

О ПРИРОДЕ НАБЛЮДАЕМЫХ ВО ВСЕЛЕННОЙ «ЧЁРНЫХ ДЫР»
И ДИНАМИКЕ ВСЕЛЕННОЙ
Григорян С.С.

Ս.Ս. Գրիգորյան

Տիեզերքում դիտվող “սև խոռոչների” բնույթի և Տիեզերքի դինամիկայի մասին

Ձևակերպված է դրույթ՝ որ բնական պրոցեսները նկարագրող տեսական-քանակական մոդելները չպետք է պարունակեն կենտրոնացված եզակիություններ ֆիզիկական պարամետրերի անվերջ արժեքների առկայությամբ և այդ հիմքի վրա ձևակերպված է պնդում Ա. Էյնշտեյնի ձգողականության տեսության ոչ պիտանիության մասին աստղաֆիզիկական և տիեզերական երևույթների նկարագրման համար: Կառուցված է նեյտրոնային աստղերի և “սև խոռոչների” քանակական մոդել՝ հիմնված դասական մեխանիկայի և Նյուտոնի ձգողականության տեսության, ֆոտոնների վրա ձգողականության դաշտի ուժային ազդեցության պատկերացման և տարրական մասնիկների ժամանակակից տեսության վրա: Մոդելի շրջանակներում լուծված է “մուլթ” աստղերի հավասարակշռության խնդիրը և նրանց քայքայման դինամիկան փոխազդեցությունների ժամանակ: Մտցված է ենթադրություն նեյտրոնային մատերիայի քվարկային վերածվելու “կոլլապսի” վերաբերյալ՝ խտության թռիչքաձև աճով ճնշումով հասնելով որոշ կրիտիկական մեծության, որը բերում է քվարկային միջուկով և նեյտրոնային մանտիայով սառը գոյացությունների ձևավորմանը ընդահանուր զանգվածի որոշ սահմանային (շեմային) արժեքի գերազանցման դեպքում: Ցույց է տրված, որ այդ գոյացությունները օժտված են “սև խոռոչների” ճառագայթումը պահելու հատկությամբ – նրանք հաղիսանում են Միտչել-Լապլասի դասական “մուլթ մարմինների” կոնկրետ ֆիզիկական կառուցվածք: Այդպիսի մարմինների փոխազդեցության դինամիկ խնդրի լուծման մեջ հայտնաբերվել է շատ ուժեղ տաքացված մատերիա ծնող նոսրացման հարվածային ալիքների առաջացում, որի ցրիվ գալու և սառելու ժամանակ կատարվում է ջրածնի ռեկոմբինացիա, դրանով իսկ կատարվում է փոխակերպման ցիկլիկ պրոցես ջրածնի՝ աստղերի-մուլթ մարմինների- ջրածնի ամպերի: Քննարկվում են տեսությունից բխող այլ հետևանքներ:

S. S. Grigorian

On the Nature of “Black Holes“ observable in the Universe and dynamics of the Universe

A theoretical model is constructed relating the mechanics and physics of dark neutron stars and “black holes“ identifying on the sky by observations. The model is based on classical Newton’s mechanics and his gravitation law, and the modern physics of elementary particles. As a starting point of consideration the concept is formulated stating that any mathematical construction for description of natural phenomena has to predict the quantitative values in framework of such a description with no infinite figures. In this respect the General relativity theory by A. Einstein is recognized here as a theoretical model which is not applicable to Nature description, for this model in general case leads to mathematical singularity appearance. Instead, the proposed model describes statics and dynamics of the neutron stars and “black holes“ without any mathematical singularity. The statics of these objects has an important feature: when the mass of cold star is growing a collapse of the star occurs at definite “critical“ value of that — the internal core of finite size contracts very significantly due to abrupt increase of the matter density when the neutron medium at large pressures generated by self-gravitation of the star condenses in quark medium having much more high density. This process divides the observing dark stars in two classes — consisting of neutron stars and neutron — quark stars, identifying now as “black holes“. The consideration of dynamical processes arising at collisions or close interactions of neutron and neutron — quark stars at the framework of proposed model discovers a very important phenomenon — the strong rarefaction shock wave formation in the course of dynamical interaction, generating the mighty flows of very hot neutron gas which due to intense collisions between particles generates a mixture of protons, leptons and photons in which during adiabatic cooling the process of hydrogen recombination arises, so the “initial“ hydrogen masses, generating the ordinary bright stars, at the end of their evolution with neutron and neutron — quark dark and “cold“ remnants formation during dynamical interaction of that regenerates the “secondary“ hydrogen. So, the “life“ of matter in the Universe is a cyclic transformation and regeneration of hydrogen in the course of stars formation and their death. The constructed picture of the matter’s “life“ in the Universe is in good accordance with the Mitchell — Laplace hypothesis of dark stars existence, the V. A. Hambartsumyan’s hypothesis on protostars existence, the author’s hypothesis on possibility of existence of “island“ system with very small density having the property of “black hole“, and possibility of being such a system the observable part of the Universe. The theory explains also the nature of cosmic rays, background radiation, dark matter in galaxies and the “Big bang“.

Сформулировано положение, что теоретические количественные модели, предназначенные для описания природных процессов, не должны содержать сосредоточенных особенностей с бесконечными значениями физических параметров, и на этой основе сформулировано утверждение о непригодности теории гравитации А. Эйнштейна для описания астрофизических и космологических явлений. Построена количественная модель нейтронных звезд и «чёрных дыр», основанная на классической механике и теории гравитации И. Ньютона, представлении о силовом воздействии гравитационного поля на фотоны и на современной теории элементарных частиц. В рамках модели решена задача о равновесии «тёмных» звезд и динамике их разрушения при взаимодействиях. Введено предположение о «коллапсе» нейтронной материи в кварковую со скачкообразным ростом плотности при достижении давлением некоторой критической величины, приводящем к формированию холодных образований с кварковым ядром и нейтронной мантией при общей массе, превышающей некоторое «пороговое» значение. Показано, что эти образования обладают свойством «чёрных дыр» удерживать излучение – они являются конкретным физическим построением для классических «тёмных тел» Митчелла – Лапласа. В решении динамической задачи о взаимодействии таких тел выявлено возникновение ударных волн разрежения, порождающих очень сильно нагретую материю, при разлёте и охлаждении которой происходит рекомбинация водорода, тем самым осуществляется циклический процесс преобразования водорода в звезды – тёмные тела – облака из водорода. Обсуждаются другие следствия теории.

