

Министерство образования и науки Российской Федерации
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего
профессионального образования
«Московский физико-технический институт (государственный университет)»
Факультет общей и прикладной физики
Кафедра фундаментальных и прикладных проблем физики микромира

На правах рукописи

УДК 539.12

Быхун Алексей Викторович

Анизотропия микроволнового фона,
вызванная движением безмассовой космической струны (на примере
модели вселенной де Ситтера)

Выпускная квалификационная бакалаврская работа

Направление подготовки 010900 «Прикладные математика и физика»

Заведующий кафедрой	_____	/ Казаков Д.И. /
Научный руководитель	_____	/ Фурсаев Д.В. /
Студент	_____	/ Быхун А.В. /

Дубна

2016 г.

В работе изучаются физические эффекты в гравитационном поле безмассовых струн: отклонение геодезических и сдвиг частоты гамма-квантов. Безмассовые космические струны – это протяжённые объекты, движущиеся со скоростью света. Построено ПО для моделирования анизотропии космического микроволнового фона в присутствии безмассовой струны. С помощью модели введена категоризация струн по энергии на "жёсткие" и "мягкие" по их влиянию на космический микроволновой фон. Описан метод детектирования струн с помощью изучения анизотропии космического микроволнового фона. Дается сравнение с результатами других авторов для релятивистских массивных струн. Из экспериментальных данных космологического фона получено ограничение на энергию струны. Сделана попытка обобщить рассуждения на Вселенную де Ситтера.

Содержание

1 Введение

Космические струны — гипотетические объекты, характеризующиеся одномерным распределением вещества и специфической формой тензора энергии-импульса. Такие объекты формируют вокруг себя интересную геометрию. В рамках ТВО, предсказывается существование таких объектов в ранней Вселенной.

В работе изучается особый вид космических струн, менее изученный в литературе, а именно, безмассовые космические струны. Безмассовые струны отличаются тем, что они не имеют энергии покоя, а их мировой лист — нулевая поверхность, поэтому в литературе их ещё называют "нулевые струны" (в англоязычной — null strings). Безмассовые струны движутся со скоростью света.

Классические уравнения движения струны можно получить из действия Намбу-Гото. Первым расширил это рассмотрение на безмассовые струны и предложил, как их квантовать, А. Шильд [?]. Гравитационное поле безмассовой струны можно получить в предельном переходе к скорости света из гравитационного поля массивной струны [?]. В работе впервые изучалась голономия пространства вокруг струны и было установлено, что голономия является параболической подгруппой Лоренца (голономия — изменение произвольного вектора при его переносе по замкнутому контуру) [?].

Однако все вышеупомянутые работы фокусировались на математических аспектах геометрии пространства-времени струны [?, ?, ?, ?]. Целью данной работы является рассмотрение физических эффектов в гравитационном поле безмассовой струны. Эти эффекты (для малых энергий безмассовой струны) можно сопоставить с работами [?], где был исследован ряд эффектов, связанных с массивными релятивистскими струнами. Исследование физических эффектов в нашей работе основано на подходе, который был разработан в работе Д. Лёзина [?].

В настоящей работе получены следующие важные следствия:

- рассмотрена анизотропия космологического фона в присутствии безмассовой космической струны

- получено ограничение энергии струны исходя из величины наблюдаемой анизотропии реликтового фона
- разработано ПО для моделирования анизотропии реликтового фона для разных параметров струны
- построена карта космологического фона в присутствии безмассовой космической струны
- построена качественная картина эффектов во Вселенной де Ситтера

Работа организована следующим образом:

В разделе 2 обсуждаются покоящиеся массивные струны, вводится метрика, действие, описываются разные системы координат. Раздел 3 описывает движущиеся струны и предельный переход от массивных релятивистских к безмассовым струнам. В разделе 4 изучается анизотропия микроволнового фона, вызванная движением струны, и вводится два различных типа струн: "мягкие" и "жесткие". Проводится сравнение с экспериментальными данными. В разделе 5 представлены разные физические эффекты, основанные на девиации геодезических в поле безмассовой струны.

2 Классические массивные струны

Космическая струна - физический объект, вещество которого вытянуто в линию, а поперечное сечение которого мало, так, что на физическом уровне точности его можно считать нулевым. Струна формирует вокруг себя нетривиальную геометрию с конической сингулярностью.

Классическое определение струны связано с действием Намбу-Гото ¹ (см., например [?, ?]):

$$S = -\mu \int \sqrt{-\gamma} d\sigma \quad (1)$$

где $d\sigma$ - элемент площади в координатах мирового листа струны, а γ_{ab} и γ соответственно - индуцированная на этой струне метрика и её детерминант.

