

# КОСМИЧЕСКИЕ СТРУНЫ ВО ВСЕЛЕННОЙ: ДОСТИЖЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ ИССЛЕДОВАНИЯ

*О. С. Сажина\**, *М. В. Сажин\*\**

*Государственный астрономический институт им. П. К. Штернберга,  
Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова  
119992, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 13 апреля 2011 г.

Космические струны — линейные структуры космологических масштабов, поиск которых активно ведется последние годы. Прогресс в построении теоретических моделей и в исследовании свойств космических струн, а также существенный рост наблюдательных ресурсов предоставляют широкие возможности поиска таких объектов несколькими независимыми наблюдательными методами. К таким методам относятся поиск событий гравитационного линзирования далеких фоновых источников на струнах, а также поиск характерных структур анизотропии реликтового излучения, индуцированных струнами. Обсуждаются разработанные авторами указанные методики, а также предлагаются методы поиска струн, ориентированные на новейшие космические аппараты, в том числе проект «Планк» («Planck»).

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Согласно современным наблюдательным данным по изучению расширения Вселенной с помощью сверхновых, а также по анизотропии реликтового излучения, современная Вселенная находится в стадии ускоренного расширения, которое успешно объясняется наличием темной энергии — особой формы энергии вакуумного типа [1]. Однако природа темной энергии до сих пор не выявлена, что является фундаментальной проблемой современной космологии, а также ключевой областью исследования на стыке таких дисциплин, как космология, астрономия и физика элементарных частиц.

В рамках этой проблемы особый интерес представляет исследование темной энергии ранней Вселенной, а именно, возможных солитонных и солитоноподобных решений. Таким решением являются стабильные одномерные структуры — космические струны, которые возникают во всех наиболее реалистичных моделях физики элементарных частиц [2, 3]. Исследования в современной физике элементарных частиц дают множество указаний на существование новой физики за рамками Стандартной модели. Космические струны возникают как в рам-

ках моделей Великого объединения, так и в теории суперструн [4, 5]. Обнаружение таких объектов позволило бы не только выявить природу и закономерности развития темной энергии ранней Вселенной, но и изучить масштабы энергий, не достижимых в современных ускорителях.

Космические струны как возможные космологические объекты были впервые предсказаны Кибблом в 1976 г. [6] и активно изучались в последующих работах Зельдовича [7], а также Виленкина, Шелларда и др. [8–13]. Существование космических струн не противоречит всем имеющимся на сегодняшний момент космологическим наблюдательным данным и, более того, находит широкую поддержку в теории, а также косвенное подтверждение в наблюдениях.

## 2. ОСНОВНЫЕ СВОЙСТВА КОСМИЧЕСКИХ СТРУН

С наблюдательной точки зрения наибольший интерес представляют топологические космические струны (солитоны), поскольку механизм их образования (фазовые переходы вакуума) довольно прост и хорошо изучен экспериментально в других разделах физики (переходы в ферромагнетиках, явления сверхпроводимости и др.). Кроме того, такой механизм образования струн не требует специаль-

\*E-mail: tedeshka@mail.ru

\*\*E-mail: moimaitre@mail.ru

ных предположений о динамических процессах во Вселенной, а основывается преимущественно на том факте, что ранняя Вселенная обладала большей температурой, чем современная, и остывала в процессе эволюции.

Образование топологических дефектов различных размерностей связано с тем, что многообразие вакуумов теории обладает нетривиальной структурой. Другими словами, отображения  $N$ -мерной сферы на пространство вакуумов нетривиально или, в терминах теории групп, гомотопическая группа многообразия вакуумов  $M$  [1] не равна 0:

$$\pi_N(M) \neq 0.$$

Если пространство-время обладает размерностью  $d + 1$ , то оно может содержать топологические дефекты размерности  $d - N$ : монополи, струны, доменные стенки, а также гибридные дефекты, например, «ожерелья» (монополи и струны) и «ворс» (струны и стенки). В случае струн  $N = 1$  и нетривиальность группы  $\pi_1(S^1)$  означает существование окружностей, которые нельзя стянуть в точку непрерывным преобразованием.

Минимальная модель, содержащая струны, обладает лагранжевой плотностью

$$L = D^\mu \phi^* D_\mu \phi - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} - \lambda \left( \phi^* \phi - \frac{T_c^2}{2} \right)^2,$$

обладающей калибровочной инвариантностью относительно группы  $U(1)$ . Здесь

$$D_\mu \phi = \partial_\mu \phi - i e A_\mu \phi,$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu.$$

Комплексное скалярное поле  $\phi$  и калибровочное поле  $A_\mu$  инвариантны относительно локальных калибровочных преобразований:

$$\phi \rightarrow \phi e^{i\alpha(x)},$$

$$\phi^* \rightarrow \phi^* e^{-i\alpha(x)},$$

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \frac{1}{e} \partial_\mu \alpha(x).$$

Основное состояние такой модели не является калибровочно-инвариантным относительно группы  $U(1)$ . Множество отличных от нуля вакуумов определяется характерным масштабом энергии

$$|\langle \phi \rangle|^2 = \frac{T_c^2}{2}.$$

Таким образом, потенциал достигает минимума на окружности

$$\langle \phi \rangle = \frac{T_c}{\sqrt{2}} e^{i\alpha(x)},$$

где фаза  $\alpha(x) = \text{arctg}(\text{Re } \phi / \text{Im } \phi)$  равномерно распределена в интервале  $[0, 2\pi)$ .

Если  $T \leq T_c$ , то симметрия основного состояния нарушается и в каждой причинно связанной пространственно-временной области величина фазы фиксируется — система случайным образом переходит в одно из энергетически выгодных состояний. В каждой такой области фазы, очевидно, не коррелируют. В силу однозначности поля  $\phi$  изменение фазы по замкнутому контуру, проходящему через различные причинно несвязанные области, должно быть кратно  $2\pi$ :

$$\Delta\alpha = \oint_c \frac{d\alpha}{d\theta} d\theta = 2\pi N,$$

где  $\theta$  — азимутальный угол. Если  $N \neq 0$ , то образуется космическая струна с сохраняющимся топологическим зарядом  $N$  ( $N$  — число намоток). В силу непрерывности поля  $\phi$  внутри контура изменения фазы поле должно принять нулевое значение. Таким образом, область новой фазы содержит внутри себя область старой «реликтовой» фазы. Указанный механизм образования топологических космических струн носит название «механизм Киббла».