В 1916 году Альберт Эйнштейн опубликовал свою теорию гравитации – т.н. общую теорию относительности (ОТО), имевшую целью устранить небольшие количественные отклонения предсказаний теории гравитации Исаака Ньютона от фактов, регистрируемые в астрономических наблюдениях. Основной «физический» эффект, содержащийся в ОТО, состоит в том, что присутствие в пространстве материи (массы) приводит к искривлению континуума пространство–время, к изменению его метрики, причём это происходит не только в местах, где располагается материя, но и вне этих мест – в пустоте. Этот эффект значительно усиливается при приближении к областям, где имеется материя.

Одно из первых точных решений задач для математической модели ОТО – простейшей стационарной центрально-симметричной задачи о метрике пространства–времени вокруг сосредоточенной конечной массы, построенное Карлом Шварцшильдом в том же 1916 году, показало, что модель ОТО вместо того, чтобы устранить «малые» несоответствия теории Ньютона данным наблюдений, приводит к весьма существенным и неожиданным качественным и количественным эффектам вокруг «точечной» массы – порождает сложную математическую особенность («сингулярность») в точке и определяет «гравитационный радиус» R_g – расстояние от центра симметрии в задаче, на котором имеется другая особенность, в частности, невозможность выхода фотонов за пределы сферы с этим радиусом. Внутри этой сферы, кроме того, кардинально меняется метрика пространства–времени и возникают странные проблемы причинно-следственного характера. Построенные позднее различные другие точные решения уравнений ОТО («космологические» решения Александра Фридмана, обобщения решения Шварцшильда на случаи вращающейся массы (точечной!), наличия магнитного поля и др.) – все без исключения также содержат математические сингулярности. Впоследствии Стивеном Хокингом была доказана теорема, устанавливающая, что эволюция решения математической задачи для модели ОТО при весьма общих и мало ограничительных предположениях об исходных данных приводит к возникновению в решении сингулярностей!

С моей точки зрения, этого всего было достаточно, чтобы сделать простой вывод о непригодности модели ОТО для описания гравитационных процессов в природе, ибо в математических построениях, претендующих на описание любых естественных явлений, не должно быть особенностей (сингулярностей) с бесконечными значениями физических величин. Однако такой вывод почему-то в науке сделан не был. Более того, решения А.А.Фридмана, содержащие «вселенские» сингулярности, с привлечением некоторых наблюдательных фактов (закона «разбегания» галактик Э. Хаббла, факта существования «реликтового» излучения) были «канонизированы» и стали основой современной космологии...

Важно отметить ещё одну теоретическую работу – американских физиков Роберта Оппенгеймера и Георгия Волкова [1], в которой изучался аналог задачи Шварцшильда, но для массы, распределённой в конечном объёме. В этой работе при использовании уравнений ОТО и конкретного уравнения состояния вида $p = f(\rho)$ (p и ρ – давление и плотность) для распределённой массы было установлено, что равновесное решение задачи без особенностей существует только для значений суммарной массы m , не превышающих некоторую конечную величину m_* . Удивительный результат, всецело определяемый сильнейшей нелинейностью уравнений ОТО. Можно показать, что этот результат не зависит от деталей уравнения состояния (от вида функции f , при определённых естественных ограничениях на поведение f при больших p). Вывод авторами работы [1] был сделан такой: поскольку при $m > m_*$ равновесной конфигурации без сингулярностей не существует, в реальности происходит «коллапс» с собиранием всей массы в точку, т.е. осуществляется решение Шварцшильда. И даже была выполнена работа [2], в которой количественно описывалась динамика такого коллапса. Правда, при этом было принято, что давлением материи можно пренебречь, что, конечно, недопустимо, поэтому эта работа в принципе неудовлетворительна, даже в рамках ОТО. Курьёзность ситуации ещё и в том, что при $m < m_*$ одна и та же задача имеет два решения, и существенно разных: решение Оппенгеймера и Волкова без сингулярностей и решение Шварцшильда, имеющее сингулярность. Какое из них предпочесть? Такой вопрос ни у кого из лиц, занимавшихся этой проблематикой, даже не возникал.

Начиная с 1971 г., когда в космос была выведена аппаратура для регистрации источников рентгеновского излучения «на небе» (американский спутник «Ухуру»), было обнаружено множество (уже много сотен в наше время) таких источников – в составе двойных звёздных систем с одной видимой (оптической) и одной невидимой компонентами, а также в активных ядрах галактик. Анализ рентгеновских сигналов от таких объектов, возникающих, по существующим представлениям, при ускоряющемся натекании (аккреции) массы на гравитирующий невидимый объект из его окрестностей, и теоретические рассуждения о возможной их физической природе привели к заключению, что невидимые компоненты двойных систем с массой, меньшей трёх солнечных, – это нейтронные звёзды (компактные образования из «спрессованных» гравитацией нейтронов, формирующиеся на последних стадиях эволюции достаточно массивных светящихся звёзд), а объекты с большими массами, включая и тёмные объекты с массами порядка $10^6 - 10^{10}$ солнечных масс в активных ядрах галактик, – это сингулярные объекты ОТО, т.н. «чёрные дыры» (наименование связано с тем, что, как выше отмечалось, свет из центральной области решения Шварцшильда не может «вырваться» наружу). В качестве доказательства приводятся два факта: 1) по особым характеристикам рентгеновского излучения (его периодичности и т.п.) делается вывод, что маломассивные объекты имеют твёрдую внешнюю поверхность, на которую натекает газ, «высасываемый» гравитацией этого объекта из оптической компоненты, поэтому делается заключение, что это – нейтронные звёзды; 2) отсутствие таких характеристик у рентгеновского излучения – это свидетельство отсутствия у тёмного объекта твёрдой поверхности, и, значит, этот объект есть сколлапсировавшая материя, собранная в точку, это – сингулярность ОТО. Разделяющая эти две разновидности объектов величина массы по порядку величины согласуется с результатом работы Оппенгеймера и Волкова (уточнённым позднее), целиком обязанного своим существованием модели ОТО, и из этого делается вывод о торжестве ОТО в интерпретации феномена «чёрных дыр».