Для упрощения рассмотрим прямую бесконечную струну с равномерным распределением вещества, и направим её вдоль оси z . Тогда действие (??) соответствует следующему тензору энергии-импульса (см., например [?, ?, ?, ?]):

$$T^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} \mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\mu \end{pmatrix} \quad (2)$$

Таким образом, давление струны совпадает по модулю с плотностью её энергии. Решая уравнение Эйнштейна, можно показать, что такая структура формирует следующую метрику:

$$ds^2 = -dt^2 + dr^2 + r^2 d\varphi'^2 + dz^2 \quad (3)$$

Эта метрика записана в цилиндрических координатах, от метрики Минковского отличается тем, что угол φ пробегает значения от 0 до $2\pi\alpha$, где $\alpha = 1 - 4\mu G$. Метрику (??) можно записать еще следующим образом:

$$ds^2 = -dt^2 + dr^2 + \alpha^2 r^2 d\varphi^2 + dz^2 \quad (4)$$

¹В работе используется система единиц, где $c = 1$

В таком виде метрика совпадает с видом метрики плоского пространства, с одним уточнением: угол $\varphi' = \alpha\varphi$. Эта метрика задает пространство, всюду плоское, кроме одной сингулярной точки. Действительно, вычисляя кривизну в любой точке, кроме $r = 0$, найдем $R^{\mu\nu\lambda\sigma} = 0$, а в точке $r = 0$ кривизна ведёт себя как δ -функция. [?]

Эти два представления можно визуализировать следующим образом. Первый заключается в представлении, что струна вырезает из пространства, как из куска масла, угол $\Delta\varphi = 2\pi(1 - \alpha) = 8\pi\mu G$, и в месте среза пространство склеивается (??), а второй рассматривает струну как коническую сингулярность. В срезе $z = t = 0$ струна выглядит следующим образом:

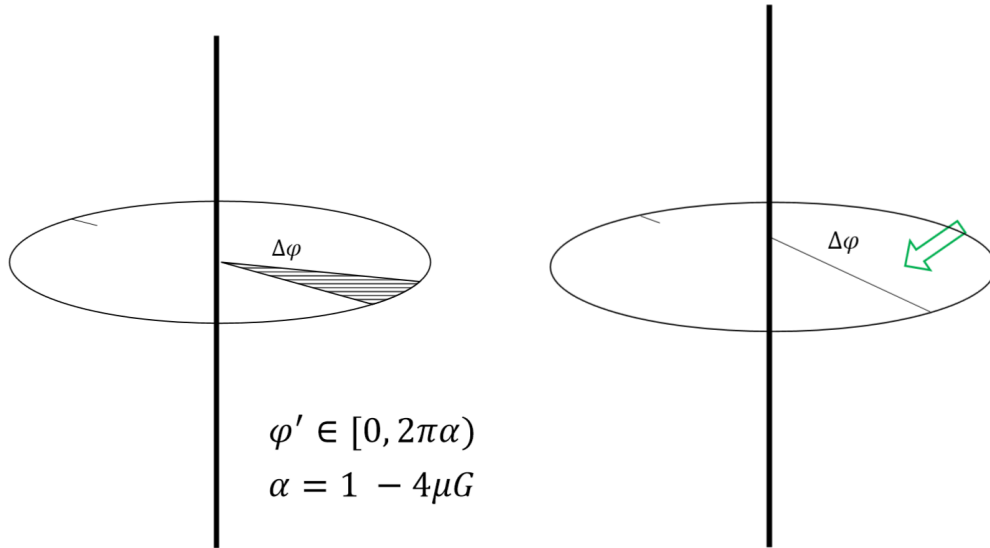


Рис. 1: Пространство вокруг струны

Для того, чтоб лучше представить пространство вокруг струны, перейдём к аналогу декартовых координат и рассмотрим поведение геодезических.

2.1 Аналог декартовых координат

Для упрощения дальнейших преобразований перейдём от цилиндрических к декартовым координатам:

$$x = r \cos \varphi, y = r \sin \varphi \quad (5)$$

Однако заметим, что это не обычные прямолинейные координаты. В этих координатах линии $x = \text{const}$ не будут являться геодезическими. Спрашивается, почему бы тогда не определить координаты через угол φ' ? Дело в том, что угол $\varphi' \in [0, 2\pi\alpha)$, а угол $\varphi \in [0, 2\pi)$, поэтому координаты (x, y) будут непрерывными, как и координаты (r, φ) , в отличие от (r, φ') .

