

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
имени М.В.ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ФИЗИКИ ЧАСТИЦ И КОСМОЛОГИИ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«НЕТОПОЛОГИЧЕСКИЕ СОЛИТОНЫ ТЕМНОЙ МАТЕРИИ И
ГРАВИТАЦИОННО-ВОЛНОВЫЕ СИГНАЛЫ»**

Выполнил студент
243М группы
Либанов А.М.

подпись студента

Научный руководитель:
д-р физ.-мат. наук Троицкий С.В.

подпись научного руководителя

Допущена к защите

Зав.кафедрой _____
подпись зав. кафедрой

Москва
2024

ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ	3
I ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ	5
II ПАРАМЕТРЫ Q-ШАРОВ	7
III РАСПРЕДЕЛЕНИЕ Q-ШАРОВ ПО ЗАРЯДАМ	11
IV ОЦЕНКА ПАРАМЕТРА ПОТЕНЦИАЛА	13
V СЛИЯНИЕ Q-ШАРОВ	15
V.1 Плоская расширяющаяся Вселенная	15
V.2 Слияние в галактиках	17
VI АНАЛИЗ РЕШЕНИЯ	21
VII ВЫВОД И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ	26
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	29

ВВЕДЕНИЕ

Гравитационно-волновые сигналы от слияния массивных компактных объектов были предсказаны А.Эйнштейном с помощью Общей Теории Относительности задолго до их экспериментального обнаружения. С развитием гравитационно-волновой астрономии интерес к данному феномену только возрастал. Четырнадцатого сентября 2015 года в 9:50:45 по всемирному координатному времени с помощью LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) и Virgo был задетектирован первый гравитационный сигнал, за что была вручена Нобелевская премия по физике. Гравитационный сигнал был излучен в результате вращения и слияния двух черных дыр, находящихся на расстоянии $z = 0.09_{-0.04}^{+0.03}$, где z — красное смещение, с массами $36_{-4}^{+5}M_{\odot}$ и $29_{-4}^{+4}M_{\odot}$, где M_{\odot} — масса Солнца. Результатом слияния стала черная дыра с массой $62_{-4}^{+4}M_{\odot}$, а энергия, излученная гравитационными волнами, была равна $3_{-0.5}^{+0.5}M_{\odot}$. Это событие стало первым экспериментальным подтверждением существования гравитационных волн и согласовывалось с предсказаниями Общей Теории Относительности с точностью 90% [1].

Из Общей Теории Относительности следует, что гравитационные волны могут излучаться в ходе слияния массивных компактных объектов. На роль таких объектов, как правило, претендуют нейтронные звезды или черные дыры. Тем не менее, с получением все новых и новых сигналов, начали возникать и противоречивые данные.

Четырнадцатого августа 2019 года в 21:10:39 по всемирному координатному времени было задетектировано с помощью LIGO и VIRGO событие GW190814. GW190814 — гравитационно-волновой сигнал, полученный от слияния двух массивных компактных объектов с массами $22.3 - 24.3M_{\odot}$ и $2.50 - 2.67M_{\odot}$ соответственно. Это событие указывает на то, что меньший объект находится на границе масс между легкой черной дырой и массивной нейтронной звездой [2]. Примечательно, что от данного события не был получен электромагнитный сигнал. О природе второго объекта до сих пор ведутся дискуссии. Если событие представляло собой слияние черной дыры и нейтронной звезды, то будут наложены сильные ограничения на радиус нейтронной звезды, в то время как в случае слияния двух черных дыр уравнение состояния нейтронной звезды будет удовлетворено. Однако существуют модели, которые предполагают, что малый объект — экзотический: гравастар, кварковая звезда или бозонная звезда [3].

Пятого января 2020 года в 16:24:26 по всемирному координатному времени и 15 января 2020 года в 4:23:10 по всемирному координатному времени с помощью LIGO и VIRGO были получены сигналы GW200105 и GW200115 соответственно. Событие GW200105 произошло в результате вращения и слияния двойной системы, массы объектов в которой $8.9_{-1.5}^{+1.2}M_{\odot}$ и $1.9_{-0.2}^{+0.3}M_{\odot}$, а событие GW200115 произошло в результате вращения и слияния двойной системы, массы объектов в которой $5.7_{-2.1}^{+1.8}M_{\odot}$ и $1.5_{-0.3}^{+0.7}M_{\odot}$. Массы меньших объектов сильно

отличаются от массы второго компонента системы, от которой получен сигнал GW190814. Более того, данные сигналы снова не сопровождались электромагнитным сигналом. Гипотетически, данные объекты могут быть звездами из темной материи [4].

Стоит заметить, что данные, получаемые LIGO и Virgo достаточно точны, так как лежат в 90% доверительном интервале, а также LIGO и Virgo различают объекты в первую очередь по их массам. Таким образом, возникает проблема объяснения некоторых событий, так как некоторые объекты в системах, порождающих гравитационно-волновые сигналы, лежат в «пропасти» значений для масс черных дыр или нарушают уравнение состояния нейтронных звезд. С другой стороны, в космологии до сих пор существует проблема темной материи, так как существует достаточное количество кандидатов, которые на сегодняшний день не нашли экспериментального подтверждения [5].

В данной работе предлагается рассмотреть возможное решение этих проблем. В качестве кандидатов на компоненты двойных систем будет рассматриваться модель Q-шаров темной материи. С одной стороны, с помощью данной модели можно попытаться объяснить необычные гравитационно-волновые сигналы, полученные LIGO и Virgo, не модифицируя при этом уравнения состояния нейтронных звезд. С другой стороны, Q-шары могут быть кандидатами на роль холодной темной материи. Таким образом, в работе будут рассмотрены параметры Q-шаров, их масса и радиус, механизм формирования космологических Q-шаров, будут предложены простые механизмы увеличения их массы за счет взаимодействия с другими космологическими Q-шарами. Цель работы — постараться дать ответ на основной вопрос: могут ли Q-шары в выбранных моделях, о которых подробнее будет написано ниже, объяснять необычные гравитационно-волновые сигналы, полученные LIGO и Virgo, и могут ли такие Q-шары существовать?

I. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Q-шар — нетопологический солитон. Существуют множество различных моделей, допускающих существование Q-шаров [6]. В данной работе будет рассмотрена одна из наиболее простых моделей Q-шаров — теория Фридберга-Ли-Сирлина, представленная лагранжианом (1) [7], [8]. В данной теории вводятся два скалярных поля, одно из которых действительное, а другое комплексное, а причиной существования и стабильности Q-шара является наличие у него заряда. В теории Фридберга-Ли-Сирлина предполагается, что частицы поля χ приобретают массу в ходе взаимодействия с некоторым дополнительным скалярным полем φ [9],

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2}(\partial_\mu\varphi)^2 - U(\varphi) + (\partial_\mu\chi)^*\partial_\mu\chi - h^2\varphi^2\chi^*\chi, \quad (1)$$
$$U(\varphi) = \lambda(\varphi^2 - v^2)^2.$$

где χ — комплексное скалярное поле, соответствующее частицам X , h , λ , v — некоторые константы [7].

В работе предполагается, что расширяющаяся плоская Вселенная равномерно заполнена частицами полей φ и χ , и космологические Q-шары рождаются в результате фазового перехода I-го рода, который происходит из-за остывания Вселенной до некоторой температуры T_c . В ходе фазового перехода образуются пузырьки новой фазы ($\varphi = \varphi_c$), которые, в свою очередь, сливаются. Таким образом, в некотором объеме остается один пузырек старой фазы ($\varphi = 0$), который собирает в себя частицы поля χ в предположении достаточной массивности частиц поля χ , и который является будущим космологическим Q-шаром (см. рис. 1). В дальнейшем будет показано, что в действительности можно перейти от φ_c и T_c к одному параметру лагранжиана (1) v , который будет отвечать как за массу поля φ в вакууме, так и за температуру фазового перехода T_c .

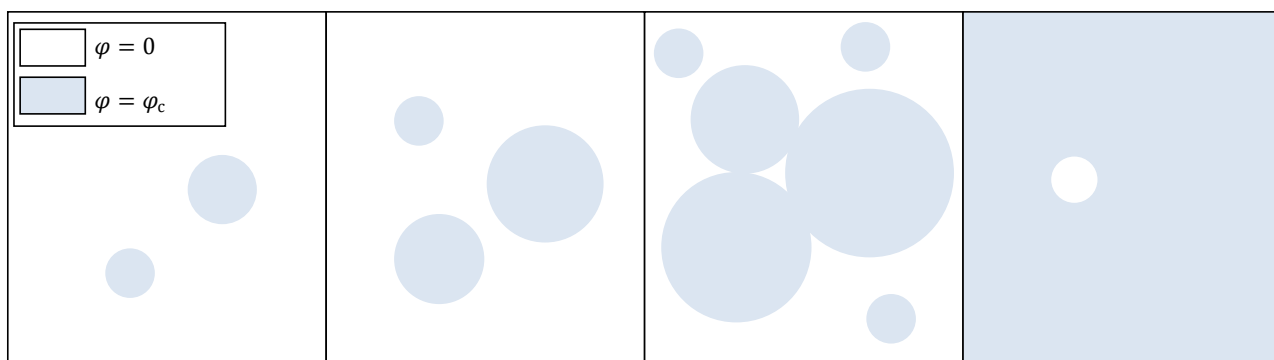


Рис. 1: Схематичное изображение фазового перехода I-го рода в ранней Вселенной. Белая область — область старой фазы ($\varphi = 0$), голубая область — область новой фазы ($\varphi = \varphi_c$) [9]. Как видно из рисунка, в некоторый момент времени в выделенном объеме останется одна область старой фазы, которая, для простоты, в рамках данной работы будет считаться сферической.