Таково современное положение дел в этой области астрофизики.

Однако приведённые выше выводы некорректны, просто потому, что они основаны на ОТО с её физически недопустимыми сингулярностями, и они – не единственно «возможная» интерпретация наблюдательных данных. Мной предлагается другая их интерпретация, минимально «нагруженная» недоказуемыми допущениями типа ОТО. Предлагаемая модель состоит в принятии простейшей теории гравитации – закона всемирного тяготения Ньютона и предположения о том, что фотоны также испытывают воздействие этого тяготения (как и «массовая» материя). Это допущение основано на зарегистрированном прямыми наблюдениями во время полного солнечного затмения факте искривления световых лучей в гравитационном поле Солнца, интерпретированном блестящим астрономом сэром Артуром Эддингтоном (правда, на базе ОТО).

Предположения этой модели были сделаны впервые очень давно – Джоном Митчеллом в 1783 г. и, несколько позднее, Пьером Симоном Лапласом, в 1798 г. Из них следует существование гравитационного радиуса, определяемого простой формулой

$$R_g = 2Gm / c^2, \quad (1)$$

где G – гравитационная постоянная Ньютона, m – масса гравитирующего тела, c – скорость света. Удивительным является совпадение выражения (1) для R_g у Митчелла – Лапласа и в решении Шварцшильда, несмотря на существенно разные, физически и математически, исходные положения в двух теоретических подходах.

Приняв отмеченные два допущения, можно решить задачу Оппенгеймера – Волкова для любого уравнения состояния типа $p = f(\rho)$ и убедиться в том, что в этой модели нет эффекта несуществования решения задачи при «больших» величинах суммарной массы объекта m . В частности, при простейшем виде уравнения состояния $\rho = \text{const} = \rho_*$, что является хорошим приближением в статических задачах рассматриваемого типа (но не в динамических – см. ниже), решение получается в явном виде в элементарных функциях. Если в этом решении в качестве ρ_* принять плотность нейтронного вещества ($\rho_* = \rho_n \approx 10^{14}$ г/см³), то получается, что радиус R_b такого тела при его массе $m < m_*$ оказывается больше гравитационного (по Митчеллу – Лапласу)

$$R_b = \sqrt[3]{\frac{3m}{4\pi\rho_*}} > \frac{2Gm}{c^2} = R_g, \quad m < m_*. \quad (2)$$

В области $m > m_*$ верно обратное неравенство, т.е. такое тело есть «тёмная звезда» Митчелла–Лапласа. Когда $R_b = R_g$, $\rho_* = \rho_{**}$, и для ρ_{**} получается формула

$$\rho_{**} = \frac{3}{4\pi} \left(\frac{c^2}{2G} \right)^3 \frac{1}{m^2} = 2 \cdot 10^{16} \left(\frac{m_s}{m} \right)^2 \text{ (г/см}^3\text{)}, \quad (3)$$

где m_s – масса Солнца. Отсюда видно, что при $\rho_{**} = \rho_n \approx 10^{14}$ г/см³ получается $m = m_* \approx 14m_s$. Таким образом, в области $m < 14m_s$ рентгеновские источники должны бы быть нейтронными звёздами, в то время как признаками таковых обладают лишь объекты с $m < 2m_s \div 3m_s$.

Моё объяснение этого факта состоит в следующем. Известно в современной физике элементарных частиц, что нейтроны (и протоны) состоят из «более элементарных» частиц – кварков, которые, как и нейтроны, являются фермионами [3]

и «газ» из них описывается уравнением состояния «холодного» вида $p = f(\rho)$ (конечно, с другой функцией f , чем у нейтронного «газа»). Понятно, что при сжатии гравитационными силами достаточно большой массы m произойдёт «коллапс» нейтронного «газа» – при определённом пороговом значении давления p_* произойдёт скачкообразное сжатие почти всего нейтронного вещества с возрастанием плотности от $\rho_* = \rho_n$ до плотности кваркового вещества $\rho_* = \rho_q$. А дальнейший рост давления будет сжимать уже кварковое вещество. Для объекта заданной массы его радиус R_{bq} в «кварковом» состоянии будет значительно меньше радиуса в «нейтронном» состоянии, $R_{bq} \ll R_{bn}$, поскольку $\rho_q \gg \rho_n$. А это означает, что при $\rho = \rho_* = \rho_n$ с ростом массы m достигнется такое его значение, при котором резко возрастёт плотность и уменьшится радиус тела – произойдёт кварковый коллапс. При этом гравитационный радиус этого тела R_g не изменится (R_g линейно зависит от m , но не зависит от ρ). Таким образом, произойдёт скачкообразное падение R_b от значения $R_{bn} > R_g$ до значения $R_{bq} \ll R_g$, т.е. тело из состояния «нормальной» нейтронной звезды скачком превратится в невидимую звезду Митчелла–Лапласа. Детальное исследование этой проблемы, приведённое ниже, обнаруживает удивительные особенности решения, имеющие очень важное значение в качественном и количественном отношениях.

