 - 2V(\phi)] , \quad (21)$$

Потенциал эффективной модели

$$V(\phi) = -\frac{\text{sign}(f')}{2(f')^2} \left[\frac{|\phi|}{n(n-1)} \right]^{n/2} \left[f(\phi) + \frac{c_1 + 2c_2/(n-1)}{n} \phi^2 \right]. \quad (22)$$



$$\left(\frac{f''}{f'} \right) + \frac{n(n+2)}{2} \left[+ \frac{c_1 + c_2}{f'\phi} \right], \quad (23)$$

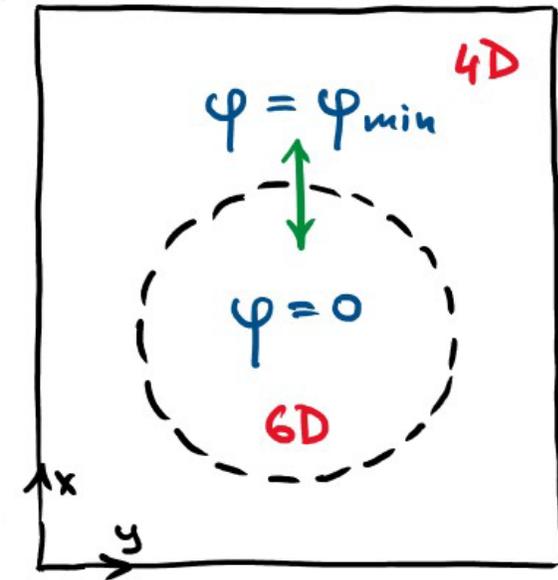
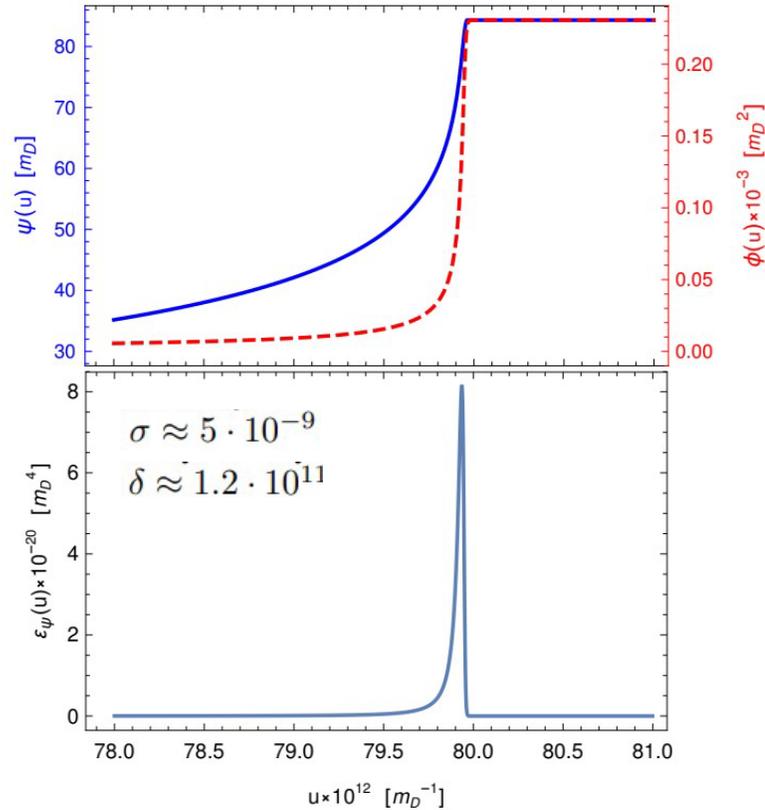


Рис. 1. Потенциал $V(\phi)$ и кинетический фактор $K(\phi)$ скалярного поля для параметров: $n = 6$, $c_1 = -8000$, $c_2 = -5000$, $a_2 = -500$.

Первичные черные дыры



$$\psi_{uu} + \frac{2\psi_u}{u} - \tilde{V}'(\psi) = 0, \quad (24)$$

$$\frac{u_g}{u_w} = 8\pi G\sigma u_w > m_4^{-2}\sigma\delta \approx 16, \quad (25)$$

$$N_e = 25 \Rightarrow \quad (26)$$

$$M_{PBH} \sim 10^{41} [\text{GeV}]$$

$$\sim 10^{-16} [M_\odot]$$

$$H^J \gtrsim 10^{13} [\text{GeV}] \quad (27)$$

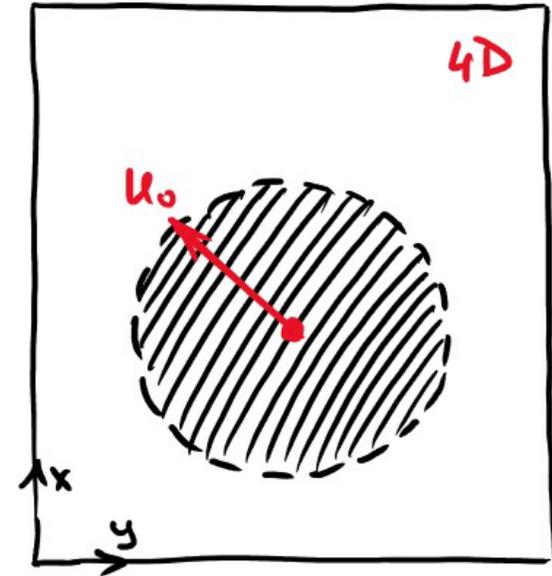


Рис. 1. Сверху - значение поля при движении сквозь стенку.
Снизу - плотность энергии при движении сквозь стенку