Непрерывность поля  $\phi$  гарантирует также конечность энергии струны; струна устойчива, не имеет концов в причинно связанной области пространства-времени — она либо «протыкает» горизонт, либо образует петли. С точки зрения асимптотик полей  $\phi$  и  $A$  нет различия в существовании  $N$  струн с однократной намоткой или одной струны с  $N$  намотками. В зависимости от параметров модели становится предпочтительным или первый, или второй вариант. Моделирование показывает, что в момент образования струн значение  $N$  близко к единице. Длинные струны имеют тенденцию распрямляться, петли — схлопываться. Моделирование также показывает, что 80% струн длинные [10–12]. Предлагаемые ниже методы поиска космических струн ориентированы на поиск прямых сегментов длинных одиночных струн.

Основным параметром струны является ее линейная плотность  $\mu$ :

$$\mu = \frac{dE}{dz}.$$

Для рассматриваемого лагранжиана

$$\mu = \int d^2x \left\{ D_i \phi^* D_i \phi - \frac{1}{4} F_{ij}^2 + \lambda \left( \phi^* \phi - \frac{T_c^2}{2} \right)^2 \right\},$$

$$\mu = \pi T_c^2.$$

Для удобства вводят безразмерный параметр  $G\mu \propto (T_c/M_{Pl})^2$ . Для наиболее реалистичных космических струн, с энергиями порядка  $10^{15}$ – $10^{16}$  ГэВ, величина  $G\mu \propto 10^{-7}$ – $10^{-6}$ . Удобно также оценить линейную плотность струны с помощью параметра  $\mu_6 \approx 0.1$ – $1$  [4] как  $\mu = 1.35 \cdot 10^{21} \mu_6 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-1} = 2.09 \cdot 10^7 \mu_6 M_\odot \text{ пк}^{-1}$ .

Исследования последних лет [4, 5, 14] выявили глубокие теоретические связи между топологическими космическими струнами и фундаментальными суперструнами, которые в настоящее время являются наиболее многообещающими кандидатами для построения материи и объединения всех типов физических взаимодействий. Такая связь стала возможной благодаря механизмам понижения энергии струн фундаментальной теории.

Линейная плотность струн пропорциональна квадрату температуры соответствующего фазового перехода. Для космических струн  $G\mu \leq 10^{-6}$ . Для суперструн  $\mu \propto M_s^2$ ,  $G\mu = M_s^2/M_{Pl}^2 \approx 1$ . В моделях с некомпактными дополнительными измерениями энергетическая шкала суперструн может быть понижена:  $M_s \ll M_{Pl}$ , что приводит к условию  $G\mu \ll 1$ . В моделях с большим пятым измерением (модель четырехмерной браны и пространства дополнительных измерений, так называемого балка) энергия суперструны может также быть понижена за счет того, что струна передает часть энергии в балк:

$$M_s \propto M_{Pl}, \quad \mu_{eff} = F(y)\mu,$$

где  $F(y)$  — функция пятого измерения:

$$ds^2 = F(y) \nu_{\mu\nu} dx^\mu dx^\nu + ds_y^2.$$

Если  $F(y) \ll 1$ , то  $G\mu_{eff} \ll 1$ .

Нетопологические суперструны (так называемые F- и D-струны) могли бы образовываться в ранней Вселенной. Наблюдения таких объектов могли бы послужить основным способом для изучения фундаментальных суперструн. Такие объекты предсказываются в новейших моделях с некомпактными дополнительными измерениями (процесс аннигиляции браны и антибраны), а также в широком классе инфляционных космологических моделей. За последние несколько лет было установлено, что существует обширное семейство космических струн, различающихся своими свойствами, которые напрямую зависят от геометрии дополнительных компактифицированных измерений теории суперструн.

Как известно, ключевая проблема современных многомерных теорий состоит в том, что не представляется возможным отдать предпочтение той или иной теории. Таким образом, только наблюдательные факты, такие как обнаружение космических струн, смогли бы отсеять нереалистичные теории и вывести на принципиально новый уровень современную физику элементарных частиц. Кроме того, открытие космических струн дало бы информацию о составе реликтовой темной энергии ранней Вселенной, что позволило бы активно продвинуться в понимании причин современного ускоренного расширения Вселенной, определяемой темной энергией неизвестного пока вида.

Среди всех возможных типов топологических дефектов только струны естественным образом возникают в подавляющем большинстве реалистичных моделей ранней Вселенной. Космические струны могут существовать в широком диапазоне масс: от энергий теории Великого объединения до энергий теории электрослабого взаимодействия.

Методы поиска космических струн основаны на их особых свойствах, отличных от свойств всех известных типов небесных тел. Укажем эти свойства на простом модельном примере евклидовой Вселенной, в которую помещена одиночная струна [8, 15]. При рассмотрении реальной космологической модели Фридмана, а также модели с несколькими струнами качественный характер этих свойств сохранится.