Данная модель не запрещает появление пузырьков новой фазы в оставшихся пузырьках старой фазы, поэтому предполагается, что космологический Q-шар образуется тогда и только тогда, когда в пузырьке старой фазы не образуется пузырек новой фазы [10].

Таким образом, в качестве дипломной работы предлагается:

- найти радиус и массу Q-шара;
- найти распределение космологических Q-шаров по их зарядам;
- сделать оценку параметра v ;
- сделать оценку массы космологического Q-шара;
- построить модель взаимодействия космологических Q-шаров в плоской расширяющейся Вселенной;
- построить модель взаимодействия космологических Q-шаров в гравитационном поле галактик;
- сделать оценку массы Q-шара в современную эпоху в рамках предложенных моделях;
- оценить число космологических Q-шаров в галактике;
- сравнить число Q-шаров звездной массы в галактике с числом нейтронных звезд.

II. ПАРАМЕТРЫ Q-ШАРОВ

В данном разделе представлен вывод основных параметров Q-шара: его радиуса и массы. Для этого рассмотрим теорию Фридберга-Ли-Сирлина, представленную лагранжианом (1). Так, массы полей φ и χ в вакууме имеют вид,

$$m_\varphi = \lambda v, \quad (2)$$

$$m_\chi = hv. \quad (3)$$

Данная теория обладает $U(1)$ -симметрией:

$$\chi \rightarrow e^{i\alpha} \chi \Leftrightarrow \mathcal{L} = \text{inv},$$

и, следовательно, существует сохраняющийся заряд Q . Состояние с наименьшей энергией с достаточно большим Q — сферический Q-шар с условиями:

$$\begin{cases} \varphi = 0, & x < R, \\ \varphi = v, & x > R, \end{cases}$$

где R — радиус Q-шара или, другими словами, потенциальной ямы, в которой находится поле χ . В приближении достаточно большого Q , радиус R и энергия E Q-шара будут определяться балансом энергии безмассового поля χ , находящегося в потенциальной яме, и потенциальной энергии массивного поля φ внутри. Тогда энергия принимает вид:

$$E(R) = \frac{\pi Q}{R} + \frac{4\pi}{3} R^3 U_0, \quad (4)$$

где

$$U_0 = U(0) - U(v) = \lambda v^4.$$

В действительности, в (4) еще должна быть поправка на переходную зону, где поле φ меняет свое значение с 0 на v , но она очень мала, и, как следствие, ей можно пренебречь.

Путем дифференцирования (4) по R и приравнивания производной к нулю, что является условием минимума энергии, получается выражение для радиуса Q-шара,

$$R_Q = \left(\frac{Q}{4U_0} \right)^{1/4}. \quad (5)$$

Теперь, если подставить (5) в (4), можно получить выражение для массы Q-шара,

$$m_Q = \frac{4\sqrt{2}\pi}{3} U_0^{1/4} Q^{3/4}, \quad (6)$$

считая, что масса Q-шара соответствует минимальной энергии Q-шара [8], [9], [7].

Стоит заметить, что существует условие стабильности Q-шара, которое дает ограничение на минимальный заряд,

$$Q_{min} = \frac{m_Q}{m_\chi} \quad (7)$$

Далее найдем космологическое ограничение на заряд Q-шара сверху. Пусть темная материя представлена частицами поля χ , причем существует асимметрия:

$$\frac{n_\chi - n_{\bar{\chi}}}{s} = \frac{n_Q Q}{s} = \eta_\chi, \quad (8)$$

где n_χ — концентрация частиц поля χ , $n_{\bar{\chi}}$ — концентрация античастиц поля χ , n_Q — концентрация Q-шаров во Вселенной, s — плотность энтропии, а $\eta_\chi \leq 1$ — параметр, отвечающий за асимметрию частиц поля χ . Данный параметр определяется динамикой на более ранних стадиях во взаимодействиях с другими полями, но в реалиях данной задачи будем считать его свободным.

Найдем скорость зарождения пузырьков. Пусть T_c — температура, при которой эффективный потенциал имеет два вырожденных минимума в $\varphi = 0$ и $\varphi = \varphi_c$, эта же температура соответствует фазовому переходу I-го рода в ранней Вселенной. При температурах, которые ниже этой, новая фаза $\varphi = \varphi_c$ имеет более низкую плотность энергии [9],

$$V_{eff}(\varphi_c) - V_{eff}(0) = -\rho < 0. \quad (9)$$

Флуктуации температуры приводят к появлению пузырьков новой фазы. Запишем выражение для свободной энергии одного пузырька радиуса R в приближении тонких стенок:

$$F(R) = -\frac{4}{3}\pi R^3 \rho + 4\pi R^2 \Sigma, \quad (10)$$

где Σ — плотность свободной энергии поверхности. Экстремум (10) дает свободную энергию критического пузырька,

$$F_c = \frac{16\pi}{3} \frac{\Sigma^3}{\rho^2}. \quad (11)$$

Таким образом, скорость зарождения пузырьков дается следующим выражением [9]:

$$\Gamma = \kappa T_c^4 e^{-\frac{F_c(T)}{T_c}}, \quad (12)$$

где κ — фактор порядка единицы. Пусть

$$\tau = \frac{T_c - T}{T_c}.$$

Тогда,

$$\Gamma = \kappa T_c^4 e^{-\frac{A}{\tau^2}}, \quad (13)$$

где $A \sim 1$.

Оценим объем, из которого частицы поля χ собираются в один космологический Q-шар. Будем считать, что фазовый переход происходит достаточно быстро, поэтому пренебрежем космологическим расширением, и будем считать, что космологический Q-шар образуется до появления пузырька новой фазы в пузырьке старой.

Запишем выражение для доли объема старой фазы в момент времени t [11]:

$$x(t) = \exp[-\Delta(t)], \quad (14)$$

где

$$\Delta(t) = \int_{t_c}^t V(t, t') \Gamma(t') dt', \quad (15)$$

$V(t, t') = \frac{4\pi}{3} [u(t' - t)]^3$ — объем в момент времени t , из которого рождается пузырек новой фазы в момент времени t' , u — скорость стенок пузырька. Воспользуемся известными соотношениями:

$$H = \frac{T^2}{M_{Pl}^*},$$

$$M_{Pl} = \frac{M_{Pl}}{1.66\sqrt{g_*}},$$

здесь и далее $g_* \sim 100$ — эффективное число степеней свободы при температуре фазового перехода. В предположении о быстром фазовом переходе ($\tau \ll 1$) интеграл (15) насыщается на верхнем пределе и приблизительно равен:

$$\Delta \sim \kappa u^3 \left(\frac{M_{Pl}^*}{T_c} \right)^4 \frac{\tau^{12}}{A^4} e^{-\frac{A}{\tau^2}}. \quad (16)$$

Теперь рассмотрим пузырьки новой фазы и оценим типичный размер пузырька в середине перехода. В момент времени t средний объем пузырька равен:

$$\frac{4\pi}{3} R^3(t) = N^{-1}(t) \int_{t_c}^t V(t, t') \Gamma(t') x(t') dt', \quad (17)$$

где $N(t) = \int_{t_c}^t \Gamma(t') x(t') dt'$ — плотность числа пузырьков. Тогда, аналогично (15),

$$\frac{4\pi}{3} R_*^3 = 2\pi \left(\frac{u\tau_*^3 M_{Pl}^*}{T_c^2 A} \right)^3, \quad (18)$$

$$\tau_* = A^{1/2} L^{-1/2},$$

где $L \sim 100$. Тогда искомый объем:

$$V_* = \xi \left(\frac{uA^{1/2} M_{pl}^*}{T_c^2 L^{3/2}} \right)^3, \quad (19)$$

где $\xi \sim 1$ — параметр, отвечающий за неточности.

Теперь найдем максимально возможный заряд космологического Q-шара Q_* исходя из того, что плотность космологических Q-шаров после фазового перехода [9]:

$$\frac{n_Q}{s} = \frac{45}{2\pi^2 g_*} \frac{1}{T_c^3 V_*}. \quad (20)$$

Подставляя (20) в (8) с учетом (19), получаем максимально возможный заряд космологических Q-шаров:

$$Q_* = \eta_\chi \xi \frac{2\pi^2 g_*}{45} \left(\frac{u A^{1/2} M_{pl}^*}{L^{3/2} T_c} \right)^3. \quad (21)$$

В дальнейшем для оценок будем считать, что фазовый переход происходит в ранней Вселенной, и его температура T_c довольно высокая. В таком случае, в будущих оценках будем полагать, что $T_c \sim v$, где это не обговорено отдельно [10].

Таким образом, заряд космологического Q-шара лежит в пределах,

$$Q_{min} < Q < Q_*, \quad (22)$$

где Q_{min} определяется (7), а Q_* (21).

III. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ Q-ШАРОВ ПО ЗАРЯДАМ

В предыдущем разделе негласно предполагалось, что все космологические Q-шары рождаются с зарядом Q_* . Теперь же найдем распределение таких Q-шаров по их зарядам с учетом (22). Для этого найдем вероятность рождения космологического Q-шара с зарядом больше некоторого \bar{Q} . Запишем вероятность появления пузырька новой фазы в пузырьке старой фазы объема V . Очевидно, данная вероятность будет пропорциональна объему рассматриваемой области и характерному времени схлопывания пузырька, так как чем больше время и объем, тем больше шанс образования в области пузырька новой фазы [12],

$$F_b = V\Gamma \frac{R}{u}. \quad (23)$$

Так как в работе предполагается, что космологический Q-шар рождается из пузырька старой фазы до того, как в нем появится пузырек новой, то можно привести следующую оценку,

$$V_*\Gamma \frac{R_*}{u} \sim 1. \quad (24)$$

Данная оценка имеет место быть, так как при достижении максимального объема рассматриваемой области старой фазы, вероятность появления в ней пузырька новой фазы стремится к единице.

Теперь найдем вероятность рождения Q-шара с зарядом больше \bar{Q} . Из определения вероятности,

$$F = 1 - F_b. \quad (25)$$

Это выражение можно поделить на (24),

$$F = 1 - \frac{V\Gamma R/u}{V_*\Gamma R_*/u}. \quad (26)$$

Будем считать, что частицы поля χ распределены по Вселенной равномерно, тогда $Q \sim V$, и, следовательно, (26) примет вид:

$$F = 1 - \left(\frac{Q}{Q_*} \right)^{4/3} = \int \frac{dP}{dQ} dQ, \quad (27)$$

где dP/dQ — вероятность рождения Q-шара в интервале от Q до $Q + dQ$. Найдем эту вероятность. Для этого рассмотрим вероятность рождения Q-шара с зарядом больше \bar{Q} и с зарядом $\bar{Q} + dQ$ и найдем их разность,

$$F(\bar{Q} + dQ) - F(\bar{Q}) = \int_{\bar{Q}+dQ}^{Q_*} \frac{dP}{dQ} dQ - \int_{\bar{Q}}^{Q_*} \frac{dP}{dQ} dQ.$$

Следовательно, распределение космологических Q-шаров по их зарядам примет вид:

$$\frac{dP}{dQ} = -\frac{F(\bar{Q} + dQ) - F\bar{Q}}{dQ} = -\frac{dF}{dQ}. \quad (28)$$

Таким образом,

$$n(Q) \sim \alpha \int_{Q_{min}}^Q \frac{dP}{dQ} dQ, \quad (29)$$

где α определяется из условия нормировки,

$$\alpha \int_{Q_{min}}^{Q_*} Q \frac{dP}{dQ} dQ = Q_*,$$

и равна $7/4$. Здесь и далее считается, что $Q_{min} \ll Q_*$. Теперь получаем окончательное выражение для распределения (29),

$$n(Q) \sim \frac{7}{4} \left(\frac{Q}{Q_*} \right)^{4/3}. \quad (30)$$

IV. ОЦЕНКА ПАРАМЕТРА ПОТЕНЦИАЛА

В данном разделе будет оценен параметр лагранжиана (1) v . Как уже обсуждалось выше, Q-шары представляют собой темную материю, и поэтому необходимо удовлетворить некоторым условиям.

Во-первых, среднее сечение взаимодействия скоплений темной материи не должно превышать $1 \text{ см}^2/\Gamma$ [12],

$$\langle \bar{\sigma} \rangle_b = \bar{\sigma}_* \int_0^1 \frac{x^{-1/4} x^{3/4} (1-x)}{x^{3/4} (1-x)} dx \approx 1.3 \bar{\sigma}_* \lesssim 1 \text{ см}^2/\Gamma, \quad (31)$$

где $x = Q/Q_*$, $\bar{\sigma}_* = \bar{\sigma}(Q_*)$. Найдем приведенное сечение $\bar{\sigma}(Q)$,

$$\bar{\sigma}(Q) = \frac{\pi R_Q^2}{m_Q} = \frac{3}{8\sqrt{2}} v^{-3} Q^{-1/4}, \quad (32)$$

здесь введены новые обозначения:

$$\begin{aligned} U_0 &= v^4, \\ m_\chi &= kv, \\ k &= h/\lambda^{1/4}. \end{aligned}$$

Тогда из (31) с учетом (21) и (32) получаем нижний предел для v :

$$v_{min} \gtrsim \frac{1.07 \cdot 10^{-7} u^{2/3}}{\eta_\chi^{1/9}} \text{ ГэВ}. \quad (33)$$

Во-вторых, современная плотность энергии Q-шаров не должна превышать современную плотность темной материи. Найдем плотность энергии Q-шаров с помощью (6) и (30),

$$\rho = \int_0^{Q_*} m_Q dn(Q) \sim Q^{25/12}. \quad (34)$$

Данная функция имеет максимум на верхнем пределе интегрирования Q_* , поэтому для грубой оценки будем считать, что в темной материи доминируют космологические Q-шары с данным зарядом.

С другой стороны существует связь плотности энергии Q-шаров с сечением, приведенная в [12]. С помощью данного соотношения можно найти верхнее ограничение на v :

$$\rho_{DM} \gtrsim \frac{4\sqrt{2}\pi}{3} v \cdot Q_*^{-1/4} \eta_\chi s_0, \quad (35)$$

где $\rho_{DM} = 10^{-6}$ ГэВ/см³ — современная плотность темной материи, $s_0 = 3 \cdot 10^3$ см⁻³ — современная плотность энтропии. Таким образом, верхнее ограничение на v принимает вид,

$$v_{max} \lesssim \frac{5.6 \cdot u^{3/7}}{\eta_\chi^{3/7}} \text{ ГэВ}. \quad (36)$$

График зависимости максимального и минимального значений v от асимметрии представлен на рисунке 2. В некоторых работах [9], [10] предлагается оценивать

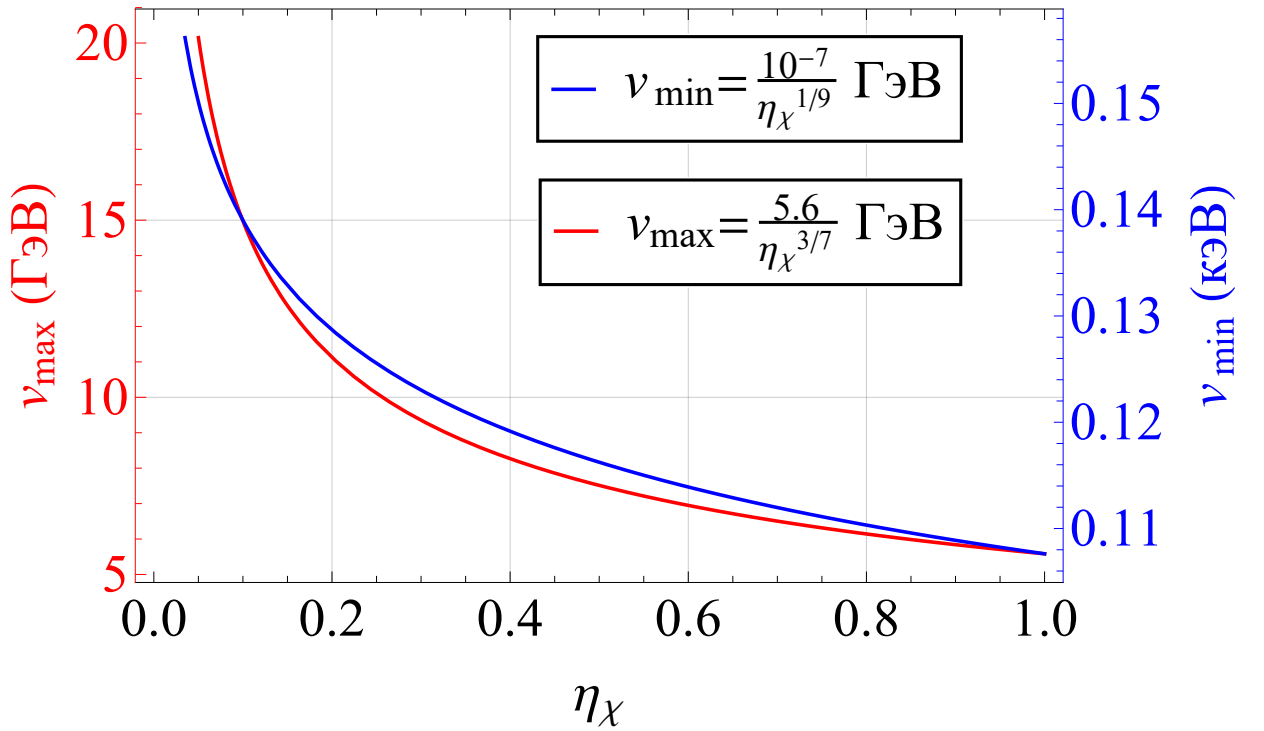


Рис. 2: График зависимости космологических ограничений на параметр v лагранжиана (1) от величины асимметрии частиц поля χ η_χ в случае скорости космологических Q-шаров $u = 1$ и $T_c = v$. v_{min} — нижнее ограничение и представлено в кэВ (синяя кривая), v_{max} — верхнее ограничение и представлено в ГэВ (красная линия).