Многократные флуктуации

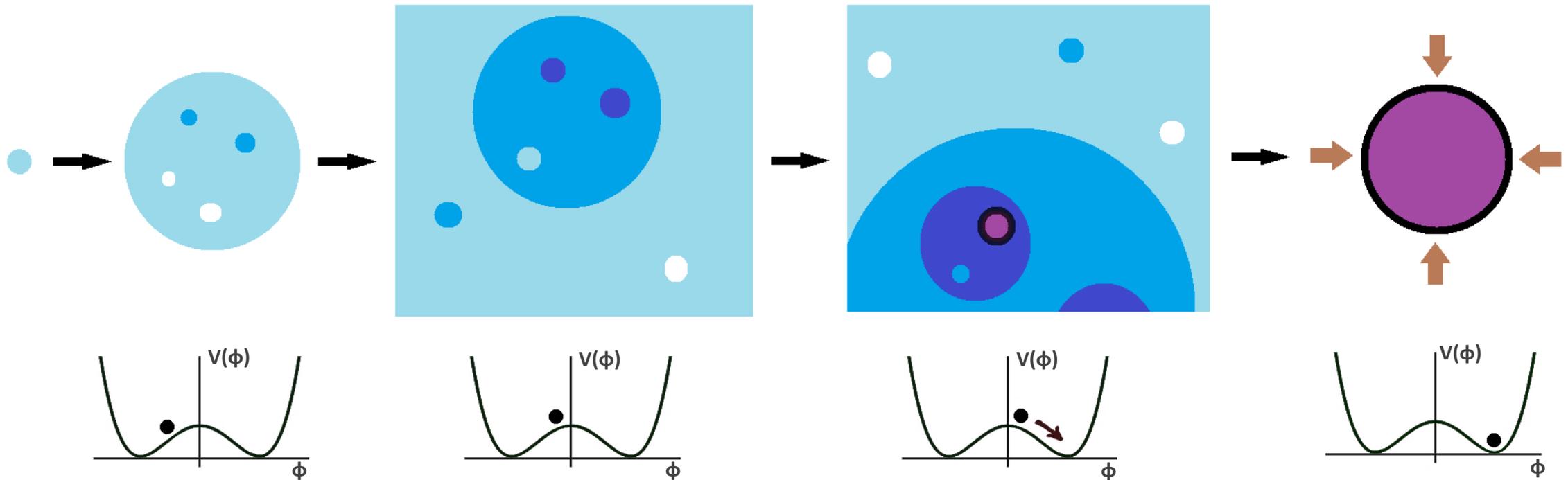


Рис. 1. Постепенное образование критической области, которая будет далее окружена доменной стенкой в результате многократных флуктуаций на фоне расширяющейся Вселенной (на стадии космологической инфляции).

Темп квантовых флуктуаций

- Квантовые флуктуации в расширяющемся пространстве могут быть описаны как случайные блуждания. Они являются решением уравнение Фоккера-Планка. Вероятность, что поле будет перекинуто через барьер (вероятность критической флуктуации):

$$P(t) = \frac{1}{2} \operatorname{erfc} \left(\frac{\phi_{\text{cr}} - \phi_{\text{u}}}{\sqrt{2}\sigma(t)} \right), \quad \sigma(t) = \frac{H}{2\pi} \sqrt{Ht} \quad (28)$$

- Зная число причинно-независимых областей во время инфляции, мы можем получить количество критических флуктуаций:

$$n_{\text{cr}}(t) = P(t)e^{3Ht} \quad (29)$$

- Момент образования флуктуации и конечный радиус её сферической стенки связан темпом расширения Вселенной, а масса сферической стенки связана с её радиусом:

$$r(t) \simeq \frac{r_{\text{inf}}^2}{2t_{\text{inf}}} \simeq \frac{e^{2(N_{\text{inf}} - Ht)}}{2HN_{\text{inf}}}, \quad m(r) = 4\pi r^2 \sigma. \quad (30)$$

Спектр масс ПЧД для Вселенной

$$\begin{aligned}
 n_{\text{cr}}(m) &= P(t(r(m))) e^{3Ht(r(m))} = \\
 &= \frac{1}{2} \exp \left\{ \frac{3}{2} \left[2N_{\text{inf}} - \ln \left(H N_{\text{inf}} \sqrt{\frac{m}{\pi\sigma}} \right) \right] \right\} \cdot \text{erfc} \left[\frac{2\pi(\phi_{\text{cr}} - \phi_{\text{u}})}{H \sqrt{2N_{\text{inf}} - \ln \left(H N_{\text{inf}} \sqrt{\frac{m}{\pi\sigma}} \right)}} \right]
 \end{aligned} \tag{31}$$