После преобразований, метрика (??) записывается как

$$ds^2 = -dt^2 + dz^2 + dx^2 + dy^2 - (1 - \alpha^2) \frac{(x dy - y dx)^2}{x^2 + y^2} \quad (6)$$

2.2 Девиация геодезических в поле массивной струны и её голономия

Так как пространство (??) всюду плоское (кроме сингулярности в точке $x = y = 0$), геодезические будут только поворачиваться на угол $\Delta\varphi = 8\pi\mu G$ (также называемый дефицитом угла). Рассмотрим геодезические, направленные с бесконечности параллельно оси x :

$$\{t \rightarrow -\infty, x \rightarrow -\infty$$

$$\{t \rightarrow +\infty, x \rightarrow +\infty$$

Тогда дефицит угла записывается как преобразование траектории: $u_{out}^\mu = O_\nu^\mu(\varphi) u_{in}^\nu$ где u_{in} и u_{out} - касательные 4-вектора к геодезическим на $-\infty$ и на ∞ соответственно, а матрица $O_\nu^\mu(\varphi)$ - матрица поворота в плоскости xy , записанная в координатах (??):

$$O_\nu^\mu(\varphi) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \varphi & -\sin \varphi & 0 \\ 0 & \sin \varphi & \cos \varphi & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (7)$$

Матрица $(??)$ описывает голономию пространства вокруг струны, которая осуществляет поворот вектора при параллельном переносе вокруг оси струны.

На рисунке представлены картины геодезических вокруг конической сингулярности в координатах (r, φ') и (r, φ) соответственно.

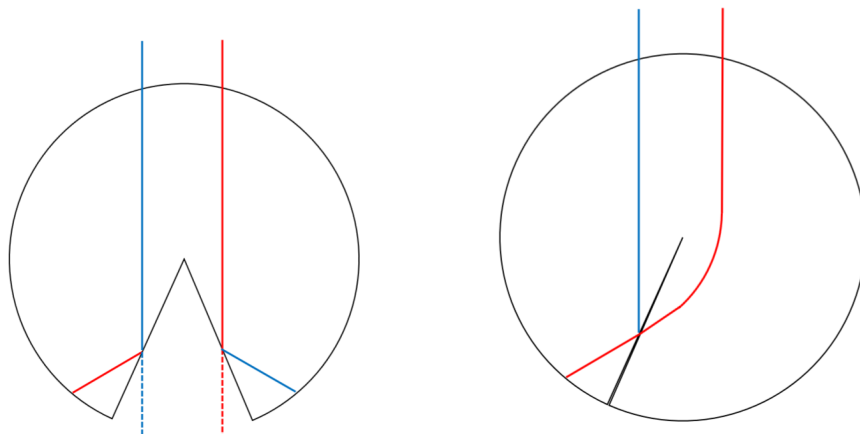


Рис. 2: Геодезические в поле струны

3 Движущиеся струны и геометрия пространства-времени вокруг них

Теперь, когда разобрались с покоящейся струной, рассмотрим движущуюся струну. Движущаяся струна - геометрически тот же самый объект, только записанный в другой системе координат. Сделаем буст из системы координат, где струна покоится, в систему, которая движется со скоростью v вдоль оси x , и сразу перейдём к координатам светового конуса.

$$\begin{aligned}t' &= t \operatorname{ch} \beta - x \operatorname{sh} \beta = \frac{u}{2} e^{\beta} + \frac{v}{2} e^{-\beta} \\x' &= x \operatorname{ch} \beta - t \operatorname{sh} \beta = -\frac{u}{2} e^{\beta} + \frac{v}{2} e^{-\beta} \\y' &= y, z' = z\end{aligned}$$

Метрика в координатах светового конуса имеет вид:

$$ds^2 = -dudv + dy^2 + dz^2 - (1 - \alpha^2) \frac{[e^{\beta}(udy - ydu) + e^{-\beta}(ydv - vdy)]^2}{u^2 e^{2\beta} + v^2 e^{-2\beta} + 4y^2 - 2uv} \quad (8)$$

В работе рассматриваются безмассовые струны, движущиеся со скоростью света. Если устремить быстроту $\beta \rightarrow \infty$, то наблюдаемая энергия $\mu_0 \operatorname{ch} \beta$ не будет иметь конечного предела. Метрика (??) тоже не имеет предела в этой записи. Поэтому используем такую математическую хитрость, как

3.1 Предел Пенроуза (Эхельбурга-Сексла)

Для получения выражения для метрики безмассовой струны, а также для получения конечной наблюдаемой энергии $\mu = \mu_0 \operatorname{ch}^2 \beta^2$ устремим одновременно $\mu_0 \rightarrow 0$ к нулю, а $\beta \rightarrow \infty$ к бесконечности. Тогда метрика перейдёт в:

$$ds^2 = -dudv + dy^2 + dz^2 - 8\pi\mu G\delta(u)du^2 \quad (9)$$

А тензор энергии-импульса

$$T_{uu} = \mu\delta(u)\delta(y) \quad (10)$$

3.2 Голономия безмассовой струны

Теперь, зная основные параметры безмассовой струны, нам бы хотелось изучать поведение геодезических вокруг неё. Однако простое понятие дефицита угла уже неприменимо, и необходимо пользоваться более сложным понятием голономии.

Голономия определяется как изменение вектора при его параллельном переносе по замкнутому контуру. Так как пространство вокруг струны плоское, все топологически совпадающие контуры дают одинаковый результат ². Это означает, что можно говорить о голономии струны как о преобразовании пространства, с одной оговоркой, что нужно учитывать, что существуют два топологически различных типа контура: тот, внутри которого находится струна и тот, внутри которого струны нет.