асимметрию частиц поля χ как кварковую асимметрию $3\Delta_B \approx 2.7 \cdot 10^{-10}$, а скорость космологических Q-шаров как $u \sim 1$. В случае такой оценки v принимает значения:

$$1.2 \text{ кэВ} \lesssim v \lesssim 70.4 \text{ ТэВ}. \quad (37)$$

Теперь, соответственно, в рамках данной оценки можно найти ограничения на массу космологических Q-шаров,

$$3 \cdot 10^{-5} \text{ кг} \lesssim m_\star \lesssim 8 \cdot 10^8 \text{ кг}. \quad (38)$$

V. СЛИЯНИЕ Q-ШАРОВ

Из (38) следует, что космологические Q-шары не могут претендовать на роль экзотических объектов звездной массы, поэтому рассмотрим их взаимодействие.

V.1 Плоская расширяющаяся Вселенная

В данной модели предполагается, что после фазового перехода, продемонстрированного на рисунке 1, плоская расширяющаяся Вселенная равномерно заполнена космологическими Q-шарами с одинаковыми зарядами (21) и одинаковыми скоростями u . Предлагается выделить один космологический Q-шар, который будет поглощать другие космологические Q-шары в ходе эволюции Вселенной, и на основании этого простого механизма получить оценку массы современного Q-шара.

На начальном этапе скорость космологического Q-шара (она же скорость стенки области, из которой рождается в ходе фазового перехода космологический Q-шар) u , асимметрия частиц поля X η_χ , параметр лагранжиана v и температура фазового перехода $T_c \sim v$ будут считаться свободными параметрами, ограниченными лишь простыми физическими соображениями. Так, скорость космологического Q-шара u не должна превышать скорость света в естественных величинах:

$$0 < u < 1;$$

асимметрия поля X ограничена следующим образом из определения асимметрии (8):

$$0 \lesssim \eta_\chi \lesssim 1;$$

параметр v , помимо ограничений, приведенных на рисунке 2, ограничивается сверху температурой Планковской эпохи, а снизу температурой современной Вселенной. Это справедливо и для температуры фазового перехода T_c [13], [14]:

$$10^{18 \div 19} \text{ ГэВ} \gtrsim v \sim T_c \gtrsim 2.3 \times 10^{-13} \text{ ГэВ} \approx 2.7 \text{ К.}$$

Ввиду того, что в модели предполагается, что Вселенная равномерно заполнена космологическими Q-шарами, которые рождаются в пузырьке новой фазы объема V_* , который, в свою очередь, определяется выражением (19), в этом объеме на начальном этапе находится ровно один космологический Q-шар. С другой стороны, из-за эволюции Вселенной концентрация Q-шаров не будет постоянной величиной (здесь и далее изменение концентрации от взаимодействия выделенного Q-шара с космологическими Q-шарами считается незначительным). Для учета изменения концентрации из-за расширения Вселенной необходимо ввести масштабный фактор, который определяется из уравнения Фридмана и равен [10]:

$$a = a_0 \left(\frac{\Omega_M}{\Omega_\Lambda} \right)^{1/3} (\sinh[\frac{3}{2} \sqrt{\Omega_\Lambda} H_0 t])^{2/3}, \quad (39)$$

где $\Omega_M = 0.24$, $\Omega_\Lambda = 0.76$, $H_0 = 2.2 \times 10^{-18} \text{ с}^{-1}$ [15]. Нормировка масштабного фактора a_0 будет определяться из условия

$$a(t_0) = 1,$$

где $t_0 = 14$ миллиардов лет — современный возраст Вселенной.

Тогда, можно найти концентрацию космологических Q-шаров во Вселенной:

$$n_* = \frac{1}{V_* a^3(t)}. \quad (40)$$

Предполагается, что космологические Q-шары со скоростями порядка u налетают на выделенный Q-шар, поэтому их взаимодействие определяется геометрическим сечением выделенного Q-шара, которое определяется следующим образом [16]:

$$\sigma = \frac{\pi R_Q^2(t)}{2}, \quad (41)$$

где $R_Q(t)$ определяется из уравнения (5) и очевидно растет со временем из-за поглощения выделенного Q-шара космологических Q-шаров. Здесь учтена вероятность абсолютно неупругого взаимодействия 0.5.

Теперь можно составить уравнение, описывающее изменение заряда Q (и, соответственно, массы) в ходе взаимодействия выделенного Q-шара с космологическими Q-шарами. Пусть выделенный космологический Q-шар поглотит за время Δt заряд ΔQ . Очевидно, что чем больше концентрация n космологических Q-шаров в заданной области и чем больше геометрическое сечение взаимодействия σ , тем больший заряд поглотит выделенный Q-шар,

$$\Delta Q = \Delta t \sigma n u, \quad (42)$$

где u — скорость космологического Q-шара, равная скорости стенок при схлопывании. Теперь необходимо объединить уравнения (40) и (41) и сделать предельный переход

$$\Delta Q \rightarrow 0, \quad \Delta t \rightarrow 0.$$

Таким образом, получается закон изменения заряда выделенного Q-шара входе поглощения им космологических Q-шаров во времени:

$$\dot{Q} = Q_* \sigma(Q) u \frac{1}{V_* a^3(t)}, \quad (43)$$

где $\sigma(Q)$ — геометрическое сечение взаимодействия Q-шаров, определяемое уравнением (41), $a(t)$ — масштабный фактор, определяемый уравнением (39). Для корректной постановки задачи Коши необходимо добавить одно граничное условие, которое определяется из простого физического соображения: в момент времени, когда произошел фазовый переход $t_c \sim 0$ (здесь и далее для простоты

считается, что фазовый переход происходит в ранней Вселенной) заряд выделенного Q-шара:

$$Q(t_c) = Q_*. \quad (44)$$

Объединяя (43) и (44), можно получить корректную задачу Коши:

$$\begin{cases} \dot{Q} = uQ_*\sigma(Q)n_*, \\ Q(t_c) = Q_*. \end{cases} \quad (45)$$

Это уравнение решается методом разделения переменных. Таким образом, решение с учетом граничного условия принимает вид:

$$Q(t) = \left(-\frac{\pi Q_* u \sqrt{\Omega_\Lambda}}{12v^2 V_* a_0^3 \Omega_M H_0} \coth \left[\frac{3}{2} \sqrt{\Omega_\Lambda} H_0 t \right] + C \right)^2, \quad (46)$$

где C — константа интегрирования, равная

$$C = \frac{1}{2} \left(2\sqrt{Q_*} + \frac{\pi \sqrt{\Omega_\Lambda} Q_* u \coth \left[\frac{3}{2} \sqrt{\Omega_\Lambda} H_0 t_c \right]}{6v^2 V_* a_0^3 \Omega_M H_0} \right), \quad (47)$$

где t_c — время фазового перехода, а Q_* определяется выражением (21), m_* определяется выражением (6) с подстановкой в него (21) и V_* определяется выражением (19).

В любой физически осмысленной конфигурации свободных параметров v , u , T_c и η_χ решение (46) почти не зависит от времени, и, следовательно, с учетом (6), невозможно получить Q-шар звездной массы. Таким образом, свободные космологические Q-шары в случае плоской расширяющейся Вселенной почти не взаимодействуют.

Стоит отметить, что можно было предположить, что космологические Q-шары рождаются в ходе фазового перехода сразу с массами порядка одной массы Солнца. В таком случае необходимость составления закона взаимодействия космологических Q-шаров с выделенным Q-шаром (45) отпала, но любая физически осмысленная конфигурация свободных параметров v , u , T_c и η_χ запрещает данный сценарий.

V.2 Слияние в галактиках

Как было показано в предыдущем разделе, свободные космологические Q-шары почти не взаимодействуют с выделенным Q-шаром, и, как следствие, выделенный Q-шар почти не меняет свою массу в ходе эволюции Вселенной. В действительности, это связано в первую очередь с наличием масштабного фактора в (40), который сильно подавляет взаимодействие космологических Q-шаров с выделенным Q-шаром. Другими словами, "газ" космологических Q-шаров становится слишком разреженным из-за расширения Вселенной.

Известно, что расширение Вселенной не влияет на гравитационно-связанные структуры во Вселенной, например, на галактики. С другой стороны, известно, что галактики образуются в первую очередь из темной материи [17]. Пусть вся темная материя представлена космологическими Q-шарами. В таком случае, можно предположить, что после фазового перехода космологические Q-шары участвуют в образовании галактик и, следовательно, находятся в гравитационном потенциале галактик (механизмы образования галактик и попадания космологических Q-шаров в гравитационный потенциал галактик в работе детально обсуждаться не будут) [18]. Данное модельное предположение позволяет избавиться от масштабного фактора в (40) и, как следствие, "отключает" подавление взаимодействия космологических Q-шаров с выделенным Q-шаром. Далее, находясь в гравитационном потенциале галактики, космологические Q-шары начинают поглощаться выделенным Q-шаром, который, в свою очередь, как ожидается, приобретет массу порядка массы Солнца. Схематичное изображение механизма можно увидеть на рисунке 3.