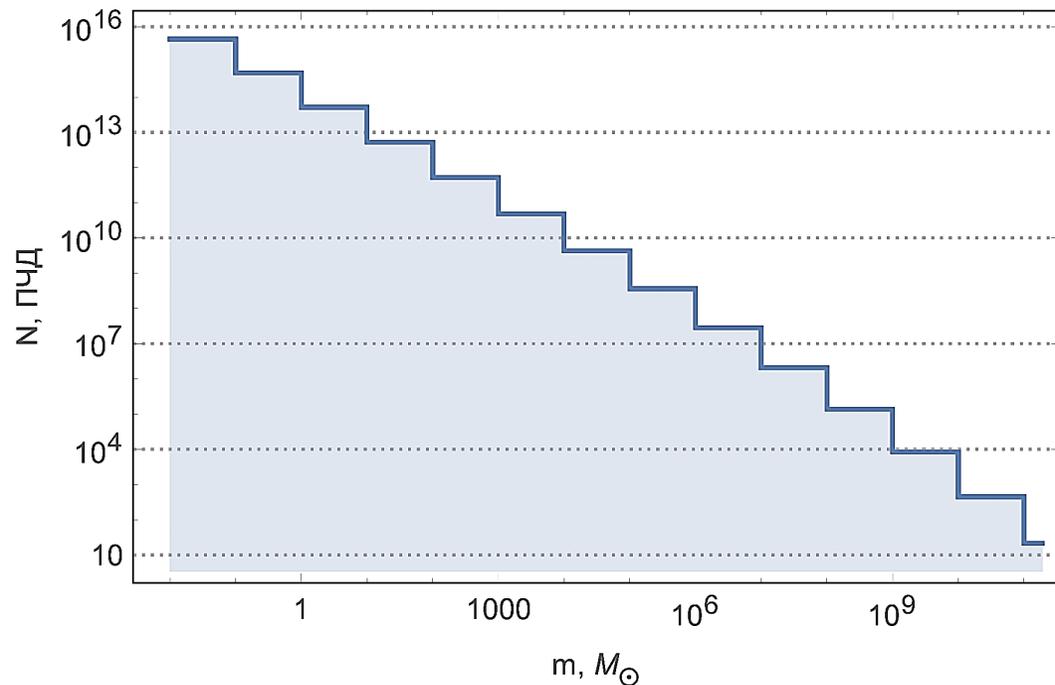


Рис. 1. Спектр масс первичных черных дыр во Вселенной.

Использовались следующие параметры потенциала (мексиканская шляпа):
 $\Lambda = 0.011$ ГэВ, $f = 1.4 \cdot 10^{13}$ ГэВ.

Параметры инфляции и начальное значение поля:
 $H = 10^{13}$ ГэВ, $N_{\text{inf}} = 60$, $\theta_{\text{in}} = 0.2 \pi$

Образование кластеров ПЧД

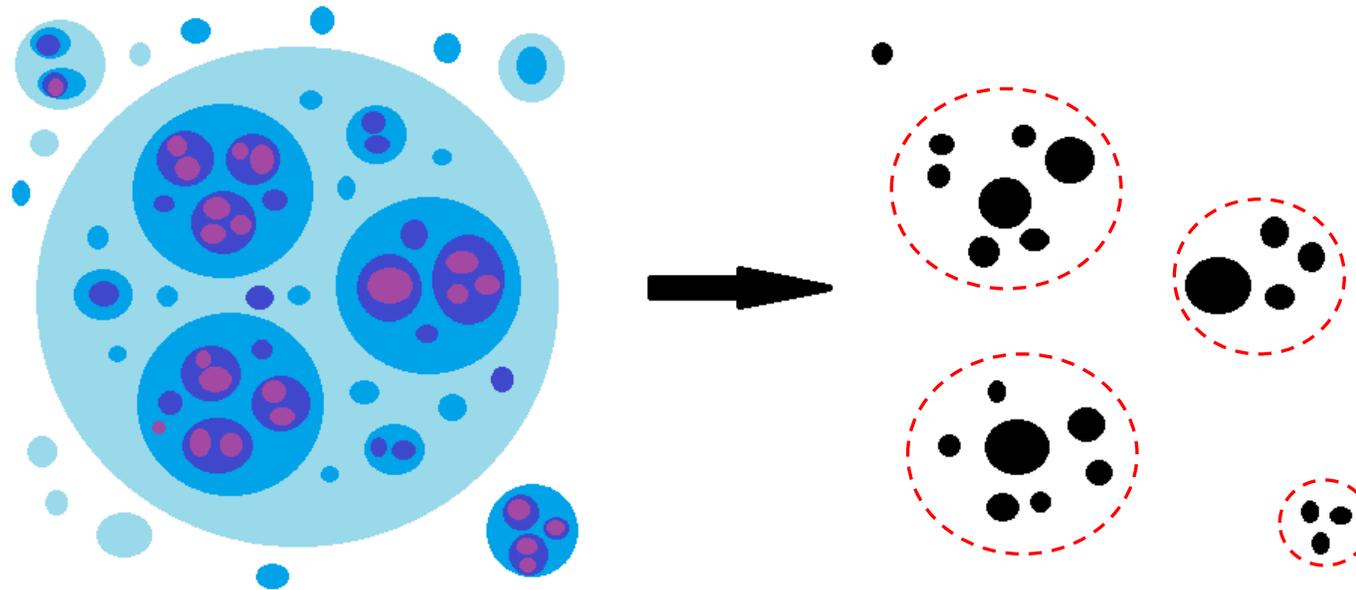


Рис. 1. Многократные флуктуации, расширяющиеся и накладывающиеся поверх друг друга естественным образом обеспечивают самоподобную структуру. Формируются скопления ПЧД самых разных масс и размеров.