Введем лагранжеву систему координат  $O'\xi'\eta'\zeta'$  так, чтобы струна проходила через начало координат касательно к оси  $O'\zeta'$ . Пусть  $\rho' = \sqrt{\xi'^2 + \eta'^2}$ . Тогда  $\xi' = \rho' \cos \varphi$ ,  $\eta' = \rho' \sin \varphi$ . В полученной цилиндрической системе координат метрика струны есть сумма метрики Минковского и расходящейся логарифмической поправки:

$$g_{\mu\nu} = \eta_{\mu\nu} + h_{\mu\nu},$$

$$\eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1),$$

$$h_{\mu\nu} = 8G\mu \ln \frac{\rho'}{\rho_0} \text{diag}(0, 1, 1, 0),$$

где  $\rho_0$  — произвольная постоянная. Оказывается, полученная метрика эквивалентна евклидовой метрике пространства с вырезанным сектором. Действительно, в специально выбранной системе координат  $\hat{\xi}', \hat{\eta}', \hat{\zeta}'$ , такой что  $\hat{\tau} = \tau$ ,  $\hat{\zeta}' = \zeta'$  и

$$\hat{\xi}' = \xi' + 4G\mu \xi' \left( 1 - \ln \frac{\rho'}{\rho_0} \right) + 4G\mu \varphi \eta',$$

$$\hat{\eta}' = \eta' + 4G\mu\eta' \left(1 - \ln \frac{\rho'}{\rho_0}\right) - 4G\mu\varphi\eta',$$

метрика пространства-времени со струной приобретает простой вид:

$$g_{\mu\nu}^{\hat{}} = \eta_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1).$$

Однако азимутальный угол  $\varphi$  есть

$$0 \leq \varphi \leq 2\pi - \alpha,$$

где  $\alpha$  называется «дефицит угла» и определяется линейной плотностью струны:

$$\alpha = 8\pi G\mu.$$

Всюду, за исключением вершины конуса, пространство является евклидовым.

Прямая космическая струна не обладает гравитационным полем. Тем не менее, наличие разреза делает возможным формирование гравитационно-линзовых изображений, фоновых по отношению к струне источников. Двигаясь по прямым линиям, лучи света от фонового источника огибают вершину конуса, формируя изображения. Существенная одномерность космической струны диктует ряд специальных свойств для таких изображений. Одномерность струны проявляет себя уникальным образом и при исследовании анизотропии реликтового излучения, которую может генерировать движущаяся космическая струна.

Существует несколько методов наблюдательного поиска космических струн, которые можно условно разделить на три вида. Первый метод — это поиски струн по оптическим обзорам. Метод заключается в поиске характерных гравитационно-линзовых событий, возникающих при линзировании фоновых источников (преимущественно галактик) на струнах. Вторым методом — исследование структуры анизотропии реликтового излучения, индуцируемой струнами, а также определение характерных амплитуд этих структур. Третий метод заключается в поиске большого числа маловероятных и модельно зависимых проявлений струн, например: излучение гравитационных волн от петель струн, взаимодействие струны с черной дырой, распад излучаемых струной тяжелых частиц, взаимодействия двух и более струн. Только первые два метода универсальны для всех типов струн, и только их мы будем рассматривать.

Последние данные по анизотропии реликтового излучения исключают космические струны как источник первичных возмущений плотности, но не

запрещают их существование. Используемые ранее статистические методы анализа анизотропии реликтового излучения позволяют выявлять струны, дающие анизотропию не меньше 100 мкК [16]; данными методами струны не найдены. Выборочные (оптические каталоги, покрывающие 1/6 часть небесной сферы) поиски событий гравитационного линзирования для дефицита угла струны не меньше 2'' результатов не дали.

### 3. ЭФФЕКТ ГРАВИТАЦИОННОГО ЛИНЗИРОВАНИЯ НА КОСМИЧЕСКОЙ СТРУНЕ

#### 3.1. Гравитационное линзирование точечного источника на космической струне

По аналогии с моделированием классических событий гравитационного линзирования, зададим три параллельные плоскости:  $\{\xi, \eta\}$  — плоскость точечного источника  $I$ ,  $\{x, y\}$  — плоскость струны-линзы и плоскость наблюдателя. Пусть  $R_g$  — расстояние между плоскостями наблюдателя и источника,  $R_s$  — расстояние между плоскостями наблюдателя и линзы. Начало отсчета на каждой плоскости находится на линии, проходящей через наблюдателя перпендикулярно всем трем плоскостям [17].

Если источник  $I$  находится в полосе

$$\delta\theta = \alpha \frac{R_g - R_s}{R_g},$$

где  $\alpha = 8\pi G\mu$ , то в плоскости струны-линзы формируются два изображения, отстоящие от начала отсчета на физические расстояния  $D_{\psi_1}$  и  $D_{\psi_2}$ . Задача гравитационного линзирования точечного источника заключается в нахождении этих расстояний как функций положения источника  $I$  в плоскости  $\{\xi, \eta\}$ , дефицита угла  $\alpha$  и расстояний  $R_g$  и  $R_s$  между плоскостями, определяемых из соотношений

$$D_{\psi_1} = R_s\psi_1, \quad D_{\psi_2} = R_s\psi_2.$$

Полоса, в которой источник испытывает линзирование (в плоскости источника), определяется величинами

$$s = \alpha(R_g - R_s).$$

$$\psi_1 + \psi_2 \approx \alpha \left(1 - \frac{R_s}{R_g}\right),$$

$$\psi_1 = \frac{1}{2} \left( \frac{2\xi}{R_g} + \alpha \frac{R_g - R_s}{R_g} \right),$$

$$\psi_2 = \frac{1}{2} \left( -\frac{2\xi}{R_g} + \alpha \frac{R_g - R_s}{R_g} \right).$$

### 3.2. Гравитационное линзирование протяженного источника на космической струне

Аналогично исследуется случай протяженного

$$I(x, y) = \begin{cases} I\left(\frac{R_s}{R_g}\left(\xi + \frac{s}{2}\right), \frac{R_s}{R_g}\eta\right), & s < \xi, \\ I\left(\frac{R_s}{R_g}\left(\xi + \frac{s}{2}\right), \frac{R_s}{R_g}\eta\right) + I\left(\frac{R_s}{R_g}\left(\xi - \frac{s}{2}\right), \frac{R_s}{R_g}\eta\right), & -s \leq \xi \leq s, \\ I\left(\frac{R_s}{R_g}\left(\xi - \frac{s}{2}\right), \frac{R_s}{R_g}\eta\right), & \xi < -s. \end{cases}$$

Изображение обладает ярко выраженными срезами изофот.