Итак, принимаем уравнения состояния для нейтронного и кваркового веществ в простейшем виде

$$\rho = \begin{cases} \rho_n, & p \leq p_* \\ \rho_q, & p > p_* \end{cases}, \quad (4)$$

где, как отмечалось, p_* – «пороговое» значение давления, при котором нейтронное вещество скачком переходит в сильно уплотнённое кварковое. Конечно, представление (4) является идеализацией, ибо и при $p < p_*$ будет какая-то зависимость $\rho_n = \rho_n(p)$, но с малым изменением ρ_n при росте p , а при $p > p_*$ будет $\rho = \rho_q(p)$ с еще меньшей сжимаемостью кваркового вещества. Но эти малые эффекты не изменят основных свойств решаемой задачи, для которой представление (4) вполне приемлемо. Уравнение равновесия в радиально-симметричной задаче для вещества при ньютоновом законе тяготения имеет вид

$$\frac{dp}{dr} = -\frac{G\rho(r)}{r^2}M(r), \quad M(r) = 4\pi \int_0^r \rho(\xi)\xi^2 d\xi, \quad (5)$$

где r – радиальная координата, отсчитываемая от центра системы, $\rho(r)$ – значение плотности на этом расстоянии, $M(r)$ – суммарная масса вещества внутри сферы радиуса r . Для представления (4) имеем из (5) (если всюду $\rho = \rho_n$)

$$p = p(0) - \frac{2\pi}{3} G\rho_n^2 r^2, \quad (6)$$

и, принимая $p(R) = 0$, R – внешний радиус тела (в действительности, $p(R) = p_0 > 0$, где p_0 – давление, при котором любое вещество сжимается до нейтронного состояния, однако, как будет ясно из дальнейшего, p_0 намного меньше интересующих нас давлений, близких к значению p_* , при котором происходит «смятие» нейтронной массы в кварковую), получаем

$$p(0) = \frac{2\pi}{3} G \rho_n^2 R^2. \quad (7)$$

Это – максимальное давление в недрах тела и именно оно будет достигать значения p_* при $R = R_*$ и массе M_* , поэтому

$$R_* = \left(\frac{3}{2\pi} \frac{p_*}{G \rho_n^2} \right)^{1/2}, \quad M_* = \frac{4\pi}{3} \rho_n R_*^3. \quad (8)$$

Дальнейшие изменения состояния тела будут характеризоваться образованием вокруг его центра однородного ядра из кваркового вещества с радиусом r_* и плотностью ρ_q и «мантии» из нейтронного вещества, заполняющей сферический слой в интервале $r_* \leq r \leq R$. При этом для $M(r)$ получается формула

$$M(r) = \begin{cases} \frac{4\pi}{3} \rho_q r^3, & 0 \leq r \leq r_*, \\ \frac{4\pi}{3} \rho_q r_*^3 + \frac{4\pi}{3} \rho_n (r^3 - r_*^3), & r_* \leq r \leq R, \end{cases} \quad (9)$$

а для распределения давлений – формула

$$p = \begin{cases} p_* + \frac{2\pi}{3} G \rho_q^2 (r_*^2 - r^2), & 0 \leq r \leq r_*, \\ p_* + \frac{2\pi}{3} \rho_n^2 \left[r_*^2 - r^2 - 2 \left(\frac{\rho_q}{\rho_n} - 1 \right) r_*^3 \left(\frac{1}{r_*} - \frac{1}{r} \right) \right], & r_* \leq r \leq R, \end{cases} \quad (10)$$

Давление p на границе ядра и мантии непрерывно и равно p_* .

При $r = R$ из (9) получаем

$$\frac{M}{M_*} \equiv X = (1 + \nu u^3) Y^3, \quad (11)$$

а из (10) при $r = R$ и $p(R) = 0$ – соотношение

$$\frac{R}{R_*} \equiv Y = [1 + (2\nu - 1)u^2 - 2\nu u^3]^{-1/2}. \quad (12)$$

Здесь приняты обозначения

$$\nu = \frac{\rho_q}{\rho_n} - 1, \quad u = \frac{r_*}{R}. \quad (13)$$

Соотношения (11), (12) задают в параметрическом виде зависимость $Y = Y(X, \nu)$, которая, естественно, переходит в

$Y = X^{1/3} \left(Y(u, 0) = (1 - u^2)^{-1/2}, X(u, 0) = Y^3 = (1 - u^2)^{-3/2} \right)$ для однородной (без скачка плотности) среды.

Асимптотика зависимостей (11), (12) при $u \rightarrow 0, X \rightarrow Y \rightarrow 1$ имеет вид

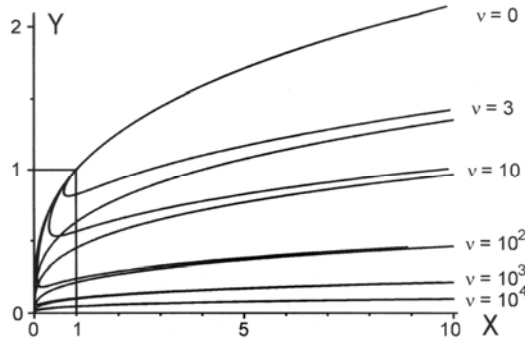
$$Y = 1 - \frac{1}{2} \left[(2\nu - 1)u^2 - 2\nu u^3 \right] + o(u^4) = 1 - \left(\nu - \frac{1}{2} \right) u^2 + \nu u^3 + \dots, \quad (14)$$

$$X = \left[1 - \frac{3}{2} \left[(2\nu - 1)u^2 - 2\nu u^3 \right] + o(u^4) \right] (1 + \nu u^3) = 1 - 3 \left(\nu - \frac{1}{2} \right) u^2 + 4\nu u^3 + \dots, \quad (15)$$

Из этих представлений следует, что для $0 \leq \nu < 1/2$ с ростом u от нуля X и Y растут от их значений 1 при $u = 0$, причём кривые $Y = Y(X, \nu)$ в точке $X = Y = 1$ имеют общую касательную с предельной при $\nu = 0$ кривой $Y = X^{1/3}$. В области $1/2 < \nu < \infty$ весь пучок этих кривых имеет такое же касание. При $\nu = 1/2$ асимптотика имеет вид $X = 1 + 2u^3 + \dots, Y = 1 + \frac{1}{2}u^3$, то есть эта единственная кривая пучка отходит от точки $X = Y = 1$ под конечным углом к кривой $Y = X^{1/3}$. При $u \rightarrow 1$ получается асимптотика

$$Y \rightarrow \left[2(1 + \nu)(1 - u) \right]^{-1/2} \rightarrow \infty, X \rightarrow (1 + \nu)Y^3 \rightarrow \infty, \text{ т.е. } Y = \left(\frac{X}{1 + \nu} \right)^{1/3},$$

что при $\nu = 0$ совпадает с $Y = X^{1/3}$, а при $\nu \rightarrow \infty$ $Y \rightarrow \left(\frac{\rho_n}{\rho_q} X \right)^{1/3}$.