Распределения ПЧД в кластере

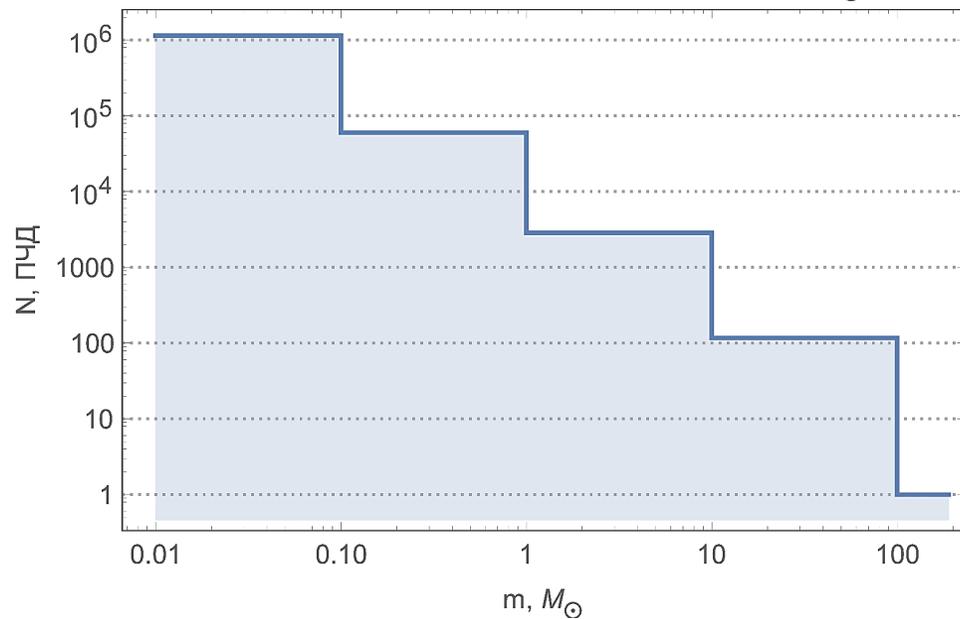


Рис. 2. Распределение ПЧД по массам в кластере с центральной черной дырой массой $M = 100 M_{\odot}$.

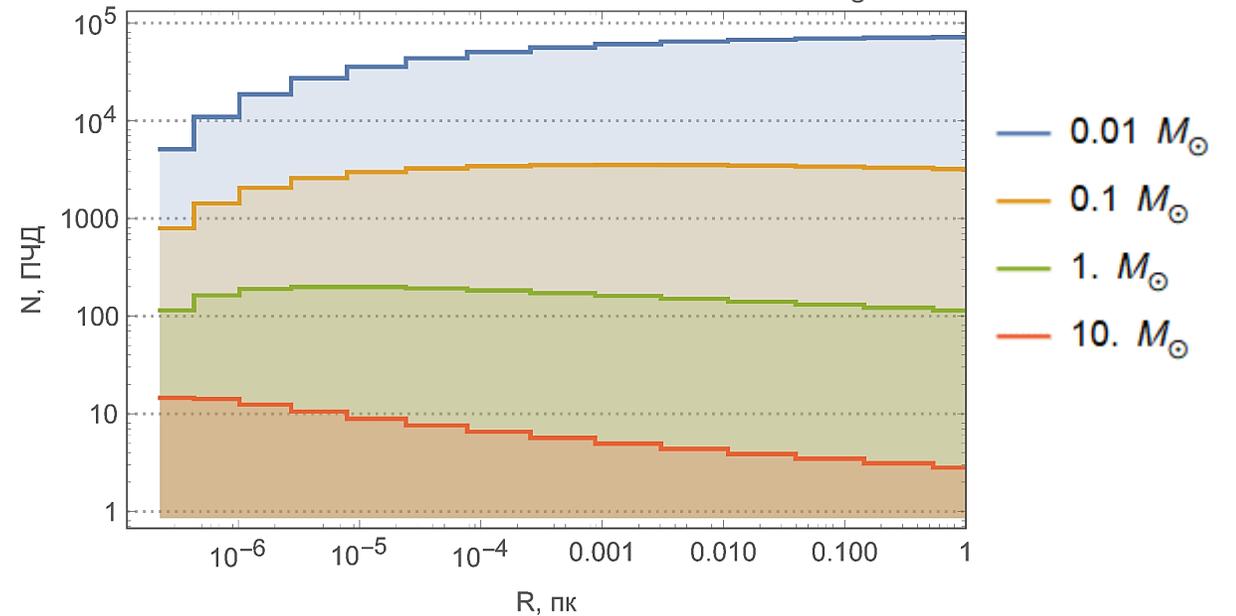


Рис. 2. Распределение ПЧД по расстояния от центра в кластере с центральной черной дырой массой $M = 100 M_{\odot}$.