Таким образом, гравитационное линзирование на космических струнах характеризуется наличием цепочки пар изображений, фоновых по отношению к струне источников. Расстояние между изображениями каждой пары определяется дефицитом угла струны. Например, угловое расстояние  $2''$  соответствует энергии струны порядка  $10^{16}$  ГэВ. Кроме того, если фоновые объекты являются оптически разрешенными, то структура внешних изофот яркости изображений должна обладать характерными срезами, что обусловлено существенной одномерностью струны. Наблюдение подобных срезов, как правило, требует высокого углового разрешения, порядка  $0.1''$ .

### 3.3. Исследование объекта CSL-1

В 2003 г. в глубоком обзоре неаполитанской астрономической обсерватории Каподимонте была обнаружена пара объектов, названная CSL-1, предположительно имеющая гравитационно-линзовое происхождение [18, 19]. Такой вывод был сделан на основе спектроскопического и фотометрического анализа объектов пары: обе компоненты обладали нулевой разностью (с точностью до ошибок) радиальных скоростей и одинаковыми профилями яркости, являясь при этом разрешенными. Спектры двух компонент идентичны с точностью выше 99%. Не наблюдалось и приливных искажений. Абсолютная звездная величина обеих компонент (в фильтре R) есть  $-22.3$ . Расстояние между компонентами пары  $1.9''$ , красное смещение 0.46. Расстояние до наблюдателя порядка 1.9 Гпк.

Предположительно являясь гравитационно-линзовым объектом, CSL-1 не демонстрировал харак-

источника [17]. Решение ищется как результат линзирования множества точечных источников. Интенсивность изображений есть

терные дугообразные искажения внешних изофот. Важно отметить, что явление гравитационного линзирования галактик на других объектах (галактиках, группах галактик и пр.) не редко в нашей Вселенной, но уникальность двойного объекта CSL-1 заключается в том, что единственный тип гравитационной линзы, который может давать наблюдаемые морфологически идентичные неискаженные изображения — это космические струны. При классическом гравитационном линзировании фоновой галактики на известных космических объектах, в силу неоднородности гравитационных полей последних, изображения фоновой галактики значительно искажаются. Гравитационный потенциал прямой струны равен нулю, поэтому изображения получаются неискаженными. Действуя, как гравитационная линза, космическая струна формирует коническое пространство, в котором лучи света от фоновой галактики проходят, соответственно, по разные стороны от вершины конуса, формируя два изображения. Таким образом, линза, формирующая эту пару изображений, должна была обладать одномерной структурой, что и указывало на струну. Моделирование показало, что линзирование на космической струне соответствует реальным данным, полученным наземными телескопами (TNG, NTT, VLT) на уровне  $2\sigma$  [20].

Идентичность спектров навела на мысль о существовании пылевой перемычки, проходящей по середине одной сильно вытянутой эллиптической галактики. Причем перемычка должна была обладать выраженной формой песочных часов, чтобы в результате образовывались два круговых источника. Эта довольно экзотическая, но имеющая право на существование гипотеза была опровергнута наблюдениями в инфракрасном фильтре на 3.5-метровом

Национальном телескопе им. Г. Галилея (TNG) в 2003 г. Дело в том, что в случае стандартного закона поглощения пыли в инфракрасном диапазоне пыль должна быть прозрачна. Более того, для любых законов поглощения пыли коэффициент поглощения зависит от частоты и, следовательно, в различных фильтрах пылевая перемишка должна выглядеть по-разному, что не наблюдалось в объекте CSL-1. Наблюдения на системе телескопов VLT ESO, расположенных на плато Паранал в Чили, в 2005 г. с еще большей точностью подтвердили идентичность спектров двух компонент пары (99.9 %) [21].

Наряду с гравитационно-линзовой интерпретацией объекта, по-прежнему оставалась ненулевая вероятность того, что CSL-1 — две различные галактики, проекционное расстояние между которыми меньше 10 кпк. Физическое расстояние между ними должно быть, очевидно, больше, так как в противном случае при имевшейся 10% фотометрической точности было бы возможным наблюдать приливные эффекты. Расстояние также не должно быть и слишком большим, так как иначе более удаленная от наблюдателя галактика линзировалась бы на более близкой, что тоже не наблюдалось [21].

Российско-итальянской группой были получены также и дополнительные аргументы в пользу объяснения феномена CSL-1 с помощью космической струны. Они заключаются в обнаружении кандидатов в гравитационно-линзовые события в окрестности CSL-1, как это и предсказывается теорией [22].

Окончательно решить вопрос о природе этого загадочного двойного объекта смогли наблюдения на космическом телескопе Хаббл (HST) [19]. Такие наблюдения были проведены 11 января 2006 г. Наш проект получил около 14000 секунд наблюдений с разрешением 0.05 угловых секунд (6 орбит спутника). Для интерпретации полученных данных было проведено численное моделирование гравитационного линзирования фонового объекта на космической струне и выведены аналитические уравнения гравитационной линзы. Согласно теоретическим расчетам, если имеет место линзирование на космической струне, то для протяженного фонового источника не должно быть искажений изофот (возникающих при его линзировании на протяженном объекте), спектры объектов пары должны быть идентичны и разность радиальных скоростей должна быть равна нулю. Все эти свойства выполнялись для объекта CSL-1. В случае линзирования на струне при высоком угловом разрешении, доступном на HST, должны наблюдаться характерные срезы внешних изофот в изображениях фонового источника. Кро-

ме того, должно наблюдаться дублирование структур — так, если в одном изображении и его окрестности размера, меньшего либо равного линейному размеру дефицита угла струны, присутствуют какие-либо морфологические особенности, то они обязательно отображаются и во втором изображении. Еще одним показателем существования струны является цепочка пар объектов, также обладающих характерными срезами внешних изофот. Расстояние между объектами каждой пары не должно превышать линейного размера дефицита угла струны. Эффект гравитационного линзирования начинает проявляться, как только фоновый источник попадает в окрестность-полосу действия струны, ширина которой определяется дефицитом угла струны. В случае же эффекта проекции двух галактик для разрешения HST должны быть видны приливные искажения. Наблюдения на HST показали, что имеет место слабое приливное взаимодействие между двумя эллиптическими галактиками, которые были ненаблюдаемы наземными телескопами.