Фиг.1

Картина распределения семейства кривых $Y = Y(X, \nu)$ в показана на фиг. 1. Удивительным фактом является то, что при $\nu > 1/2$ росту радиуса r_* кваркового ядра (росту u) соответствует не только уменьшение Y , т.е. общего радиуса тела R , но и уменьшение X , т.е. массы тела! Таким образом, зависимость $Y = X^{1/3}$ чисто нейтронного тела с переходом к нейтронно-кварковому образованию с ростом u сначала совершает «попятное» движение в область $X < 1$ и лишь затем выходит на монотонную ветвь с приведённой выше асимптотикой. Всё это означает некую

неустойчивость построенного статического решения в области $0 < X \leq 1$: сечение прямой $X = \text{const} < 1$ с кривыми семейства определяет три точки – одну на $Y = X^{1/3} < 1$ (чисто нейтронная конструкция) и две на ветви $Y = Y(X, \nu)$, которая при некотором $X_* = X_*(\nu) < 1$ имеет вертикальную касательную. А это означает, что достаточно интенсивное динамическое воздействие на чисто нейтронную звезду в диапазоне $X_*(\nu) \leq X < 1$ может привести к образованию кваркового ядра конечных размеров, сопровождающемуся резким (скачкообразным) уменьшением общего размера тела R , причём такой скачок может произойти в две возможные точки – одну на ветви, идущей от точки $X = Y = 1$ до точки $X = X_*(\nu)$, другую – на нижней ветви, идущей от точки $X = X_*(\nu)$ вниз и затем, пройдя точку $X = X_{**}(\nu)$, где касательная к кривой $Y = Y(X, \nu)$ горизонтальна, вверх к асимптотике $Y = \left(\frac{X}{1+\nu}\right)^{1/3}$ при $X \rightarrow \infty$. Скачкообразный переход в первую из

этих точек следует считать нереализуемым, ибо из него дальнейший рост ядра (параметра u) соответствует уменьшению общей массы (уменьшается X). Для второй точки такой переход вполне реален, ибо квазистатический рост ядра из этого состояния определяется ростом общей массы системы (например, за счёт её плавного нарастания в процессе спокойной аккреции вещества извне). Принципиально важно, что при таких скачках радиус тела может стать меньше гравитационного радиуса Митчелла–Лапласа, и световые сигналы из окрестностей возникшей скачком нейтронно-кварковой конструкции будут не в состоянии выйти за пределы этого радиуса, то есть конструкция будет представлять из себя «чёрную дыру»!

Скачкообразное уменьшение Y из точки $X = Y = 1$ при постоянном $X = 1$ будет происходить обязательно, ибо точка $X = Y = 1$ выделена тем, что в центре нейтронного тела давление уже достигло значения P_* – давления перехода нейтронной материи в кварковую, поэтому для возникновения скачка не требуется сильных (конечной интенсивности) воздействий – для этого будет достаточно малых динамических воздействий. Таким образом, после достижения системой состояния $X = Y = 1$ ($M = M_*(p_*)$, $R = R_*(p_*)$) существование чисто нейтронных звёзд становится невозможным, и дальнейший, даже очень малый, прирост массы скачком переводит систему в нейтронно-кварковую звезду с кварковым ядром конечного (не малого) радиуса (именно этот случай отмечен выше, в общей части статьи). При этом радиус такого образования может быть и больше гравитационного радиуса для общей массы конструкции, тогда по всем признакам наблюдательных данных она будет классифицироваться как «нейтронная» звезда. Понятно, что это будет в случае небольших значений ν , т.е. небольшого превышения плотностью кваркового вещества плотности нейтронного. Но поскольку реальные оценки, основанные на современной теории элементарных частиц [3], дают для ν величину в несколько (много) десятичных порядков, то, как будет показано ниже, скачок из точки $X = Y = 1$ даёт величину $Y = Y_C$, существенно меньшую величины $Y_g = R_g/R_*$.

А из этого следует, что именно величина массы $M = M_*$ ограничивает сверху диапазон значений масс нейтронных звёзд. Для всех значений $M > M_*$ нейтронно-кварковая конструкция будет «чёрной дырой» («нормальным» небесным телом без

сингулярностей), ибо для них будет соблюдаться условие $R = R_C = R_* Y_C < R_* Y_g(1) = R_g(M_*)$.

Факт двузначности функции $Y = Y(X, \nu)$ при $\nu > 1/2$ ($\rho_q / \rho_n > 3/2$) в области $X < 1$ и вытекающая из него необходимость введения скачкообразного сокращения радиуса нейтронной звезды при значении её массы $M = M_*(p_*)$ мной был установлен и осознан по физическому содержанию 7 июля 2006 года – в день юбилея 70-летия академика Ю.С. Осипова – президента Российской академии наук, и на юбилейном приёме 10 июля я ему сказал, что делаю юбилейный подарок – посвящая это научное открытие ему, академику Ю.С. Осипову, президенту РАН. Он подарок принял, и здесь я хочу это событие «обнародовать».