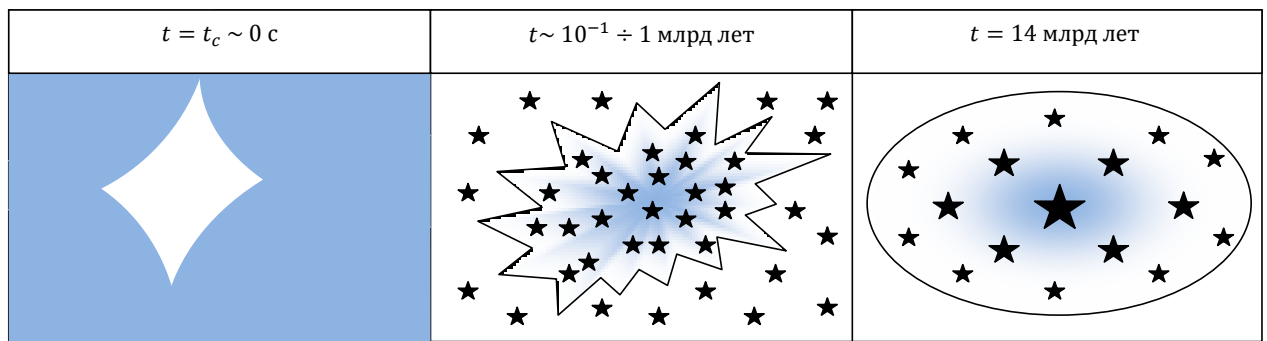


Рис. 3: Схематичное изображение модели слияния космологических Q-шаров с выделенным Q-шаром. При $t = t_c \sim 0 \text{ с}$ изображен фазовый переход I-го рода в обозначениях, аналогичных рисунку 1, после которого свободные космологические Q-шары, как было показано выше, почти не взаимодействуют с выделенным Q-шаром. В момент времени $t \sim 100 \text{ млн лет} \div 1 \text{ млрд лет}$ начали образовываться первые галактики [19] (выделанная область на рисунке соответствует гало протогалактики), и космологические Q-шары (звездочки на рисунке) попадают в гравитационный потенциал протогалактики, в котором начинается поглощение выделенным Q-шаром космологических Q-шаров. В момент времени $t = 14 \text{ млрд лет}$ выделенный Q-шар приобретает массу порядка 1 массы Солнца, причем его масса будет зависеть от его расстояния до центра галактики (размер звездочки соответствует массе выделенного Q-шара: чем больше размер, тем больше масса).

Теперь необходимо детально обсудить составление закона взаимодействия космологических Q-шаров с выделенным Q-шаром в рамках модели их взаимодействия в гравитационном потенциале галактик, который будет построен по

аналогии с законом (45). Во-первых, необходимо изменить концентрацию (40). Помимо отсутствия масштабного фактора, изменится и объем, в котором находится один космологический Q-шар. Это связано с тем, что темная материя в галактиках распределена неравномерно. Распределение плотности темной материи в галактике определяется профилем Наварро — Френка — Уайта. Этот профиль имеет следующий вид [20]:

$$\rho(r) = \frac{\rho_0}{\frac{r}{R_s} \left(1 + \frac{r}{R_s}\right)^2}, \quad (48)$$

где $\rho_0 = 2 \text{ ГэВ/см}^3$, $R_s = 8.5 \text{ кпк}$, r — расстояние от центра галактики (здесь и далее используются характерные параметры для Млечного Пути, так как это наиболее изученная галактика). Тогда аналог концентрации из (40) примет вид:

$$n(r) = \frac{\rho(r)}{m_*}. \quad (49)$$

Во-вторых, стоит учесть, что Q-шары находятся в гравитационном поле галактики и представляют холодную темную материю. Это накладывает некоторые ограничения на скорость Q-шаров (но не на скорость стенок при фазовом переходе!). Характерная орбитальная скорость звезд в Млечном пути $u_* \approx 220 \text{ км/с}$ [21]. В данной работе сделано естественное предположение, что Q-шары в гравитационном потенциале галактик движутся со скоростями, характерными для звезд в этом потенциале.

В-третьих, в силу того, что фазовый переход происходит из-за остывания Вселенной, появляются дополнительные ограничения на параметр лагранжиана v и температуру фазового перехода T_c . Можно было предположить, что фазовый переход I-го рода происходит сразу в галактиках в любой момент времени жизни Вселенной. Это бы упростило задачу, так как нет потенциальной необходимости в уточнении модели путем добавления новых факторов, связанных с образованием структур в ранней Вселенной, однако, в силу теоремы вириала локальная температура при формировании структур наоборот растет, что запрещает описанный выше механизм фазового перехода I-го рода [21]. Таким образом, появляется важное требование модели — фазовый переход должен происходить до образования структур. Так как первые галактики появляются в момент времени $t \sim 100 \text{ млн лет} \div 1 \text{ млрд лет}$, то можно поставить следующее ограничение:

$$10^{18 \div 19} \text{ ГэВ} \gtrsim v \sim T_c \gtrsim 5 \times 10^{-12} \text{ ГэВ} \approx 60 \text{ К}, \quad (50)$$

где нижний предел соответствует температуре Вселенной в момент времени $t \sim 1 \text{ млрд лет}$ [10].

Теперь можно приступить к постановке задачи Коши, аналогично (45). Сечение не зависит от модельных предположений, поэтому имеет вид (41). Характерная скорость Q-шаров в галактике равна, как обсуждалось выше, характерной орбитальной скорости звезд в гравитационном потенциале галактик $u_* \approx$

220 км/с. Концентрация задается выражением (49) с учетом распределения плотности темной материи в галактике (48). В силу того, что космологические Q-шары не поглощаются выделенным Q-шаром до их попадания в гравитационный потенциал галактики, удобно решать уравнение в пределах $t \in [0; 13]$ млрд лет, где учтено, что первые галактики появляются в момент времени 1 млрд лет. Таким образом, дифференциальное уравнение, аналогичное (45) принимает вид:

$$\begin{cases} \dot{Q} = Q_* \sigma(Q) u_* n, & t \in [0; 13] \text{ млрд лет,} \\ Q(0) = Q_*. \end{cases} \quad (51)$$

Это уравнение легко решается путем разделения переменных, и решение принимает вид:

$$Q(t, r) = \left(\frac{Q_* \pi u_* \rho(r)}{8v^2 m_*} (t + \sqrt{Q_*}) \right)^2, \quad (52)$$

где Q_* определяется выражением (21), m_* определяется выражением (6) с подстановкой в него (21).

VI. АНАЛИЗ РЕШЕНИЯ

В данном разделе предлагается внимательно проанализировать решение (52), полученное в рамках модели слияния космологических Q-шаров с выделенным Q-шаром в гравитационном потенциале галактики.

Для получения итоговой массы выделенного Q-шара необходимо решение (52) подставить в выражение для массы (6). Таким образом, итоговое выражение для массы принимает вид:

$$m_Q(v, u, \eta_\chi, u, u_*, T_c, r) = \frac{\sqrt{3}\pi^{5/2}}{32 \cdot 2^{3/4}} v^{-7/2} Q_*^{3/4} u_*^{3/2} \rho^{3/2} (t + \sqrt{Q_*})^{3/2}, \quad (53)$$

где $Q_* = Q_*(v, u, \eta_\chi, u, T_c)$ определяется выражением (21), а $\rho = \rho(r)$ из выражения (48). Основная задача данной работы — объяснить гравитационно-волновые сигналы, поэтому стоит постараться удовлетворить следующему ограничению:

$$m_Q(v, u, \eta_\chi, u, u_*, T_c, r) \gtrsim 1M_\odot. \quad (54)$$

В первом приближении существует множество наборов свободных параметров, которые удовлетворяют этому ограничению, однако, в работе приведено несколько ограничений на свободные параметры, в частности, (31), (35) и (50), которые необходимо удовлетворить по порядку в силу неточностей выбранной модели. В таком случае набор свободных параметров несколько сужается, но, тем не менее, подходящие решения все еще существуют. Наиболее удачным набором параметров можно назвать следующие значения:

$$\begin{cases} v \approx 7.5 \times 10^{-9} \text{ ГэВ}, \\ u = 1, \\ \eta_\chi = 1, \\ u_* = 0.0007, \\ T_c \approx 1.5 \times 10^{-11} \text{ ГэВ}. \end{cases} \quad (55)$$

Видно, что хотя и есть некоторое различие между v и T_c , которое, тем не менее, можно объяснить неточностями модели, ограничение (50) выполняется, а закалка Q-шаров происходит в момент времени $t_c = 10 \text{ с} \div 3 \times 10^5 \text{ лет}$ с момента Большого Взрыва (это соответствует фотонной эпохе)[10].