Для второго типа контура всё просто - ввиду того, что пространство плоское, голономия превращается в тождественное преобразование. А вот для первого контура возникает нетривиальное изменение касательного вектора, описываемое формулой: $u_{out}^\mu = M_\nu^\mu(\lambda)u_{in}^\nu$ где $\lambda = 8\pi\mu G$. Чтоб найти матрицу голономии, воспользуемся подходом [?], а именно, запишем буст матрицы поворота (??) и опять применим предел Пенроуза. Окончательный результат в переменных (t, x, y, z) запишется:

$$M_\nu^\mu = \begin{pmatrix} 1 + \frac{\lambda^2}{4} & -\frac{\lambda^2}{4} & \lambda & 0 \\ \frac{\lambda^2}{4} & 1 - \frac{\lambda^2}{4} & \lambda & 0 \\ \frac{\lambda}{2} & -\frac{\lambda}{2} & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (11)$$

²под топологически совпадающими имеются в виду контуры, которые можно совместить непрерывной деформацией

4 Анизотропия температуры реликтового излучения вызванная безмассовой струной

Поле струны приводит к изменению нулевой компоненты вектора 4-скорости u^μ частицы, следовательно, для γ -квантов, летящих в поле струны, к изменению частоты. Таким образом, безмассовые струны в могут менять распределение реликтового излучения.

Для полного изучения вопроса об изменении анизотропии фона безмассовой струной нужно рассмотреть такую струну в расширяющейся Вселенной. Тем не менее, в данном разделе мы пренебрежём кривизной пространства и расширением и рассмотрим упрощенную модель: плоское пространство, однородно заполненное излучением с температурой T . Нас интересует, как изменится пространственное распределение температуры квантов, если в этом пространстве будет двигаться безмассовая струна.

Для того, чтоб получить это распределение, смоделируем температурную карту реликтового излучения. Итого, нам необходимо получить выражение для частоты кванта, задетектированного под некоторыми углами (θ, φ) , то есть, отыскать зависимость $\omega_{out}(q_{out})$, где q определяется $k^\mu = \hbar \omega q^\mu$.

Зная, что $k_{out}^\mu = M_\nu^\mu k_{in}^\nu$:

$$\omega_{out} = k_{out}^0 = M_\nu^0 k_{in}^\nu = \omega_{in} M_\nu^0 q_{in}^\nu = \omega_{in} M_0^0 + \omega_{in} M_\alpha^0 q_{in}^\alpha$$

где $\alpha, \beta \in [1, 3]$, а $\omega_{out} q_{out}^\beta = \omega_{in} M_\alpha^\beta q_{in}^\alpha$, получим:

$$\omega_{out} = \omega_{in} M_0^0 + \omega_{out} M_\alpha^0 (M^{-1})_\beta^\alpha q_{out}^\beta$$

Итого, для частоты задетектированного кванта

$$\omega_{out} = \frac{M_0^0}{1 - M_\alpha^0 (M^{-1})_\beta^\alpha q_{out}^\beta} \omega_{in} \quad (12)$$

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{\omega_{out} - \omega_{in}}{\omega_{in}} = \frac{M_0^0 - 1 + M_\alpha^0 (M^{-1})_\beta^\alpha q_{out}^\beta}{1 - M_\alpha^0 (M^{-1})_\beta^\alpha q_{out}^\beta}$$