Таким образом, был окончательно прояснен вопрос о природе двойного объекта CSL-1 — он представляет собой редчайшую гравитационно связанную систему двух галактик.

Проведенное исследование, несмотря на то что гипотеза космической струны не была подтверждена, позволило построить полную теорию гравитационного линзирования внегалактических объектов на одиночной прямой струне, выявить все возможные наблюдательные проявления космических струн, а также рассчитать характеристики и ресурсы наземных и космических инструментов, необходимые для ведения этих исследований. Результаты активно используются в работах других авторов (см. [23, 24] и ссылки в этих работах).

## 4. АНИЗОТРОПИЯ РЕЛИКТОВОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ИНДУЦИРОВАННАЯ КОСМИЧЕСКОЙ СТРУНОЙ

### 4.1. Структура анизотропии

Последние три года ведутся исследования генерации анизотропии реликтового излучения космическими струнами (см. [15] и ссылки в этой работе, [25]).

Согласно нашим исследованиям [15], движущаяся прямая струна должна генерировать структуры повышенной и пониженной яркости характерной формы: холодное пятно перед фронтом движения космической струны, далее выраженный скачок тем-

пературы и горячее пятно, которое снова сменяется холодным пятном.

Расчет анизотропии проводился в рамках стандартной космологической модели:

$$ds^2 = c^2 dt^2 - a^2(t)(d\xi^2 + d\eta^2 + d\zeta^2),$$

$$\left(\frac{\dot{a}(t)}{a(t)}\right)^2 = \frac{8\pi}{3}G\rho_c \left[ \Omega_M \left(\frac{a(t_0)}{a(t)}\right)^3 + \Omega_\Lambda \right].$$

Рассматривалась следующая простейшая модель. Наблюдатель расположен в центре сферы  $\{O, \xi, \eta, \zeta\}$ . Радиус сферы — расстояние до поверхности последнего рассеяния. С достаточной степенью точности сферу можно полагать нерасширяющейся. Прямая струна движется со скоростью  $v$  под углом  $\psi$ , перпендикулярно плоскости  $\{O, \xi, \eta\}$ , протыкая сферу в точках  $A$  и  $B$ . Анизотропия реликтового излучения, генерируемая струной, обусловлена эффектом Доплера:

$$\frac{\delta T}{T} = \frac{E_O - E_r}{E_r} = \frac{k^\alpha u_{\alpha(O)} - k^\alpha u_{\alpha(r)}}{k^\alpha u_{\alpha(r)}} \approx 8\pi G\mu\gamma \frac{v_\eta}{c},$$

где энергии фотонов записаны в системах отсчета наблюдателя ( $O$ ) и излучателя ( $r$ )

$$u^\alpha = \gamma \left( 1, \frac{v}{c} \cos(\psi - 4G\mu\phi_r), \frac{v}{c} \sin(\psi - 4G\mu\phi_r), 0 \right),$$

$$\text{tg } \phi_r = \frac{\sin \phi \sin \theta}{\cos \phi \sin \theta - R_s/R_g},$$

$$k^\alpha = \frac{\omega}{c}(1, \mathbf{n}).$$

Здесь  $\phi$  и  $\theta$  — сферические координаты. Вклад скорости струны в эффект Доплера дает только величина  $v_\eta$  — проекция скорости струны на ось, перпендикулярную лучу зрения.

В физических единицах (мкК) флуктуация температуры имеет вид

$$\delta T = 27 \text{ мкК} \cdot \frac{\alpha}{2''} \frac{v_\eta}{0.9} F(\psi, \phi, \theta).$$

Функция сферических углов  $F(\psi, \phi, \theta) \approx 1$ .

Параметрами модели являются  $R_s$  — расстояние от наблюдателя до струны,  $v$  — скорость струны,  $\psi$  — угол между направлением луча зрения и вектором скорости струны. Вне зависимости от величин этих параметров структура анизотропии остается неизменной (см. рисунок). Для релятивистской космической струны, обладающей дефицитом угла  $1''$ – $2''$ , амплитуда генерируемой анизотропии имеет величину 15–30 мкК.

## 4.2. Наблюдательные следствия

Для того чтобы с уверенностью говорить об обнаружении струны данным методом, на этом же участке неба необходимо проведение независимых наблюдений в другом частотном диапазоне. Наилучшими наблюдениями такого рода послужил бы поиск событий гравитационного линзирования. Важно отметить, что, для того чтобы космическую струну можно было обнаружить одновременно и в оптическом диапазоне, и в радиодиапазоне, ее характерная длина должна быть велика, не менее  $100^\circ$ . Такой размер обусловлен тем, что оптическим наблюдениям доступны только относительно близкие объекты, с красным смещением  $z \leq 7$ , в то время как в случае реликтового излучения  $z \approx 1000$ . Отсюда, в частности, следует, что количество струн, которые можно искать с помощью одних только оптических методов наблюдения, составляет всего 20% от общего количества струн во Вселенной. Этот факт впервые позволяет объяснить безрезультатность поиска космических струн с помощью гравитационно-линзовых оптических эффектов.

Возможность поиска космических струн оптическими методами гравитационного линзирования и методом анализа анизотропии реликтового излучения накладывает жесткие ограничения на дефицит угла: он должен быть от десятых долей секунды дуги ( $\delta T/T \approx 1.5$  мкК) до  $5''$ – $6''$  ( $\delta T/T \approx 100$  мкК). Нижний предел определяется максимально доступным разрешением в оптическом диапазоне (космический телескоп Хаббл) при поиске событий гравитационного линзирования галактик на струне. Верхний предел дает величину анизотропии струны, сравнимой со стандартной анизотропией, вызванной адиабатическими возмущениями плотности.