Изображение кластера ПЧД

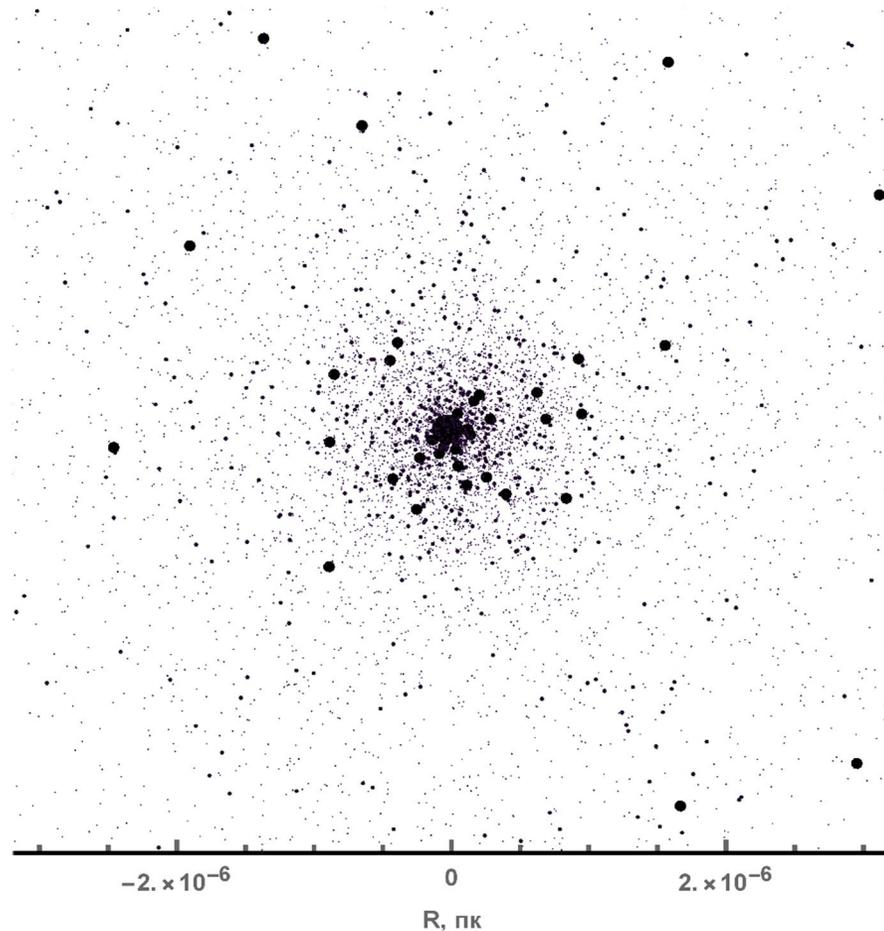


Рис. 2. Смоделированное пространственное изображение внутренней сверхплотной части кластера вокруг центральной ПЧД с массой $M_0 = 100 M_\odot$. Размеры ПЧД на картинке соответствует массе, но не реальному размеру.

- Количество таких скоплений, возникающих во Вселенной $N(M_0) \sim 10^{11} - 10^{12}$, что соответствует числу наблюдаемых галактик.

Заключение к Главе 2

- Разработан механизм формирования ПЧД широкого спектра масс, возникающий в теориях многомерной $f(R)$ -гравитации.
- Получено ограничение на энергетический масштаб инфляции при котором работает изученный механизм $H > 10^{13}$ ГэВ, согласующееся с наблюдательными данными.
- Вычислено пространственное и массовое распределение ПЧД, в скоплениях, возникающих в результате квантовых флуктуаций на стадии космологической инфляции.

Новизна: Впервые была продемонстрирована возможность возникновения чисто гравитационных топологических дефектов типа «доменная стенка» в теориях многомерной $f(R)$ -гравитации, приводящих к образованию первичных черных дыр в ранней Вселенной.

Инфляционные ограничения на параметры доп. пространства

ГЛАВА III

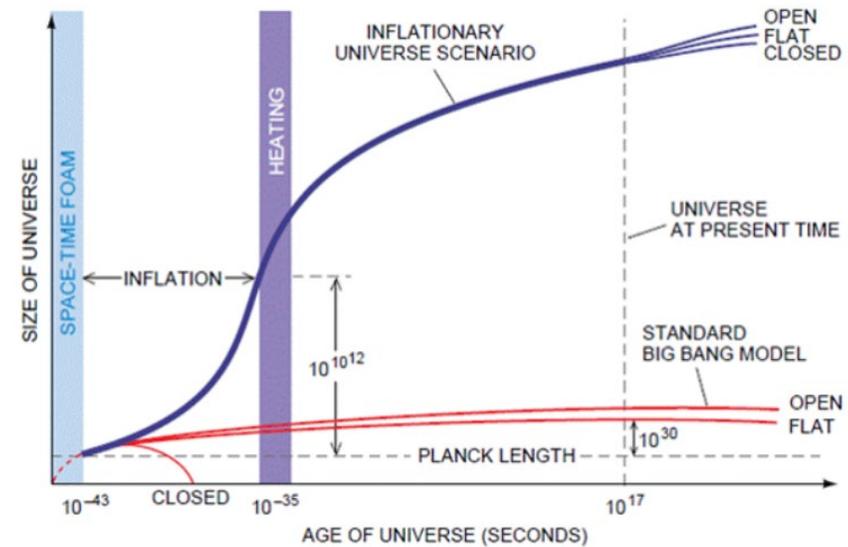
Инфлатон

- Космологическая инфляция обеспечивает начальный толчок Большому взрыву через введение скалярного поля (инфлатона), со специальным потенциалом $V(\chi)$, обеспечивающим экспоненциально быстрое расширение пространства.
- Инфляционный энергетический масштаб масштаб H , наиболее соответствующий наблюдательным данным по реликтовому фону $H \sim 10^{13}$ ГэВ [Planck, 2018].