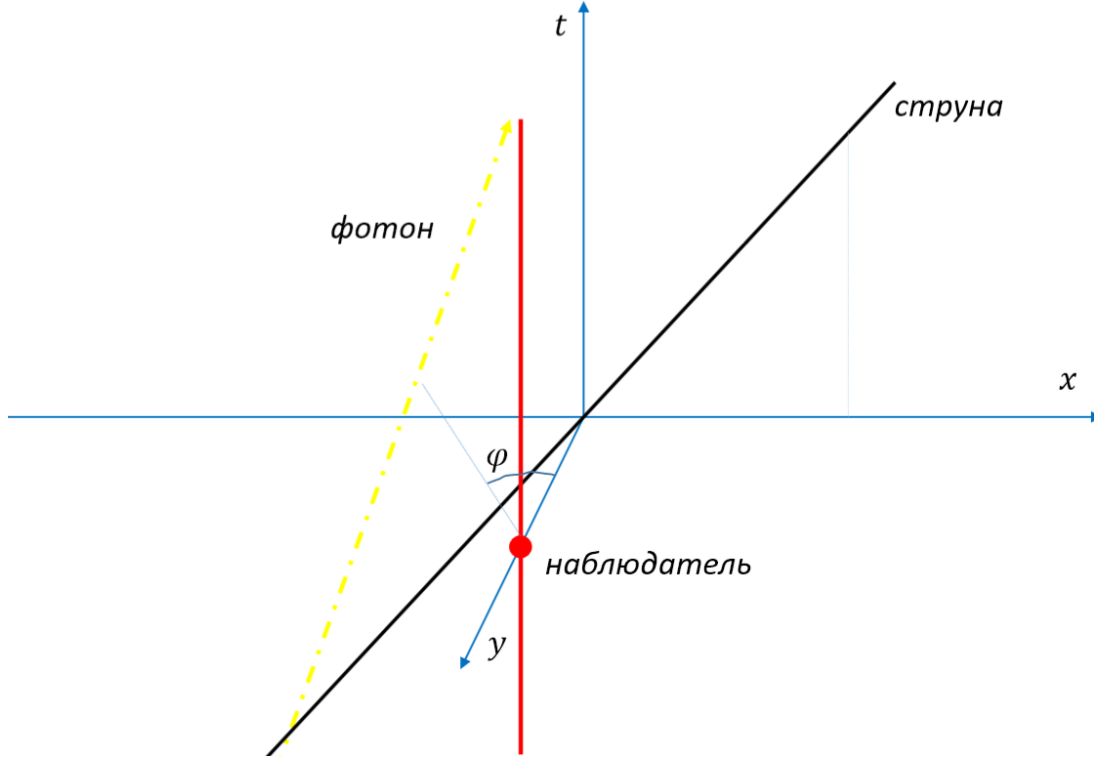


Рис. 3: Схема изучения движения квантов света в поле струны, изображены координаты (t, x, y)

или, раскрывая произведения и записывая матрицы в явном виде,

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{\frac{\lambda^2}{2} + \lambda(1 + \frac{\lambda^2}{2})(\frac{\lambda q_x}{2} + \varepsilon q_y)}{1 - \lambda(1 + \frac{\lambda^2}{2})(\frac{\lambda q_x}{2} + \varepsilon q_y)} \quad (13)$$

где $q^\beta = (q_x, q_y, q_z) = (\cos \theta \sin \varphi, \cos \theta \cos \varphi, \sin \theta)$, а $\varepsilon \in \{-1, +1\}$ учитывает, с какой стороны от струны прилетел фотон.

Чтоб понять поведение анизотропии, исследуем пределы формулы (??) при $\mu = 0$ и при $\mu = \infty$ и сравним с моделью.

4.1 Струны с малой энергией

Рассмотрим предел $\lambda \ll 1$. Это струны с малой энергией ("мягкие" струны – по аналогии с мягкими фотонами). Преобразуем формулу (??) для того, чтоб проще

оперировать с выражением:

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{\lambda \varepsilon q_y + \lambda^2 \left(\frac{1}{2} + \frac{q_x}{2} \right) + \lambda^3 \left(\frac{\varepsilon q_y}{2} \right) + \lambda^4 \left(\frac{q_x}{4} \right)}{1 - \lambda \varepsilon q_y + \lambda^2 \left(\frac{q_x}{2} \right) + \lambda^3 \left(\frac{\varepsilon q_y}{2} \right) + \lambda^4 \left(\frac{q_x}{4} \right)} \quad (14)$$

Разложим числитель и знаменатель в ряд Тейлора:

$$\frac{\delta T}{T} = (\lambda \varepsilon q_y + o(\lambda^2))(1 + \lambda \varepsilon q_y + o(\lambda^2)) \quad (15)$$

Пренебрегая членами малости λ^2 и выше, получаем поведение анизотропии при малых энергиях струны:

$$\frac{\delta T}{T} = \lambda \varepsilon q_{out}^y = \lambda \sin \theta \sin \varphi \quad (16)$$

Интересно сравнить (??) с результатами работы [?]: там рассматриваются массовые релятивистские струны. Сравнивая результаты смоделированных температурных карт, видно, что безмассовая струна создаёт распределение, аналогичное распределению квантов вокруг массовой релятивистской струны, однако более ярковыраженное.