Также необходимо принять во внимание эффект запаздывания сигнала [26], обусловленный протяженностью струны — если бесконечно длинная прямая струна движется на некотором расстоянии от наблюдателя, то он видит разные части струны в разные моменты времени.

## 4.3. Разложение анизотропии по функциям Хаара со сдвигом

Поскольку анизотропия реликтового излучения, генерируемая одиночной прямой космической струной, содержит характерный скачок, наиболее целесообразным методом ее выявления мы полагаем использование функций Хаара [27–31], модифицированных подходящим образом.

В рассматриваемой задаче «сигнал» — искомые структуры в анизотропии, обусловленной космической струной, «шум» — анизотропия, вызванная адиабатическими возмущениями.

Для простоты определений на отрезке  $[0, 1]$  рас-

смотрим функции Хаара  $\{\psi_{ni}\}$  с действительным сдвигом  $a$ ,  $a \in [0, 1/2]$ , являющимся параметром модели. В общем случае такие функции делятся на четыре группы.

Если  $0 < a < 1 - i/2^n$ , то

$$\psi_{ni}^{(a)} = \begin{cases} 2^{n/2}, & \frac{i-1}{2^n} + a < x < \frac{i-1}{2^n} + a + \frac{1}{2^{n+1}}, \\ -2^{n/2}, & \frac{i-1}{2^n} + a + \frac{1}{2^{n+1}} < x < \frac{i}{2^n} + a, \\ 0, & x \notin \left[ \frac{i-1}{2^n} + a, \frac{i}{2^n} + a \right]. \end{cases} \quad (1)$$

Если  $1 - i/2^n < a < 1 - i/2^n + 1/2^{n+1}$ , то

$$\psi_{ni}^{(b)} = \begin{cases} 2^{n/2}, & \frac{i-1}{2^n} + a < x < \frac{i-1}{2^n} + a + \frac{1}{2^{n+1}}, \\ -2^{n/2}, & \frac{i-1}{2^n} + a + \frac{1}{2^{n+1}} < x < 1 \cup 0 < x < \frac{i}{2^n} + a - 1, \\ 0, & x \in \left[ \frac{i}{2^n} + a - 1, \frac{i-1}{2^n} + a \right]. \end{cases} \quad (2)$$

Если  $1 - i/2^n + 1/2^{n+1} < a < 1 - i/2^n + 1/2^n$ , то

$$\psi_{ni}^{(c)} = \begin{cases} 2^{n/2}, & \frac{i-1}{2^n} + a < x < 1 \cup 0 < x < \frac{i-1}{2^n} + a + \frac{1}{2^{n+1}} - 1, \\ -2^{n/2}, & \frac{i-1}{2^n} + a + \frac{1}{2^{n+1}} - 1 < x < \frac{i}{2^n} + a - 1, \\ 0, & x \in \left[ \frac{i}{2^n} + a - 1, \frac{i-1}{2^n} + a \right]. \end{cases} \quad (3)$$

Если  $1 - (i-1)/2^n < a < 1/2$ , то

$$\psi_{ni}^{(d)} = \begin{cases} 2^{n/2}, & \frac{i-1}{2^n} + a - 1 < x < \frac{i-1}{2^n} + a - 1 + \frac{1}{2^{n+1}}, \\ -2^{n/2}, & \frac{i-1}{2^n} + a - 1 + \frac{1}{2^{n+1}} < x < \frac{i}{2^n} + a - 1, \\ 0, & x \notin \left[ \frac{i-1}{2^n} + a - 1, \frac{i}{2^n} + a - 1 \right]. \end{cases} \quad (4)$$

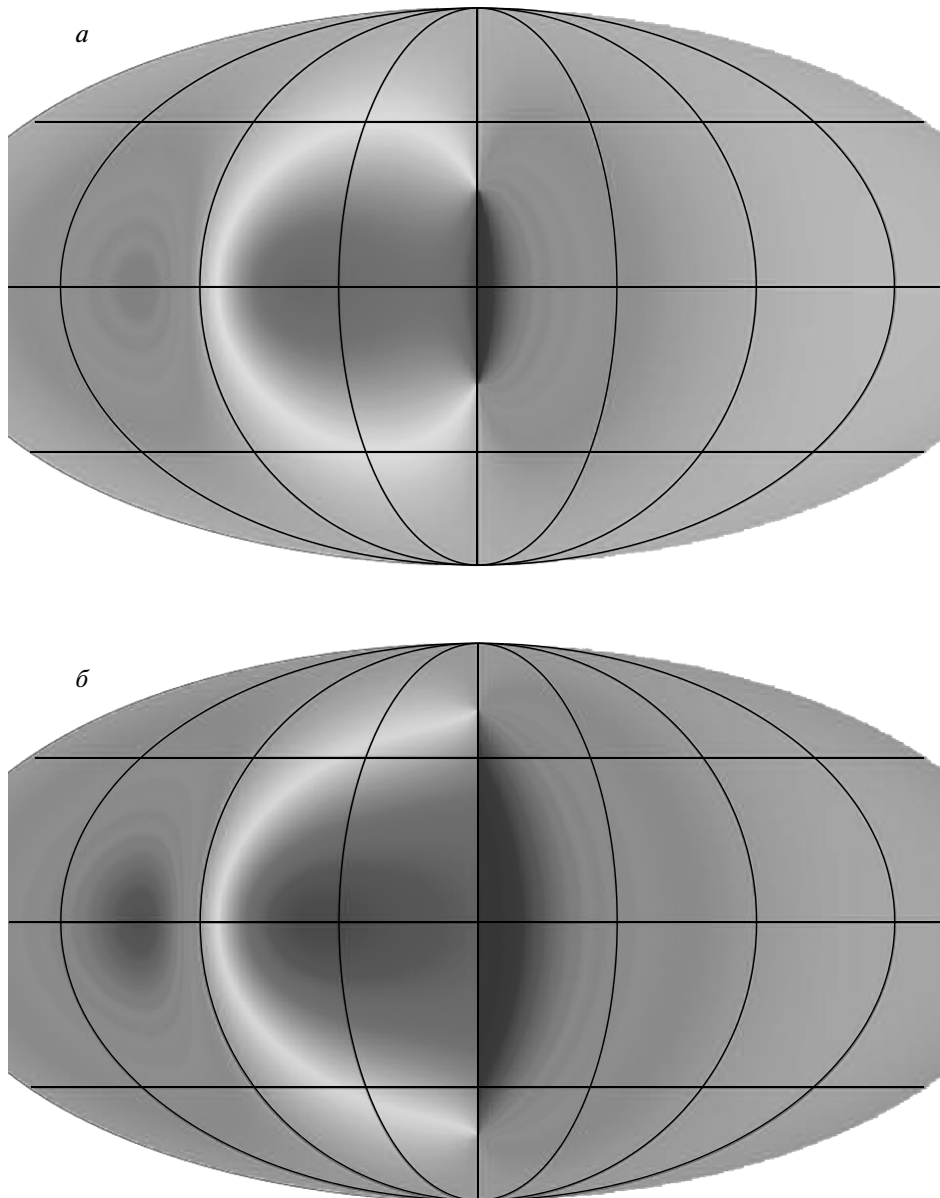
В астрономии для обработки изображений крайне редко применяются ступенчатые функции, поэтому отметим, что для каждого значения параметра сдвига  $a$  набор модифицированных функций Хаара (1)–(4) является полным и ортонормальным, что необходимо для их использования в качестве базисных при разложении искомого сигнала. Авторами подготовлена статья [32], посвященная некоторым математическим аспектам функций Хаара со сдвигом: их основным свойствам, доказательствам полноты и ортонормальности. Заметим,