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial\chi)^2 - V(\chi), \quad (32)$$

$$p = -\varepsilon \implies a(t) \sim e^{Ht},$$

$$H(t) = \sqrt{\frac{8\pi}{3M_{Pl}^2} V(\chi(t))} \approx const.$$

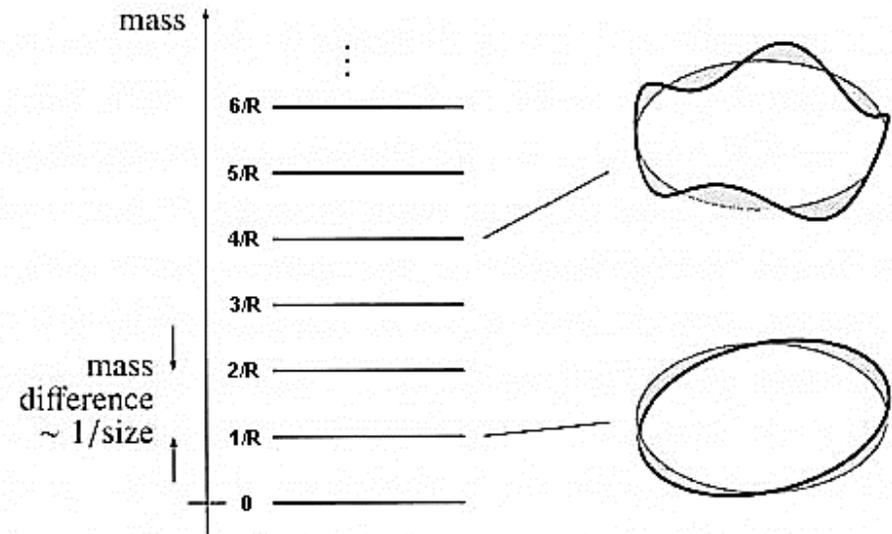


Башня Калуцы-Клейна

$$S \simeq \int d^4x d^d y \sqrt{|g|} \frac{1}{2} [\partial_A \chi \partial^A \chi - \mu^2 \chi^2] = \int d^4x \sqrt{-g_4} \sum_{q=0}^{\infty} \frac{1}{2} [(\partial \chi_q)^2 - (M_q^2 + \mu^2) \chi_q^2] \quad (33)$$

$$\chi(x, y) = \sum_{q=0}^{\infty} \chi_q(x) Y_q(y), \quad \square_d Y_q(y) = M_q^2 Y_q(y), \quad M_q = \frac{q}{R}, \quad q \in \mathbb{N}.$$

- Частицы являются волнами определенной длины, которая определяется их массой.
- Дополнительное пространство работает как резонатор, создавая массивные гармоники нулевой моды – т.н. башню Калуцы-Клейна.
- Ускорительные ограничения (LHC) на размер доп. пространства: $1/R \gg \text{TeV} \Rightarrow R < 10^{-19}$ см.



Эффективный потенциал инфлатона

- Инфлатон также создает Калуца-Клейновские моды в дополнительном пространстве, что изменяет его эффективный потенциал:

$$V(\chi(t)) = \sum_{q=0}^{\infty} \frac{1}{2} M_q^2 \chi_q^2(t) \quad (34)$$

- Вычислим эффективный потенциал в пределе очень большой и плотной КК-башни:

$$\chi_q(t) = \chi_{in} e^{-\frac{M_q^2 t}{3H}}, \quad (35)$$

$$V(\chi(t)) = \sum_{q=0}^{\infty} \frac{1}{2} M_q^2 \chi_q^2(t) \simeq M_1^2 \chi_{in}^2 \int_0^{\infty} e^{-\frac{2M_1^2 q^2}{3H} t} q^2 dq = \frac{1}{4} \chi_{in}^2 M_1^2 \left(\frac{3H}{2M_1^2 t} \right)^{3/2}$$

- Получим остановку экспоненциального режима расширения пространства:

$$H = \sqrt{\frac{8\pi}{3M_{Pl}^2} V(\chi(t))} \simeq \frac{M_1}{M_{Pl}} \chi_{in} \left(\frac{2\pi^2 H}{3M_1^2 t} \right)^{3/4} \implies H \sim t^{-3}! \quad (36)$$

Нарушение медленного скатывания

1. При $1/R > H$ инфляция идет стандартным путем. Только нулевое КК-возбуждение вносит вклад в инфляцию.
2. Для $1/R \sim H$, несколько возбуждений инфлатона вносят свой вклад. Инфляция имеет более сложный – ступенчатый характер.
3. Для $1/R \ll H$ огромное количество возбуждений вносят вклад. Возникает остановка процесса космологической инфляции! Наблюдаемая Вселенная не рождается, что ставит ограничения на величину $R < H^{-1} = 10^{-27}$ см.

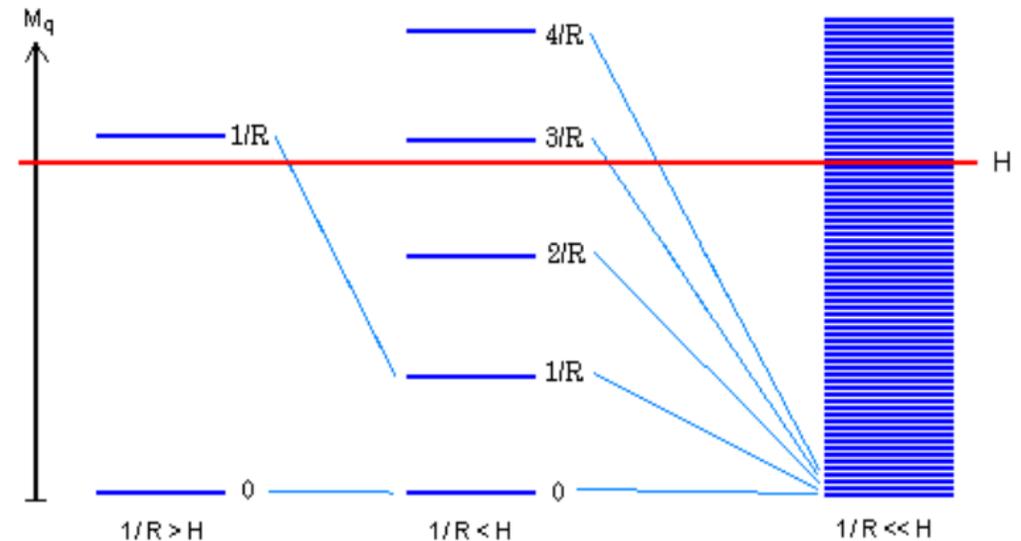


Рис. 2. Количество уровней КК-башни инфлатона для разного размера доп. пространства.