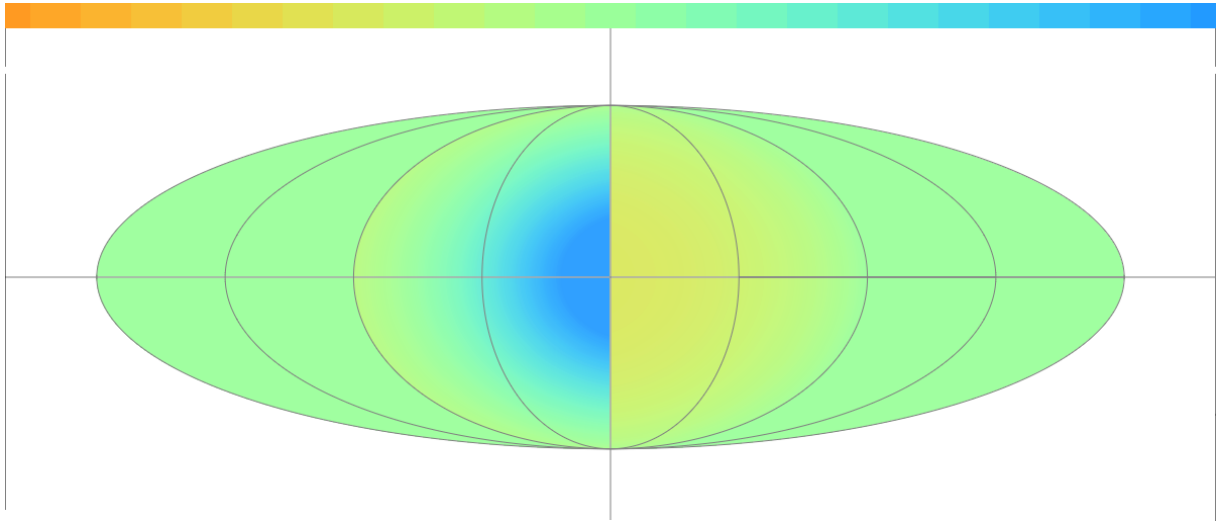


Рис. 4: Смоделированное изображение температурной карты с помощью формулы (??), соответствующее $\lambda = 0.01 \cdot 8\pi$ или, иначе, энергии $\mu = 0.01 \frac{c^2}{G}$. Сверху показана шкала, проградуированная от 0 до $2T_0$, то есть, зеленому цвету отвечает средняя температура, а оранжевому – нулевая.

4.2 Ограничение на энергию струны из экспериментальных данных

В предположении, что во Вселенной существует безмассовая космическая струна, которая движется перпендикулярно линии нашего наблюдения, найдём ограничение на её натяжение, вытекающее из реальных экспериментальных данных. Из наблюдений известно, что средняя анизотропия $\delta T/T \sim 10^{-5}$. Упростим формулу (??), принимая $q_x = q_y = 1$:

$$\frac{\delta T}{T} = \lambda \sim 10^{-5}$$

Оценим натяжение струны, подставив $\lambda = 8\pi G\mu$:

$$\mu < 10^{-5} \frac{c^2}{8\pi G} = 5.3 \cdot 10^{20} \frac{kg}{m}$$

Для сравнения, масса Земли $M_{earth} = 5.972 \cdot 10^{24} kg$, то есть энергия одного метра струны на 4 порядка меньше, чем масса Земли. Однако, оценка грубая и не учитывает статистический поиск распределения, соответствующего формуле $\delta T/T$ (??), а лишь использует данные средней анизотропии. Подобное исследование было проведено в работе [?], однако там рассматривались массовые релятивистские струны.

4.3 Моделирование температурной карты

Вышеуказанные результаты были запрограммированы и визуализированы в виде графиков, а также с помощью технологии Canvas ³ было разработано графическое моделирующее ПО. Для сопоставления с теми картами реликтового излучения, что обычно используются в астрономии, была выбрана проекция Моллвейда (Mollweide), интересная тем, что она сохраняет отношение площадей на сфере и на её отображении на плоскость. Струну расположим на линии $\varphi = 0$. Проекция задаётся формулами

$$\Theta = \arcsin \frac{y}{R\sqrt{2}}, \varphi = \arcsin \frac{2\Theta + \sin 2\Theta}{\pi}, \theta = \frac{\pi x}{2R\sqrt{2} \cos \Theta}$$

³графическая библиотека для браузера, управляемая JavaScript

где (θ, ϕ) – углы в сферических координатах, а R – размер проекции в координатах (x, y) . Для кодировки цвета использовались формулы гауссового распределения:

$$r = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{(T - 0)^2}{2}\right)$$

$$g = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{(T - 1)^2}{2}\right)$$

$$b = I_0 \cdot \exp\left(-\frac{(T - 2)^2}{2}\right)$$

где r, g, b – красная, зеленая и синяя компоненты, $T \in [0, 2]$ – температура в относительных единицах, а I_0 соответствует максимальному значению каждой компоненты. Программа опубликована в интернете на личной странице автора ??

4.4 Струны со сверхвысокой энергией

Используя моделирующую программу, исследуем случай струны с $\lambda \sim 1$ (т.н. "жесткие" струны). На рисунке ?? (стр. ??) построена карта для $\lambda = 0.48$. Видно, что фотоны, в основном, концентрируются в области $\varphi \sim \frac{\pi}{2}$. Это означает, что поле струны так сильно, что, кроме небольшой области, наблюдать фотоны с передней половины неба мы не в состоянии.