что вводимые нами функции с произвольным вещественным сдвигом отличаются от классических вейвлетов Хаара, поскольку формируются циклически, путем сшивки конца и начала рассматриваемой области определения (отрезка  $[0, 1]$ ), что необходимо для учета поворотов космической струны.

Задача состоит в представлении наблюдаемого сигнала  $g(x)$  в виде суммы ряда Фурье по системе  $\psi_{ni}(x)$ :

$$g(x) = \sum_{n=0}^{\infty} \sum_{i=1}^{2^n} c_{ni} \psi_{ni},$$





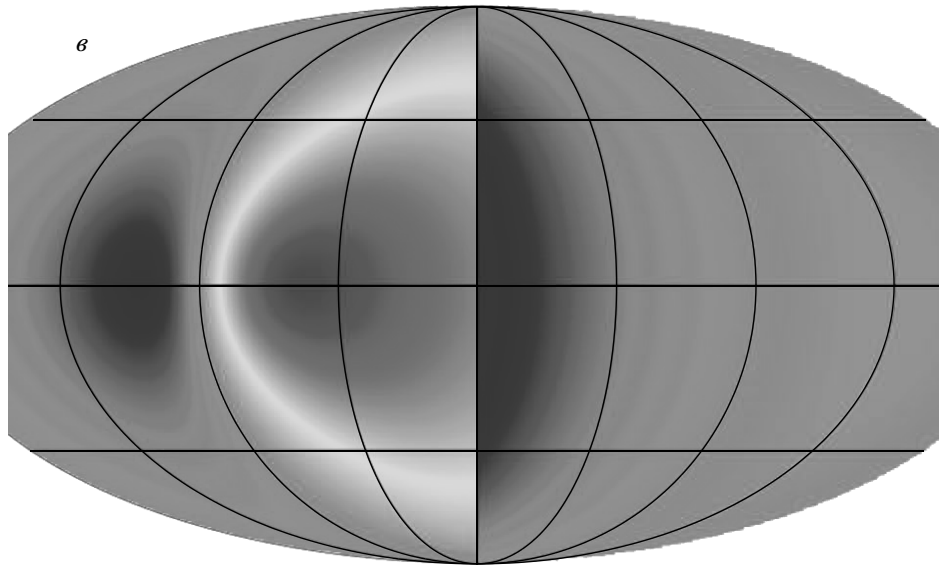
Моделирование анизотропии реликтового излучения, генерируемой движущейся прямой космической струной. Проекция Мольвейде небесной сферы. Струна параллельна плоскости рисунка, совпадает с осью, соединяющей полюсы. Струна движется слева направо. Характерная структура анизотропии: холодное пятно перед фронтом, дельта-образный скачок температуры, горячее пятно позади фронта и холодное завершающее пятно. *a* —  $(R_s, v, \psi) = (0.9, 0.9, 90^\circ)$ , *б* —  $(R_s, v, \psi) = (0.5, 0.9, 90^\circ)$ , *в* —  $(R_s, v, \psi) = (0.1, 0.9, 90^\circ)$  (см. текст)

где коэффициенты Фурье  $c_{ni}$  есть

$$c_{ni} = \frac{1}{\|\psi_{ni}\|^2} \int_0^1 g(x)\psi_{ni}(x) dx.$$

Функция  $\psi_{ni}(x)$  — одна из четырех, определенных соотношениями (1)–(4).

Анализ данных семи лет наблюдений спутника WMAP показал, что указанный метод впервые дает возможность обнаружения сигналов с амплитудами, равными 8–10 мкК. Скачок анизотропии, обусловленной струной, имеет величину 1.5–10 мкК. Для наиболее реалистичных струн скачок анизотропии есть 15–30 мкК. Последний случай представляет особый интерес, так как струны могут наблюдать



Продолжение рисунка

ся независимыми методами как в оптическом диапазоне, так и в радиодиапазоне.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Отметим основные исследования последних лет, внесшие вклад в развитие наблюдательных методов поиска космических струн.