Ограничения на многом. массу Планка

1. Ограничение из размера дополнительного пространства:

$$M_{\text{P}}^2 = v_{\text{d}} m_{\text{D}}^{d+2} \sim R^d m_{\text{D}}^{d+2}, \quad (37)$$

$$R \lesssim H^{-1} \quad \Longrightarrow \quad m_{\text{D}} > \left(\frac{H}{M_{\text{P}}} \right)^{\frac{d}{d+2}} M_{\text{P}}.$$

Для $R < 10^{-27}$ см, $H = 10^{13}$ ГэВ и $d = 2$ дополнительных измерениях, значение многомерной массы Планка ограничено снизу: $m_{\text{D}} > 10^{16}$ ГэВ.

1. Ограничения из многомерной длины Планка:

$$\begin{aligned} l_{\text{hor}} = H_{\text{class}}^{-1} &> l_{\text{D}} = m_{\text{D}}^{-1} &&\Longrightarrow && (38) \\ H_{\text{class}} &< m_{\text{D}} \end{aligned}$$

Если $H > l_{\text{D}}^{-1}$, понятие классического горизонта (причинно-доступной области) становится бессмысленным. Отсюда при $H = 10^{13}$ ГэВ многомерная масса Планка ограничена снизу: $m_{\text{D}} > 10^{13}$ ГэВ.

Заключение к Главе 3

- Поставлено ограничение на размер компактного дополнительного пространства из наблюдательных данных по космологической инфляции: $R < 10^{-27}$ см.
- Поставлены ограничения на многомерную массу Планка из соображений классической причинной связанности и размера доп. измерений: $m_D > 10^{13}$ ГэВ и $m_D > 10^{16}$ ГэВ.
- Ограничения очень сильные и на много порядков превышают достижимые на ускорительной технике, что демонстрирует важность космологического подхода.

Новизна: Впервые была установлена взаимосвязь между массой Калуцы-Клейновских мод инфлатона, и условиями медленного скатывания в моделях космологической инфляции, что позволило получить сильные ограничения на размер компактного дополнительного пространства и многомерную массу Планка.

Общее заключение

- Разработана модель генерации и высвобождения барионного числа на инфляционной стадии Вселенной в рамках подхода многомерной гравитации.
- Разработан чисто гравитационный механизм образования и кластеризации первичных черных дыр. Получены пространственное и массовое распределения первичных черных дыр в кластерах.
- Получены сильные ограничения на размер компактного дополнительного пространства и многомерную массу Планка из наблюдательных данных по космологической инфляции.

Спасибо за внимание!

ВОПРОСЫ?

Резервные слайды

Научная новизна

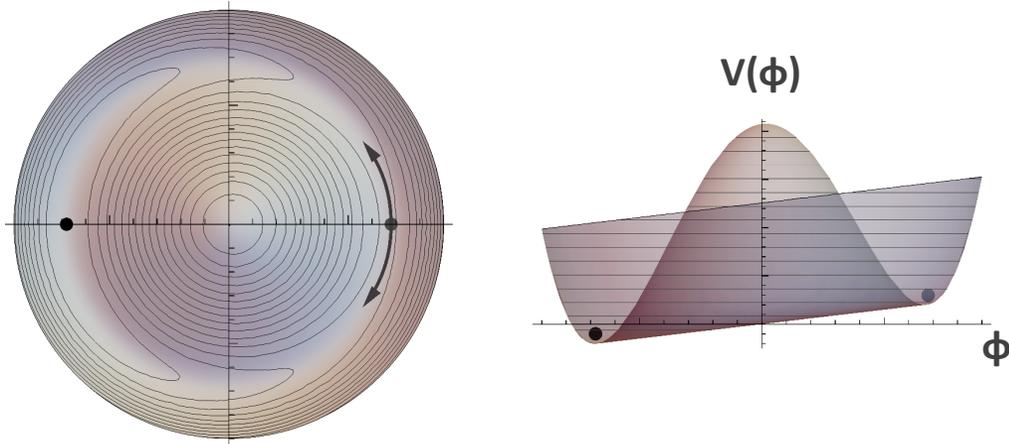
1. Впервые показано, что релаксационные процессы метрики дополнительного пространства с топологией «яблока» приводят к избытку барионов. Тем самым построена модель бариогенезиса на основе идеи о существовании дополнительных измерений.
2. Впервые была продемонстрирована возможность возникновения чисто гравитационных топологических дефектов типа «доменная стенка» в теориях многомерной $f(R)$ -гравитации, приводящих к образованию первичных черных дыр в ранней Вселенной.
3. Впервые была установлена взаимосвязь между массой Калуцы-Клейновских мод инфлатона, и условиями медленного скатывания в моделях космологической инфляции, что позволило получить сильные ограничения на размер компактного дополнительного пространства и многомерную массу Планка

Наблюдательные факты, указывающие на существование ПЧД

- ❖ Известно около 40 квазаров с $Z > 6$ (менее 800 млн. лет) и массами ЧД $\sim 10^9 M_{\odot}$. Недавно обнаружен квазар на $Z = 6.3$ с $M = 12 \times 10^9$ масс Солнц!
- ❖ Слияние очень массивных чёрных дыр (обнаруженных LIGO и VIRGO) с практически нулевым спином (GW150914, GW170814).