Определим теперь, при каких значениях параметров задачи (p_* , ν и т.п.) будет соблюдаться условие $Y_C(\nu) < Y_g$. Из формулы (1) и формул (8) для M_* , R_* следует, что

$$Y_g = \frac{R_g}{R_*} = \frac{2GM_*}{c^2 R_*} = 4 \frac{p_*}{\rho_n c^2}. \quad (16)$$

Легко показать, что асимптотика величины $Y_C = Y(X=1, \nu)$ при $\nu \ll 1$ есть $Y_C = \nu^{-1/3} + \dots$, и, таким образом, условие $Y_g > Y_C$ представляется при $\nu \ll 1$ в виде

$$\nu^{-1/3} < 4 \frac{p_*}{\rho_n c^2}. \quad (17)$$

Из данных наблюдений для нейтронных звёзд и «чёрных дыр» известно, что при критической массе $M = M_* = 3M_s$ будет $R_g < R_*$, т.е. $Y_g < 1$. Действительно, при $R = R_g$ плотность тела выражается простой формулой (3), и чтобы было $\rho = \rho_n \approx 10^{14}$ г/см³, должно быть $M \approx 10M_s$, что втрое больше M_* , т.е. при $M = M_* = 3M_s$ будет $R = R_* > R_g$. Таким образом, окончательно при $\nu \ll 1$ получаем ограничения на p_*

$$\nu^{-1/3} < 4 \frac{p_*}{\rho_n c^2} < 1 \quad \text{или} \quad \frac{\rho_n c^2}{4\nu^{1/3}} < p_* < \frac{\rho_n c^2}{4}. \quad (18)$$

Полагая $\rho_n = 10^{14}$ г/см³ = 10^{16} кгсек²/м⁴, при $c^2 = 9 \cdot 10^{16}$ м²/сек², получаем оценку $\frac{\rho_n c^2}{4} \approx 2.5 \cdot 10^{28}$ кг/см². При $\nu = 10^3$ имеем $\frac{\rho_n c^2}{4\nu^{1/3}} \approx 2.5 \cdot 10^{27}$ кг/см², а при

$\nu = 10^6$ $\frac{\rho_n c^2}{4\nu^{1/3}} \approx 2.5 \cdot 10^{26}$ кг/см². Таким образом, для p_* получились оценки

$2.5 \cdot 10^{26} \div 2.5 \cdot 10^{27}$ кг/см² < p_* < $2.5 \cdot 10^{28}$ кг/см², ибо оценки $10^3 \leq \nu \leq 10^6$ для $\nu = \rho_q / \rho_n - 1$ представляются разумными [3]. Полученные числа позволяют оценить характерную величину давления перехода нейтронного вещества в кварковое. Здесь мы имеем замечательную ситуацию: «измерение» p_*

осуществляется построенной рациональной моделью макрокосмических объектов очень больших масс и сведениями из современной теории элементарных частиц, а имея оценку p_* из других данных о макрокосмических событиях рассматриваемого масштаба (например, о динамических процессах), можно по полученным здесь соотношениям оценить характеристику микромира $\rho_q = (1 + v)\rho_n$, что другими средствами, по-видимому, и невозможно сделать. В этом отношении мир нейтронных звёзд и «чёрных дыр» – это лаборатория для исследований по физике элементарных частиц в условиях очень больших, конечно, недостижимых в земных условиях, давлений и плотностей материи.

Подводя итог изложенному выше, можно заключить, что регистрируемое изменение характеристик рентгеновского излучения, исходящего от тёмных объектов (нейтронных звёзд и «чёрных дыр»), в области значений масс $M \square 3M_s$, связано не с эффектами ОТО, а со скачкообразной перестройкой нейтронной звезды в намного более компактное образование – не имеющую никаких сингулярностей нейтронно-кварковую звезду, приобретающую основную характеристику «чёрной дыры» – способность «запирать» фотоны в её окрестности, ограниченной классической гравитационным радиусом Митчелла–Лапласа. Таким образом, построенная модель является подтверждающей гипотезу Митчелла–Лапласа теорией, опирающейся вовсе не на ОТО с её физически неприемлемыми математическими сингулярностями, а на классическую механику, закон тяготения Ньютона и представления современной физики элементарных частиц.

В обширной литературе, посвящённой выявлению физического механизма возникновения интенсивного рентгеновского излучения невидимыми (тёмными) нейтронными звёздами и «чёрными дырами», построены количественные модели аккреции газа на эти объекты, т.е. перетекания газа из близко расположенных обычных (светящихся) звёзд к невидимым. Мной разработана простая математическая модель и этого явления, также в рамках классической механики и физики, свободная от существенного произвольного допущения о влиянии турбулентности на процесс аккреции, имеющегося во всех работах по аккреции. Однако здесь эта теория представлена не будет – она составит содержание другой работы.

Для завершения исследования вопроса о финальных стадиях эволюции звёзд нужно рассмотреть динамические задачи для нейтронных и нейтронно-кварковых звёзд, что и сделано ниже.

Уравнение состояния вида $p = f(\rho)$ характеризует сплошную среду с разделяющейся внутренней энергией. Для такой среды термодинамическая модель имеет вид

$$e(v, s) = e_1(v) + e_2(s), \quad p = f(v) = -\frac{de_1}{dv} > 0, \quad (19)$$

$$s = s(T) = \int \frac{c_v(T)}{T} dT, \quad e_2 = e_2(T), \quad c_v = \frac{de_2}{dT} = c_v(T),$$

где e – внутренняя энергия, s – энтропия, T – абсолютная температура, $v = 1/\rho$ – удельный объём [4]. Рассматриваемая нейтронно-кварковая среда есть частный случай среды (19), у которой $p = f(v)$ имеет вид, изображенный на фиг. 2А.