Открыт и исследован двойной внегалактический источник CSL-1. Наблюдения на космическом телескопе Хаббл в 2006 г. смогли отвергнуть гипотезу космической струны, показав, что имеет место эффект проекции двух галактик идентичных морфологий и спектров, обладающих близкими пекулярными скоростями. Тем не менее, проделанная обширная теоретическая и наблюдательная работа позволила создать достаточно полную модель гравитационного линзирования фоновых объектов на космической струне применительно к реальным наблюдениям и, в особенности, для инструментов высокого углового разрешения.

Получены некоторые указания на наличие космических струн в данных спутника WMAP по исследованию анизотропии реликтового излучения. Определена структура анизотропии реликтового излучения, генерируемой движущейся с постоянной скоростью прямой космической струной. Количество струн, которые могут быть обнаружены оптическими методами, составляет 20 % от их общего числа, т. е. поиск в оптическом диапазоне обязательно дол-

жен быть дополнен анализом радиокарт анизотропии реликтового излучения. Для струн с дефицитом угла  $1''$ – $2''$  амплитуда генерируемой анизотропии есть 15–30 мкК (для струн с наиболее реалистичными энергиями  $10^{15}$ – $10^{16}$  ГэВ и соответствующими плотностями  $G\mu \sim 10^{-7}$ – $10^{-6}$ ). Для обнаружения струн двумя независимыми методами (оптическим и радио) их дефицит угла должен лежать в интервале от  $0.1''$  до  $5''$ – $6''$ . Если струна может быть детектирована оптическими методами, то характерный размер «пятна» на карте анизотропии должен быть не менее  $100^\circ$ .

Изучены поля телескопа Хаббл (в совокупности 4.5 квадратных градусов) на предмет поиска гравитационно-линзовых пар, сформированных прямыми длинными космическими струнами. Обнаружены четыре кандидата в гравитационные линзы, образованные космическими струнами, однако имеющейся у исследователей точности пока не достаточно для однозначного выявления природы этих кандидатов.

Использование функций Хаара со сдвигом для разложения по мультипольным гармоникам анизотропии реликтового излучения впервые позволяет выявлять сигналы низких амплитуд и вести поиск характерных структур, генерируемых космическими струнами.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 10-02-00961а), гранта Президента РФ МК-473.2010.2. Работа выполнена в рам-

ках проекта Министерства образования и науки № 14.740.11.0085.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Д. С. Горбунов, В. А. Рубаков, *Введение в теорию ранней Вселенной*, URSS, Москва, т. 1 (2008), т. 2 (2010).
2. A. Hindmarsh, in: *The Formation and Evolution of Cosmic Strings*, ed. by G. Gibbons, S. W. Hawking, and T. Vachaspathi, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1990).
3. A. Vilenkin and E. P. S. Shellard, *Cosmic Strings and Other Topological Defects*, Cambridge Univ. Press, Cambridge (1994), p. 517.
4. A.-C. Davis and T. W. B. Kibble, arXiv:hep-th/0505050.
5. E. J. Copeland, R. C. Myers, and J. Polchinski, Cosmic F- and D-strings, arXiv:hep-th/0312067.
6. T. W. B. Kibble, J. Phys. A: Math. Gen. **9**, 1387 (1976).
7. Ya. B. Zeldovich, Month. Not. Roy. Astron. Soc. **192**, 663 (1980).
8. A. Vilenkin, Phys. Rev. D **23**, 852 (1981).
9. A. Vilenkin, Astrophys. J. **289**, L51 (1984).
10. B. Allen and E. P. S. Shellard, Phys. Rev. Lett. **64**, 119 (1990).
11. F. Bernardeau and J.-P. Uzan, Phys. Rev. D **63**, 023004, 023005 (2001).
12. A. A. de Laix and T. Vachaspati, Phys. Rev. D **54**, 4780 (1996).
13. A. Zakharov, Gen. Rel. Grav. **42**, 2301 (2010).
14. M. Majumdar, arXiv:hep-th/0512062.
15. О. С. Сажина, М. В. Сажин, В. Н. Семенцов, ЖЭТФ **133**, 1005 (2008).
16. A. S. Lo and E. L. Wright, arXiv:hep-th/0503120.
17. M. Sazhin, G. Longo, M. Capaccioli et al., Month. Not. Roy. Astron. Soc. **376**, 1731 (2007); arXiv:astro-ph/0611744.
18. M. Sazhin, G. Longo, M. Capaccioli et al., Month. Not. Roy. Astron. Soc. **343**, 353 (2003).
19. M. Sazhin, M. Capaccioli, G. Longo et al., arXiv:astro-ph/0601494.
20. M. Sazhin, M. Capaccioli, G. Longo et al., Astrophys. J. **636**, L5 (2005); arXiv:astro-ph/0506400.
21. М. В. Сажин, О. С. Хованская, Астрон. ж. **82**(5), 387 (2005).
22. М. В. Сажин, О. С. Хованская, М. Капаччиоли и др., Письма в астрон. ж. **31**(2), 83 (2005); arXiv:astro-ph/0406516.
23. E. Morganson, Month. Not. Roy. Astron. Soc. **406**, 2452 (2010).
24. E. Morganson and M. A. Gasparini, Month. Not. Roy. Astron. Soc. **385**, 1959 (2008).
25. A. Stebbins, Astrophys. J. **327**, 584 (1988).
26. A. Vilenkin, Nature **322**, 613 (1986).
27. А. Н. Колмогоров, С. В. Фомин, *Элементы теории функций и функционального анализа*, Физматлит, Москва (2006).
28. В. С. Пугачев, *Лекции по функциональному анализу*, МАИ, Москва (1996).
29. D. K. Ruch and P. J. Van Fleet, *Wavelet Theory: An Elementary Approach with Applications*, J. Wiley & Sons (2009).
30. И. М. Дремин, О. В. Иванов, В. А. Нечитайло, УФН **171**, 475 (2001).
31. И. М. Соболев, *Многомерные квадратурные формулы и функции Хаара*, Наука, Москва (1969).
32. О. С. Сажина, М. В. Сажин, Вестник МГУ, № 6 (2011).