	Масса	Спин	Расст.
GW170608	12+7	$0.07^{+0.23}_{-0.09}$	340 Мпк
GW170104	31+19	$-0.12^{+0.21}_{-0.30}$	880 Мпк
GW170814	30+25	$0.06^{+0.12}_{-0.12}$	540 Мпк
GW151226	14+7.5	$0.21^{+0.20}_{+0.10}$	440 Мпк
GW150914	36+29	$-0.06^{+0.14}_{-0.14}$	410 Мпк

Используемая модель поля



$$V(\phi) = \lambda(|\phi|^2 - f^2/2)^2 + \Lambda^4(1 - \cos \theta)$$

❖ Использовалась модель скалярного поля с потенциалом типа «Мексиканская шляпа».

❖ Потенциал имеет небольшой наклон (за счёт перенормировки Лагранжиана). Минимумы находятся в точках $2\pi n$.

* Более подробно: Rubin S. G., Sakharov A. S., Khlopov M. Y. *The formation of primary galactic nuclei during phase transitions in the early universe* // *Journal of Experimental and Theoretical Physics*. – 2001. – Т. 92. – №. 6. – С. 921-929.

Фазовые переходы

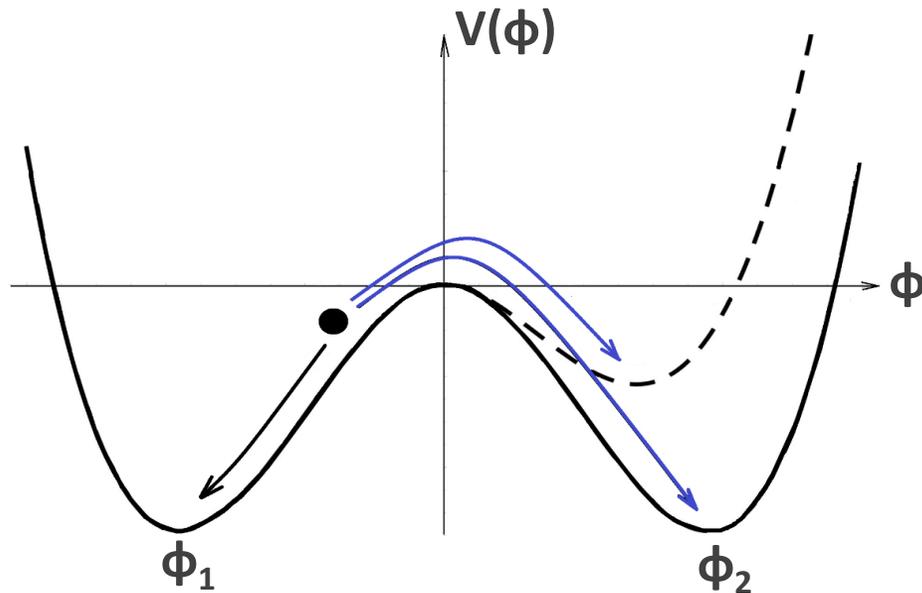


Рис. 1. Потенциалы содержащие несколько минимумов создают формирования полевых доменных стенок.

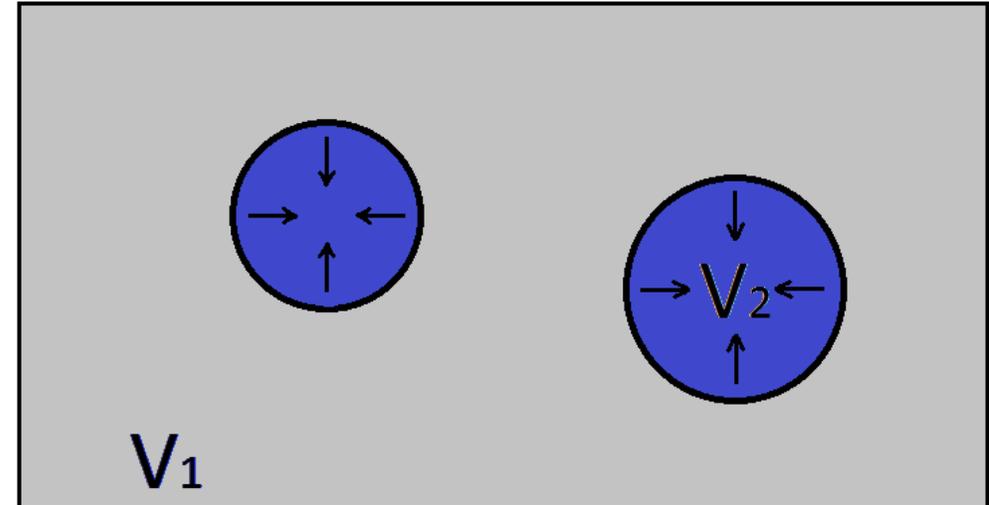


Рис. 1. Области с иным вакуумом оказываются окружены замкнутой полевой стенкой, которая начинает сжиматься под действием натяжения.