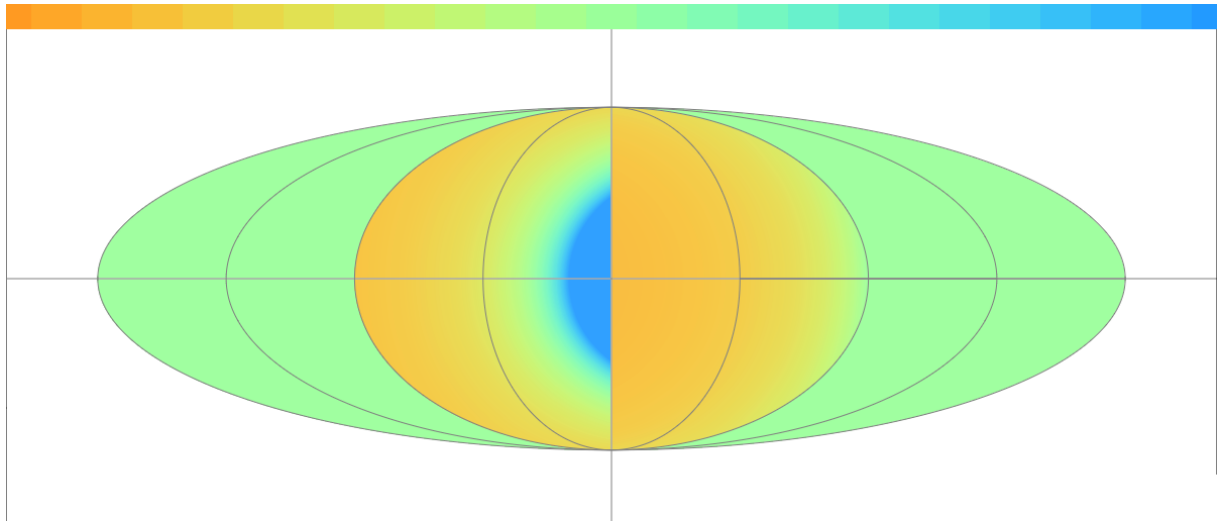


Рис. 5: Смоделированное изображение температурной карты с помощью формулы (??), соответствующее $\lambda = 0.048 \cdot 8\pi$ или, иначе, энергии $\mu = 0.048 \frac{c^2}{G}$

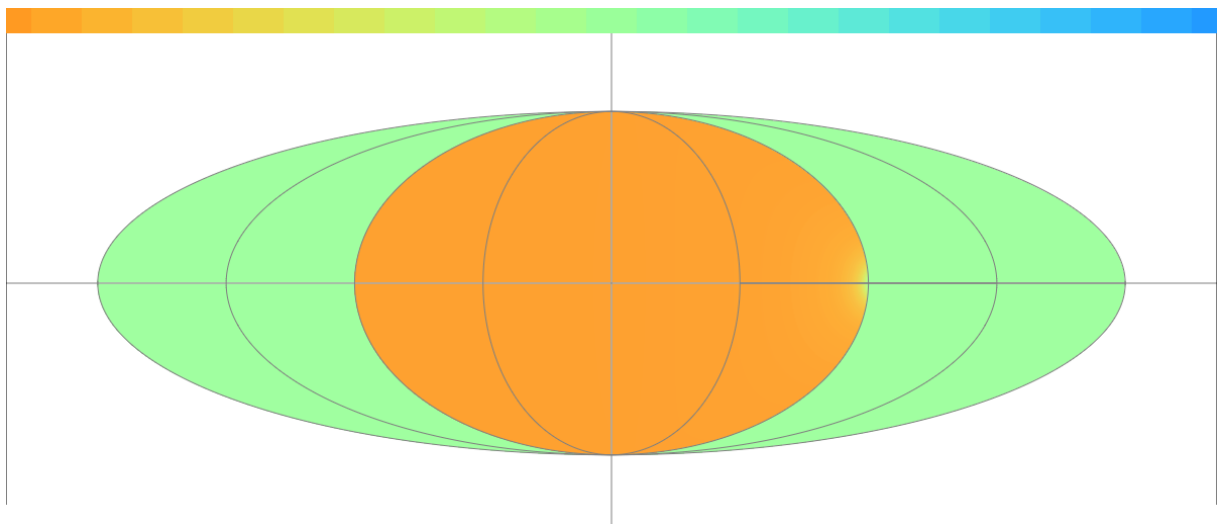


Рис. 6: Смоделированное изображение температурной карты с помощью формулы (??), соответствующее $\lambda = 0.48 \cdot 8\pi$ или, иначе, энергии $\mu = 0.48 \frac{c^2}{G}$

5 Девиация геодезических в поле безмассовой струны

5.1 Взаимное движение инерциальных наблюдателей в поле струны

После того, как между двумя инерциальными наблюдателями пролетает струна, каждый из них обнаруживает своего партнера движущимся по направлению к себе. Эффект аналогичен дефициту угла и подробно исследован в работе [?].