Существует ограничение на массу гало галактики, но так как плотность Q-шаров в галактике в рамках модели распределена по профилю Наварро – Френка – Уайта (48), это ограничение автоматически выполняется:

$$M_{halo} = \int_0^{200 \text{ кпк}} 4\pi r^2 \rho(r) dr \sim 10^{12} M_\odot. \quad (56)$$

Ограничение на массу (54) так же выполняется. Из вида (53) с учетом (55) с учетом (48) можно понять, что чем дальше выделенный Q-шар от центра галактики, тем меньше его масса. Например, в случае $r = 0.05 \text{ кпк}$ масса принимает

значение:

$$m_Q(r = 0.05 \text{ кпк}) \approx 1M_\odot. \quad (57)$$

На рисунке 4 продемонстрирована эволюция массы в зависимости от времени t и расстояния от центра галактики r . На рисунке продемонстрирован профиль массы выделенного Q-шара как функция расстояния от центра галактики r в момент времени $t = 13$ млрд лет. Видно, что основное взаимодействие выделенного Q-шара с космологическими Q-шарами происходит в центральной части галактики. В рамках работы предполагается объяснить наличие необычных

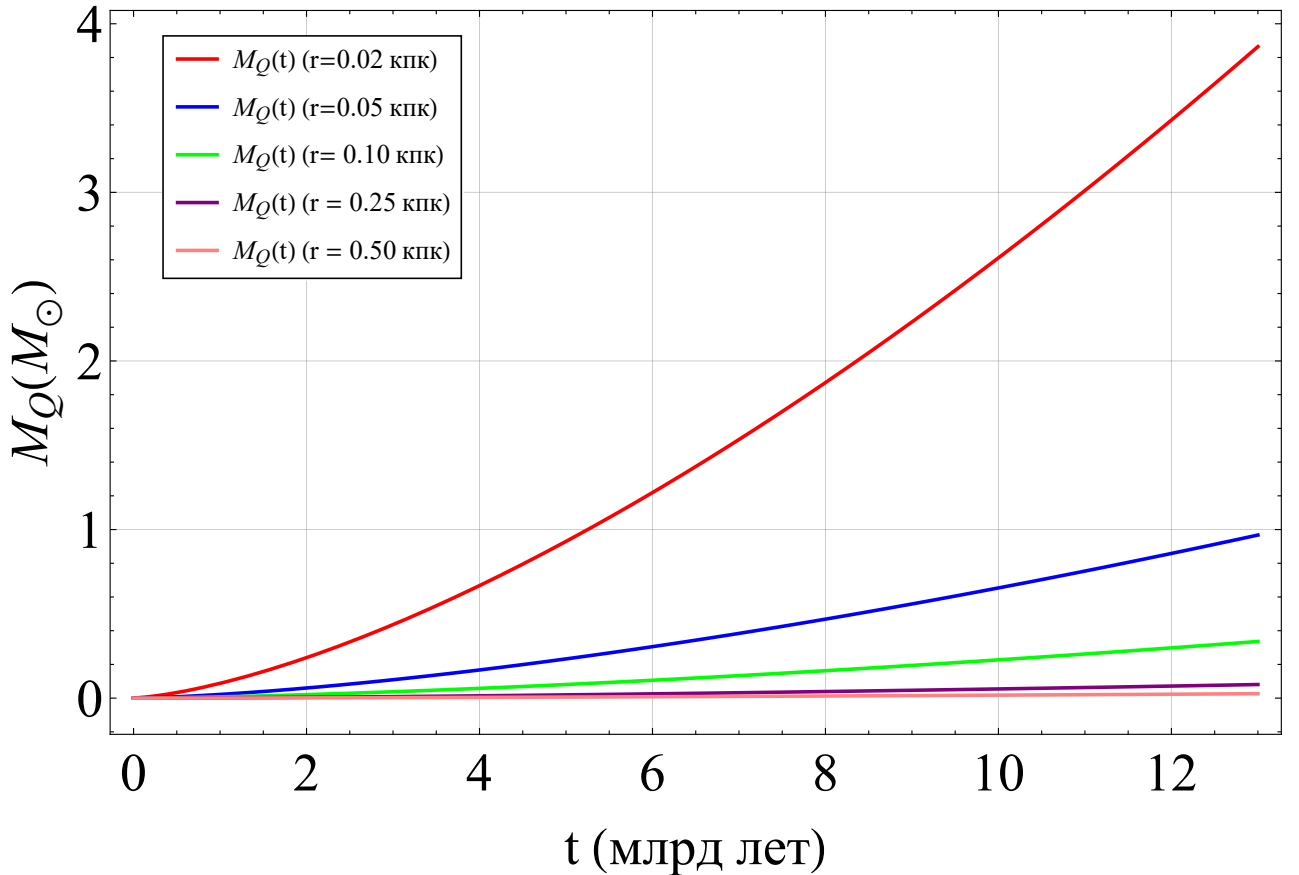


Рис. 4: Эволюция массы (53) в зависимости от расстояния от центра галактики r и времени t . Красная кривая соответствует ситуации, когда космологический Q-шар находится на расстоянии 0.02 кпк. Синяя кривая соответствует ситуации, когда космологический Q-шар находится на расстоянии 0.05 кпк. Зеленая кривая соответствует ситуации, когда космологический Q-шар находится на расстоянии 0.10 кпк. Фиолетовая кривая соответствует ситуации, когда космологический Q-шар находится на расстоянии 0.25 кпк. Розовая кривая соответствует ситуации, когда космологический Q-шар находится на расстоянии 0.50 кпк.

гравитационно-волновых сигналов с помощью Q-шаров звездной массы, поэтому в первом приближении необходимо, чтобы полное число Q-шаров звездной массы не превышало ограничение на количество нейтронных звезд в галактике, которое оценивается как 10^8 [22]. Из рисунка 4 и рисунка 5 видно, что популяция Q-шаров звездной массы находится на расстоянии $r = 0 \div 0.05$ кпк. Тогда

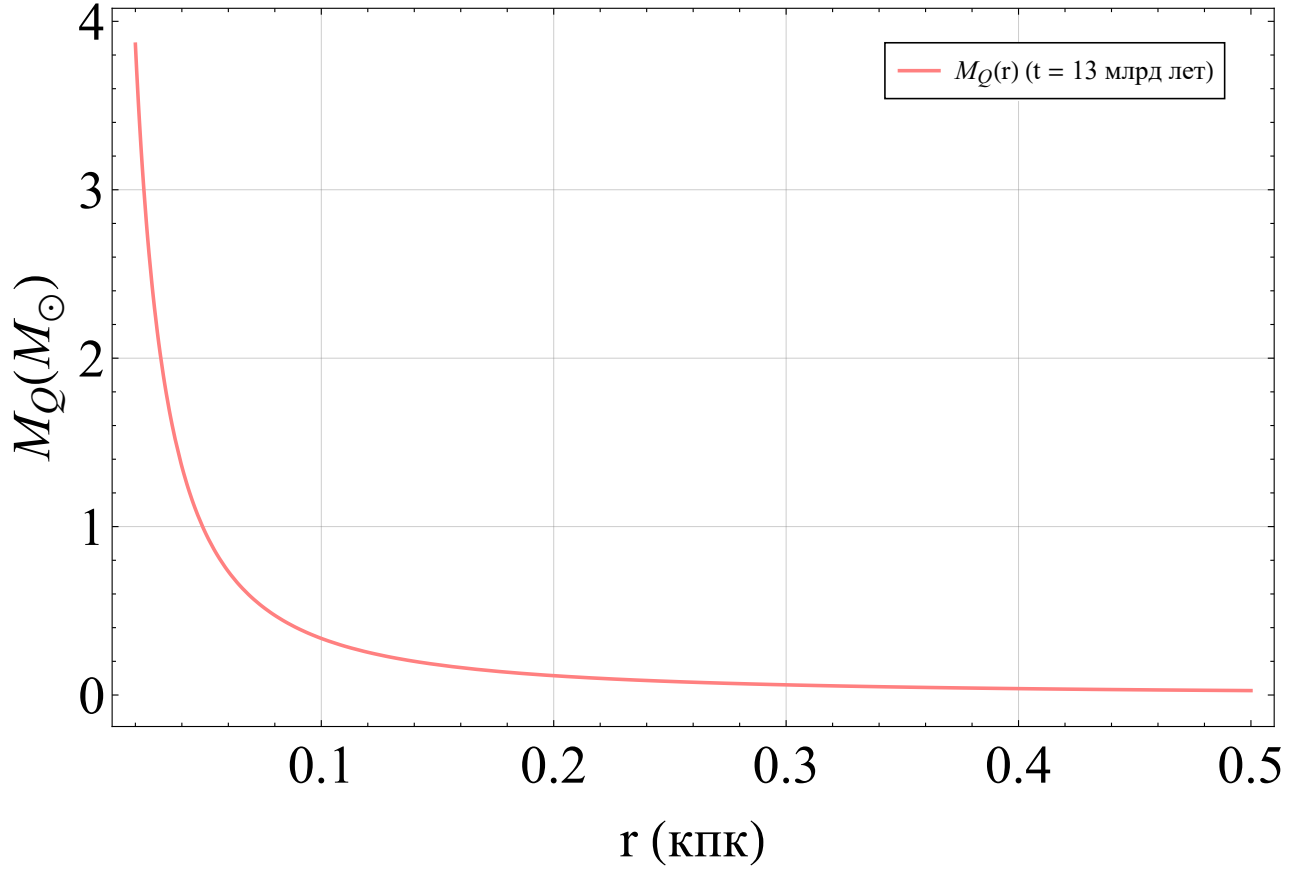


Рис. 5: Профиль массы (53) в зависимости от расстояния от центра галактики r в момент времени $t = 13$ млрд лет (красная кривая).