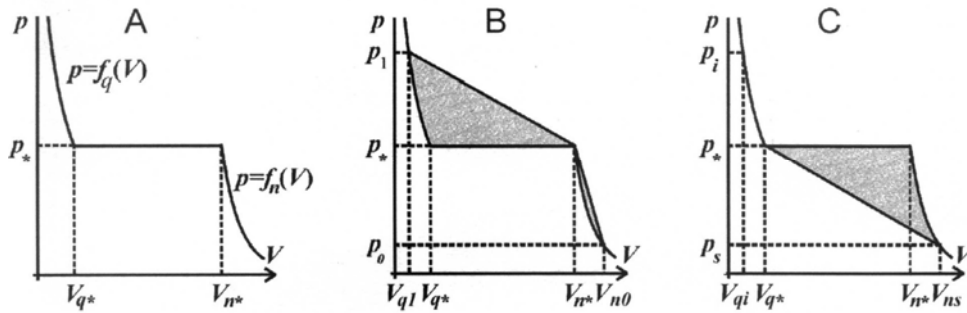
Для такой среды рассмотрим задачи об «ударном» нагружении и «ударном» разгрузении, когда к поверхности среды скачкообразно прикладывается высокое давление или, наоборот, – начальное высокое давление в среде скачкообразно снимается на её поверхности. Эти задачи автомодельны и допускают точные решения. Не приводя здесь деталей построения (очень простых) этих решений и

результатирующих их явных формульных описаний, представим интересующие нас здесь результаты графически на фиг. 2B и фиг. 2C, соответственно.

Приложение к поверхности полупространства из нейтронного вещества, находящегося под давлением p_0 , давления p_1 , превышающего «критическое» давление p_* , порождает автомодельное решение с бегущими вглубь полупространства двумя ударными волнами – в одной происходит скачок из точки v_0, p_0 в точку $v_n(p_*)$, p_* (быстрая волна), в другой – скачок из точки $v_n(p_*)$, p_* в точку $v_q(p_1)$, p_1 . Это – единственное построение, удовлетворяющее второму закону термодинамики. По этому решению, в среде происходит нагрев, мера которого показана в виде затемнённых областей на фиг. 2B (нагрев происходит в два этапа на фронтах двух ударных волн). Величина нагрева (рост температуры в скачках) определяется соотношениями:

$$e_2(T_*) - e_2(T_0) = \text{величине затемнённой площади для первого скачка,}$$

$$e_2(T_1) - e_2(T_*) = \text{величине затемнённой площади для второго скачка.}$$



Фиг. 2

Снятие начального давления p_i , имеющегося в кварковом полупространстве, за счёт скачкообразного понижения давления на его поверхности до давления $p_s < p_*$ приводит к картине, изображенной на фиг. 2C: по среде распространяется непрерывная волна разрежения из точки $v_q(p_i)$, p_i до точки $v_q(p_*)$, p_* – это тоже быстрая волна, за ней следует скачок разрежения из точки $v_q(p_*)$, p_* до точки $v_n(p_s)$, p_s . Этот скачок удовлетворяет требованию второго закона термодинамики о росте энтропии S и температуры T на скачке, и нагрев на скачке определяется соотношением

$$e_2(T_s) - e_2(T_i) = \text{площади затемнённой области на фиг. 2C.}$$

Величины нагревов и в случае ударного нагружения, и в случае ударного разгружения нейтронно-кварковой среды весьма велики, и их легко оценить по построенным решениям. Действительно, из-за того, что кривые $v_q = v_q(p)$ и $v_n = v_n(p)$ пологи к оси давлений, их просто можно заменить прямыми линиями

$v_q = \text{const}$, $v_n = \text{const}$, и тогда затемнённая площадь F_c для второй (главной) ударной волны на фиг. 2B будет равна

$$F_c = 0.5(p_1 - p_*) [v_n(p_*) - v_q(p_*)] = 0.5(p_1 - p_*)(v_n - v_q), \quad (20)$$

а для фиг. 2C затемнённая площадь F_r будет равна

$$F_r = 0.5(p_* - p_s) [v_n(p_*) - v_q(p_*)] = 0.5(p_* - p_s)(v_n - v_q), \quad (21)$$

Особый интерес представляет величина нагрева в скачке разрежения, определяемая по (21) при $p_s = 0$ и $v_q \ll v_n$:

$$e_2(T_s) - e_2(T_i) \approx 0.5 p_* v_n = 0.5 \frac{P_*}{\rho_n}, \quad (22)$$

и если для оценок принять $c_{vn}(T) = \text{const} = c_{vn}$, $c_{vq}(T) = \text{const} = c_{vq}$, из (22) получится

$$c_{vn} T_s - c_{vq} T_i \approx c_{vn} T_s = 0.5 \frac{P_*}{\rho_n}, \quad T_s = 0.5 \frac{P_*}{\rho_n c_{vn}}, \quad (23)$$

Однако, поскольку мало что известно о теплоёмкостях нейтронного и кваркового веществ c_{vn} и c_{vq} , формула (23) не позволяет сделать оценку нагрева в величинах абсолютных температур.

Правая часть (22), определяющая рост тепловой составляющей внутренней энергии среды, при оценках p_* и ρ_n , приведенных выше, составляет $0.5 \cdot 2.5 \cdot 10^{27} \text{ кГ/см}^2 \cdot 10^{14} \text{ г/см}^3 \approx 10^{27} \text{ кГ/см}^2 \cdot 10^{-16} \text{ м}^4/\text{кГсек}^2 = 10^{15} \text{ м}^2/\text{сек}^2$ при средней оценке для p_* . Для крайних оценок p_* результат будет отличаться на один порядок в каждую сторону, т.е. $10^{14} \text{ м}^2/\text{сек}^2 \leq 0.5 \frac{P_*}{\rho_n} \leq 10^{16} \text{ м}^2/\text{сек}^2$. Эти величины составляют

от $10^{-3} c^2$ до $0.1 c^2$, где $c^2 \approx 10^{17} \text{ м}^2/\text{сек}^2$ – квадрат скорости света. Таким образом, в скачке разрежения получается «чудовищный» нагрев нейтронной среды, который эту холодную при её образовании материю превращает в очень сильно нагретый, уже разреженный нейтронный газ, разлетающийся в пустоту; у реальных нейтронно-кварковых звёзд из-за трёхмерности процесса – со значительным дальнейшим адиабатическим расширением и охлаждением. В результате этого нейтроны «разваливаются» на протоны, электроны и множество других лептонов и фотонов, и при достижении в разлетающемся облаке температуры рекомбинации водорода последний будет массово синтезироваться!