5.2 Линзирование

Наличие струны искажает картину, наблюдаемую на звездном небе. Используя понятие конической сингулярности, можно качественно представить эффекты, наблюдаемые в окрестности струны. Во-первых, кванты света будут испытывать смещение частоты, то есть, менять цвет в соответствии с формулой (??). Во-вторых, они будут изменять направление своего движения. Это означает, что объекты, которые мы будем регистрировать по направлению q_{out}^α , в отсутствие струны регистрировались бы нами по направлению q_{in}^α .

Интересна ситуация, когда один и тот же объект мы можем зарегистрировать в двух местах. Такой эффект называется линзированием и аналогичен девиации геодезических. Угловое расстояние между этими звездами соответствует двойному дефициту угла и равно $8\pi\mu G$.

6 Описание безмассовой струны во вселенной де Ситтера

Метрика Минковского, а также (??) и (??) описывают глобально плоскую вселенную, то есть, на больших масштабах не имеющую кривизны.

Вселенная де Ситтера - модель, описывающая вселенную с ненулевой кривизной. Она задается многообразием, вложенным в пятимерное пространство с сигнатурой (1,4):

$$ds^2 = -dX_0^2 + dX_1^2 + dX_2^2 + dX_3^2 + dX_4^2 \quad (17)$$

В этом пространстве можно рассмотреть нулевую поверхность с сигнатурой (1,2). Пересечение этой поверхности с многообразием будет задавать аналог космической струны. Однако, в силу свойств Вселенной де Ситтера, эта струна в нашей четырёхмерной вселенной будет замкнутой кривой.

Вселенная де Ситтера – расширяющаяся Вселенная, это означает, что все расстояния во Вселенной одинаково увеличиваются со временем. Таким образом, энергия, которая является обратной к длине волны, уменьшается в такой же мере. Если предположить рождение безмассовых струн в ранней Вселенной до периода инфляции, которые имели в то время плотность энергии порядка планковской массы на каждый метр длины $\frac{c^2}{8\pi G} = 5.3 \cdot 10^{25} \frac{kg}{m}$, сейчас они будут иметь энергию гораздо меньше (в $T/T_0 = 3K/10^{28}K \sim 10^{-27}$ раз, то есть $\lambda = 10^{-27}, \mu = 1 \frac{g}{m}$), и будут практически недетектируемыми.

Вопрос изучения струн во Вселенной де Ситтера также поднимается в работах [?], однако, опять же, там исследуются хотя и релятивистские, но массивные струны, которые, теряя энергию, не теряют массу, и методы их детектирования не изменяются. Если же говорить о безмассовых струнах, то при остывании и расширении Вселенной они могут остыть практически до любой энергии.

7 Заключение

Исследование температурных карт анизотропии реликтового излучения показывает принципиально качественное отличие между т.н. "мягкими" и "жесткими" безмассовыми струнами. Если говорить о "мягких" струнах, то картина распределения температуры аналогична релятивистским массивным струнам [?]. В случае же "жестких" струн наблюдается качественно другой эффект – картина распределения искажается сильно. Так как при выводе формулы (??) не накладывались никакие ограничения на λ , можно утверждать, что этот эффект – не границы применимости модели, а физическое явление.

Первый вопрос, который стоит перед будущими исследователями, состоит в том, что, строго говоря, наша Вселенная – расширяющаяся, и для полного исследования вопроса нужно привлекать модель де Ситтера. Во Вселенной де Ситтера космические струны – замкнутые, а пространство – искривленное. Для более глубокого изучения может оказаться недостаточно качественных соображений. Тем не менее, можно предполагать, что эффект будет аналогичен, то есть, будет наблюдаться деление на два принципиально разных класса струн.

Второй вопрос заключается в том, что до сих пор неизвестны механизмы рождения таких объектов. Из оценок можно видеть, что речь идёт о больших энергиях, поэтому об экспериментальном исследовании вопроса на данном развитии науки речи не идёт. Однако, можно искать безмассовые струны, родившиеся в ранней Вселенной, и сильно остывшие после этого. А основной метод детектирования струн – изучение анизотропии микроволнового фона, исследованное в данной работе.

Список литературы

- [1] A. Schild, “Classical null strings,” *Phys. Rev. D* 16, Num. 6, 1977.
- [2] C.Barrabes, P.Hogan, and W.Israel, “The Aichelburg–Sextl Boost of Domain-Walls and Cosmic Strings,” *Phys. Rev. D* 66, 025032, 2002.
- [3] M. van de Meent, “The Geometry of massless cosmic strings,” *Phys. Rev. D* 87, 025020, 2013.
- [4] D.V.Fursaev and S.N.Solodukhin, “On the Description of the Riemannian Geometry in the Presence of Conical Defects,” *Phys. Rev. D* 52 2133-2143, 1995.
- [5] O. S. Sazhina, D. Scognamiglio, and M. V. Sazhin, “Observational constraints on the types of cosmic strings,” 2014.
- [6] Д. Лезин, “Классические гравитационные эффекты безмассовых космических струн,” 2015. Дипломная работа. Научный руководитель – Д.В. Фурсаев.