число Q-шаров звездной массы:

$$N_Q^{stellar} = \int_{0 \text{ кпк}}^{0.05 \text{ кпк}} \frac{4\pi r^2 \rho(r)}{m_Q(r)} dr \approx 4 \times 10^6, \quad (58)$$

что на несколько порядков меньше ограничения на количество нейтронных звезд в галактике, и, следовательно, это ограничение выполняется. Стоит заметить, что масса выделенного Q-шара в галактике не может быть меньше m_\star , поэтому полное число Q-шаров всех масс в галактике:

$$N_Q^{total} = \int_{0 \text{ кпк}}^{19 \text{ кпк}} \frac{4\pi r^2 \rho(r)}{m_Q(r)} dr + \int_{19 \text{ кпк}}^{200 \text{ кпк}} \frac{4\pi r^2 \rho(r)}{m_\star} dr \sim 10^{17}, \quad (59)$$

где верхний предел интегрирования во втором слагаемом определяется из радиуса гало темной материи, а верхний предел интегрирования в первом слагаемом и нижний во втором определяется из уравнения:

$$m_Q(r_{max}) = m_\star \Rightarrow r_{max} \approx 19 \text{ кпк}. \quad (60)$$

Таким образом, массы всех Q-шаров лежат в пределах:

$$m_\star \approx 4 \times 10^{-6} M_\odot \leq m_Q(r) \lesssim 4M_\odot. \quad (61)$$

Проверка на ограничение среднего сечения взаимодействия скоплений темной материи с учетом (31) и (31) дает следующий результат:

$$\langle \bar{\sigma} \rangle_b \approx 3 \text{ см}^2/\text{г} \sim 1 \text{ см}^2/\text{г}. \quad (62)$$

Это ограничение выполняется по порядку, что допустимо в рамках модели из-за наличия большого количества неточностей. Более того, так как это ограничение, по своей сути, является ограничением снизу на параметр v лагранжиана (1), то ограничение (35) автоматически выполняется.

Последний параметр, который остается проверить — радиус Q-шара, который задается выражением (5). Так, радиус выделенного Q-шара с массой $4M_\odot$ с учетом (52):

$$R_Q = \sqrt{2}vQ^{1/4}(r = 0.02 \text{ кпк}) \sim 10^{10} \text{ км}, \quad (63)$$

что соответствует радиусу Солнечной системы. Радиус космологического Q-шара с параметрами (55) и учетом (21):

$$R_Q = \sqrt{2}vQ_*^{1/4} \approx 8 \times 10^8 \text{ км}. \quad (64)$$

Радиус выделенного Q-шара R_Q как функция расстояния от центра галактики r представлен на рисунке 6. Основные параметры выделенных Q-шаров пред-

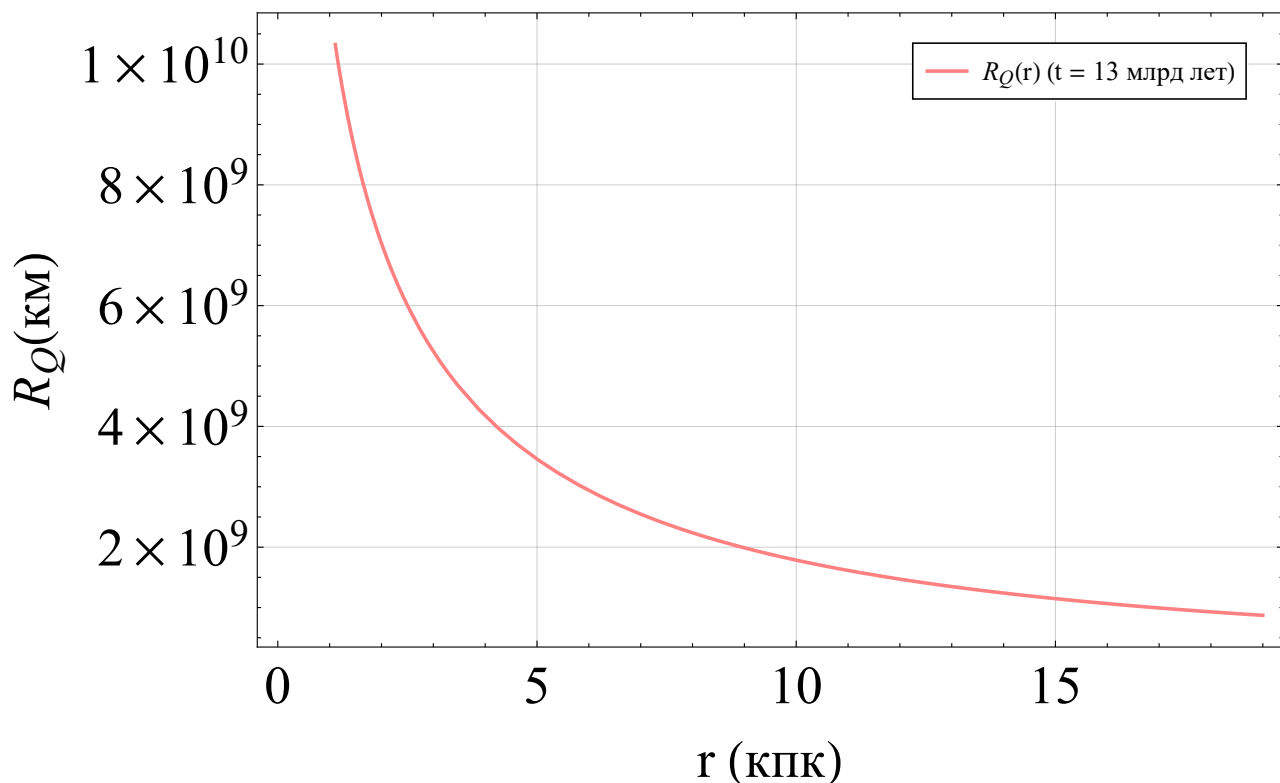


Рис. 6: Радиус выделенного Q-шара R_Q как функция расстояния от центра галактики r (красная кривая).

ставлены в таблице VI.

Таблица 1: Основные параметры выделенных Q-шаров в современный момент времени в рамках решения (52) с учетом (6),(5) и $m_Q(r) \geq m_*$.

$v \approx 7.5 \times 10^{-9}$ ГэВ, $T_c \approx 1.5 \times 10^{-11}$ ГэВ, $\eta_\chi = 1$, $u = 1$, $u_* = 0.0007$, $m_* \approx 4 \times 10^{-6} M_\odot$						
r (кпк)	0.02	0.05	1	10	19	200
$M_Q (M_\odot)$	4	1	0.008	3×10^{-5}	4×10^{-6}	4×10^{-6}
R_Q (км)	8.6×10^{10}	5.5×10^{10}	1×10^{10}	1.8×10^9	8.8×10^8	8.8×10^8

VII. ВЫВОД И ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Основной идеей работы являлась попытка объяснить необычные сигналы, полученные коллаборацией LIGO/VIRGO. В качестве кандидатов на роль компактных объектов звездной массы были предложены Q-шары темной материи.

В ходе работы была подробно рассмотрена одна из возможных моделей Q-шаров — теория Фридберга-Ли-Сирлина, представленная лагранжианом (1). В рамках данной теории были получены выражения для массы и радиуса Q-шара (6) и (5). Был представлен механизм образования космологических Q-шаров темной материи в ходе фазового перехода I-го рода, который связан с остыванием ранней Вселенной, и который соответствует резкому изменению действительного поля в лагранжиане (1). В рамках такого механизма образования космологических Q-шаров было подробно показано получение выражения для заряда космологических Q-шаров (21). В работе было подробно обсуждено получение распределения космологических Q-шаров по их зарядам (29), а итогом этого обсуждения стало уточнение результата, приведенного в статье [12].

Ввиду того, что космологические Q-шары в соответствии с (38) не могут претендовать на роль компактных объектов звездной массы, автором были предложены две простых модели их взаимодействия. В первой модели предполагается, что в ранней плоской расширяющейся Вселенной происходит фазовый переход I-го рода, в результате которого рождаются космологические Q-шары, которые, в свою очередь, являются единственными представителями темной материи. После фазового перехода Вселенная заполняется "газом" космологических Q-шаров, среди которых выделяется один космологический Q-шар, который поглощает близлежащие космологические Q-шары, при этом, для простоты, предполагается, что поглощение космологических Q-шаров выделенным не влияет на концентрацию. Таким образом, концентрация зависит только от масштабного фактора и свободных параметров. В рамках этой модели поглощение космологических Q-шаров выделенным описывается абсолютно неупругим взаимодействием, которое, в свою очередь, происходит с вероятностью 50%. Таким образом, поглощение космологических Q-шаров описывается следующими величинами: концентрацией (40), геометрическим сечением (41) и скоростью, которую для простоты можно считать равной скорости стенок при фазовом переходе. Как итог, было получено уравнение, описывающее взаимодействие выделенного Q-шара с космологическими (45), и его решение (46), которое является функцией трех свободных параметров: параметра лагранжиана (1) v , отвечающего за массу поля φ в вакууме, асимметрии частиц поля χ (8) и скорости стенок при фазовом переходе (она же скорость космологических Q-шаров) u . В рамках этой модели, к сожалению, в силу расширения Вселенной "газ" космологических Q-шаров становится слишком разреженным, и поэтому выделенный Q-шар не может достичь звездной массы за время жизни Вселенной.

Вторая модель была разработана ввиду того, что в рамках свободных космо-

логических Q-шаров в расширяющейся Вселенной из-за наличия масштабного фактора в (40) выделенный Q-шар не приобретает звездную массу. Основной идеей при разработке данной модели было желание ”выключить” расширение Вселенной. Это можно сделать исходя из факта, который заключается в том, что расширение Вселенной не влияет на такие структуры как галактики. В таком случае, фазовый переход I-го рода, который происходит из-за остывания Вселенной, должен происходить до формирования структур, которые, в силу теоремы вириала, локально повышают температуру. Из этого получается дополнительное ограничение (помимо ограничений, полученных из (31) и (35)) на параметр лагранжиана $v \sim T_c$, который не должен превышать 5×10^{-12} ГэВ (эта температура соответствует 1 млрд лет с момента Большого Взрыва — время, когда начали образовываться первые галактики). Таким образом, космологические Q-шары рождаются в ранней расширяющейся Вселенной до образования структур, затем эти космологические Q-шары участвуют в образовании галактик и попадают в галактический гравитационный потенциал, где начинают сливаться с выделенным Q-шаром (схематично этот процесс изображен на рисунке 3). Также было учтено, что скорости в гравитационном потенциале должны быть порядка характерных орбитальных скоростей звезд в галактике. Далее данная модель строится по аналогии с моделью слияния свободных космологических Q-шаров с выделенным в плоской расширяющейся Вселенной, а в качестве типичной галактики был взят Млечный Путь, так как его характеристики наиболее известны. Дополнительно учтено, что плотность темной материи в галактике описывается распределением Наварро-Френка-Вайта (48). Таким образом, поглощение космологических Q-шаров описывается следующими величинами: концентрацией (49), геометрическим сечением (41) и скоростью, которую было принято считать равной 220 км/с (характерная орбитальная скорость звезд в Млечном Пути). Как итог, было получено уравнение, описывающее взаимодействие выделенного Q-шара с космологическими (51), и его решение (52), которое является функцией шести свободных параметров: параметра лагранжиана (1) v , отвечающего за массу поля φ в вакууме, асимметрии частиц поля χ (8), скорости стенок при фазовом переходе u , температуры фазового перехода T_c , орбитальной скорости Q-шаров u_* и расстояния от центра галактики до выделенного Q-шара r .

В рамках модели слияния в галактиках с поправкой на неточности модели был получен удовлетворительный набор параметров, при котором выделенный Q-шар приобретает звездную массу (55). Эволюция массы выделенного космологического Q-шара (53) представлена на рисунке 4, а зависимость массы выделенного Q-шара от его положения в галактике представлена на рисунке 6. Видно, что выделенный Q-шар приобретает массу тем лучше, чем он ближе к центру галактики, что и следовало ожидать в силу распределения плотности темной материи. Было учтено, что Q-шаров звездной массы не должно быть слишком много, в качестве верхней оценки было взято число нейтронных звезд в Млечном Пути. Таким образом, число Q-шаров звездной массы в галактике

оценивается в 4×10^6 (58), что намного меньше количества нейтронных звезд, а общее число Q-шаров в галактике оценивается в 10^{17} (58).

Основной задачей работы была попытка ответить на вопрос: могут ли Q-шары отвечать за необычные сигналы, полученные LIGO и Virgo. Для ответа на этот вопрос понадобилось оценить не только массу выделенного Q-шара, которая должна быть порядка солнечной, но и оценить радиус, так как объект, излучающий гравитационные волны должен быть релятивистским. Так, радиус выделенного Q-шара с массой $4M_{\odot}$ равен по порядку 10^{10} км, что сравнимо с размерами Солнечной системы. Радиус же космологического Q-шара с массой $m_{*} \approx 4 \times 10^{-6}M_{\odot}$ порядка 10^9 км. Зависимость радиуса Q-шара от его положения в галактике приведена на рисунке 6.

Таким образом, основным выводом и результатом работы является качественная оценка массы и радиуса выделенного Q-шара в наше время в рамках двух моделей: модели слияния космологических Q-шаров с выделенным Q-шаром в плоской расширяющейся Вселенной и модели слияния космологических Q-шаров с выделенным Q-шаром в гравитационном потенциале галактик. Как итог, в рамках первой модели нельзя получить выделенный Q-шар звездной массы. В рамках второй модели выделенный Q-шар способен приобрести массу порядка солнечной за отведенное время, однако, конфигурации свободных параметров сильно сужены в силу различных ограничений, и поэтому выделенный Q-шар хоть и способен набрать необходимую массу, получается слишком "рыхлым" и представляет собой не столько релятивистский объект, похожий на нейтронную звезду или черную дыру, сколько облако частиц темной материи. Параметры выделенных Q-шаров представлены в таблице VI. Как итог, в рамках выбранных моделей нельзя объяснить необычные гравитационно-волновые сигналы LIGO/Virgo.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger / B. P. Abbott, R. Abbott, T. D. Abbott [и др.] // *Physical Review Letters*. 2016. feb. Т. 116, № 6.
- [2] Constraining exotic compact stars composed of bosonic and fermionic dark matter with gravitational wave events / Stephan Wüsteb, Yannick Dengler, Jan-Erik Christian [и др.]. 2021. 10.
- [3] R. Abbott et al. GW190814: Gravitational Waves from the Coalescence of a 23 Solar Mass Black Hole with a 2.6 Solar Mass Compact Object // *The Astrophysical Journal Letters*. 2020. jun. Т. 896, № 2. С. L44.
- [4] R. Abbott et al. Observation of Gravitational Waves from Two Neutron Star–Black Hole Coalescences // *The Astrophysical Journal Letters*. 2021. jun. Т. 915, № 1. С. L5.
- [5] Bertone Gianfranco, Tait M. P. Tim. A new era in the search for dark matter // *Nature*. 2018. Т. 562, № 7725. С. 51–56.
- [6] Tsumagari Mitsuo I. *The Physics of Q-balls*. 2009.
- [7] Friedberg R., Lee T. D., Sirlin A. Class of scalar-field soliton solutions in three space dimensions // *Phys. Rev. D*. 1976. May. Т. 13. С. 2739–2761.
- [8] Рубаков, В.А. *Классические калибровочные поля*. УРСС, 1999.
- [9] Krylov E., Levin A., Rubakov V. Cosmological phase transition, baryon asymmetry and dark matter Q-balls // *Phys. Rev. D*. 2013. Т. 87, № 8. С. 083528.
- [10] Rubakov V.A., Gorbunov D.S. *Introduction To The Theory Of The Early Universe: Hot Big Bang Theory*. World Scientific Publishing Company, 2011.
- [11] Guth Alan H., Weinberg Erick J. Cosmological consequences of a first-order phase transition in the SU_5 grand unified model // *Phys. Rev. D*. 1981. Feb. Т. 23. С. 876–885.
- [12] Troitsky Sergey. Supermassive dark-matter Q-balls in galactic centers? // *JCAP*. 2016. Т. 11. С. 027.
- [13] Sakharov A. D. Maximum Temperature of Thermal Radiation // *Письма в ЖЭТФ*. 1966. Т. 3. С. 439.
- [14] Fixsen D. J. THE TEMPERATURE OF THE COSMIC MICROWAVE BACKGROUND // *The Astrophysical Journal*. 2009. Т. 707, № 2. С. 916–920. URL: <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/707/2/916>.

- [15] Planck2018 results: VI. Cosmological parameters / N. Aghanim, Y. Akrami, M. Ashdown [и др.] // *Astronomy & Astrophysics*. 2020. Т. 641. С. А6. URL: <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201833910>.
- [16] Ландау Л., Лифшиц Е. Теоретическая физика. Том 1. Механика. ЛитРес, 2022.
- [17] J. Silk, A. Di Cintio, I. Dvorkin. Galaxy formation // *Proceedings of the International School of Physics "Enrico Fermi"*. 2014. Т. 186, № New Horizons for Observational Cosmology. С. 137–187. URL: <https://doi.org/10.3254/978-1-61499-476-3-137>.
- [18] Conselice Christopher J. The Evolution of Galaxy Structure Over Cosmic Time // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. 2014. Т. 52, № 1. С. 291–337. URL: <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-astro-081913-040037>.
- [19] Bromm Volker, Yoshida Naoki. The First Galaxies // *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*. 2011. Т. 49, № 1. С. 373–407. URL: <http://dx.doi.org/10.1146/annurev-astro-081710-102608>.
- [20] Bertone G. Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches. Cambridge University Press, 2010.
- [21] Засов А.В., Постнов К.А. Общая астрофизика. Век 2, 2011.
- [22] Galactic neutron stars: I. Space and velocity distributions in the disk and in the halo / N. Sartore, E. Ripamonti, A. Treves [и др.] // *Astronomy and Astrophysics*. 2010. Т. 510. С. А23. URL: <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/200912222>.