Таким образом, описанный динамический процесс ставит точку в конце эволюции звёзд (из водорода), когда их холодные нейтронно-кварковые «останки» при столкновениях полностью разрушаются и очень энергично разлетаются в сильно нагретом состоянии (за счёт накопленной в них до динамического разрушения «холодной» внутренней энергии, «взятой» из собственного гравитационного поля «умершей» звезды) и на определённой стадии адиабатического охлаждения «приготовленной» таким образом плотной газовой среды вновь превращаются в исходное вещество – газообразный водород и смесь лептонов и фотонов.

Интенсивность нагрева холодного нейтронно-кваркового вещества в случае столкновения двух объектов из подобной материи и, следовательно, энергетика последующего его разлёта в ударных волнах разрежения и адиабатического охлаждения с образованием водорода будет весьма высокой, если скорость

«лобового» столкновения нейтронно-кварковых останков звёзд будет достаточно велика. В этом случае нагрев будет двухступенчатым (если пренебречь «слабым» нагревом в предвестниковой быстрой ударной волне) и определяться величинами затемнённых областей на фиг. 2B и фиг. 2C (конечно, детали «газодинамических» расчётов будут уже не столь простыми, как в рассмотренных выше двух простейших задачах, но для оценок результирующей интенсивности нагрева можно нагревы на фиг. 2B и фиг. 2C сложить, связав предварительно расчётом величину результирующего максимального давления соударения p_i (фиг. 2C) со скоростью V_0 столкновения рассматриваемых тел, что с помощью описанных выше автомодельных решений делается очень просто – с явными формулами. Эти формулы таковы (при $\rho = \rho_n(p)$ и $\rho = \rho_q(p)$ для нейтронной и кварковой материй, соответственно)

$$p_i = \frac{\rho_0 v_0^2}{1 - \rho_0 / \rho_{ni}} \leq p_*, \quad v_0 \leq v_{0*} = \sqrt{\frac{p_*}{\rho_0} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{n*}}\right)}, \quad (24)$$

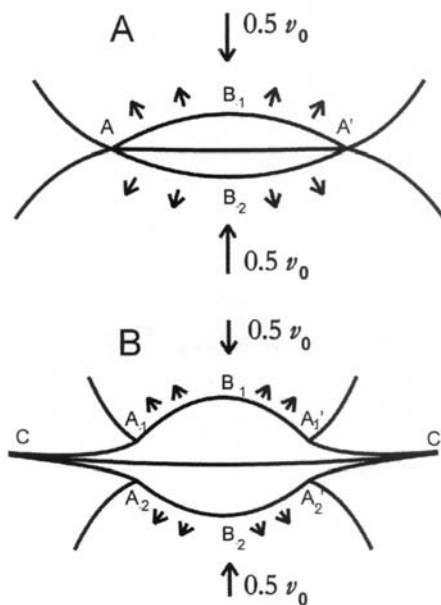
$$\rho_0 = \rho_n(0), \quad \rho_{n*} = \rho_n(p_*);$$

$$p_i = p_* + \frac{\rho_{n*}}{1 - \frac{\rho_{n*}}{\rho_q(p_i)}} (v_0 - v_{0*})^2 \leq p_{i*}, \quad v_{0*} < v_0 \leq v_{0**}, \quad (25)$$

$$v_{0**} = v_{0*} \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{q**}}\right) / \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{n*}}\right), \quad \rho_{q**} = \rho_q(p_{i*}), \quad (26)$$

где v_{0**}, p_{i*} – значения v_0 и p_i , соответствующие условиям, когда скорости предвестниковой и основной ударных волн сравниваются (исчезает двухволновая конфигурация);

$$p_i = \frac{\rho_0 v_0^2}{1 - \rho_0 / \rho_{qi}}, \quad v_0 \geq v_{0**}, \quad \rho_{qi} = \rho_q(p_i). \quad (27)$$



Фиг. 3

По этим формулам можно определить давление p_i на пятне контакта двух соударяющихся выпуклых тел на самых ранних стадиях соударения, когда образующиеся в них ударные волны представляют собой очень пологие поверхности и присоединены к границе пятна контакта (фиг. 3A; AA' – проекция пятна контакта, AB_1A' , AB_2A' – проекции ударных волн на плоскость фигуры). С течением времени наступает момент, когда эти поверхности отрываются от границы пятна контакта, и образуется кольцевая быстро

расширяющаяся свободная поверхность (с нулевым давлением на ней), через которую сжатое ударными волнами вещество разлетается в виде тонкой дискообразной струи с огромными скоростями (фиг. 3B; A_1CA_2 , $A_1'C_1A_2'$ – проекция струи). Такая задача о начальной стадии динамики лобового соударения выпуклых тел из обычных материалов с образованием струи была рассмотрена в моей работе [5]; случай косоуго соударения был рассмотрен моим аспирантом В.Дж. Меджлумяном в кандидатской диссертации. Скорости в струе получаются очень большими в сравнении со скоростью соударения V_0 – возникает своеобразный кумулятивный эффект. Для рассматриваемого случая соударения нейтронных и нейтронно-кварковых тел этот эффект, очевидно, имеет важное значение – он, в частности, определяет скорости и конфигурацию облака разлетающейся сильно нагретой материи.

По формулам (24)–(26) можно оценить порядок скоростей соударения, нужных для возникновения ударных волн сжатия и последующего разрежения. Из (24) для V_{0*} получаем при полученных выше оценках для p_* при

$$1 - \frac{\rho_0}{\rho_{n*}} = 10^{-\kappa} v_{0*} = 10^{-\kappa/2} \sqrt{2.5 \cdot 10^{27} \text{ кг/см}^2 : 10^{14} \text{ г/см}^3} = 10^{-\kappa/2} \cdot 1.6 \cdot 10^4 \text{ км/сек.}$$

И при $\kappa = 2, 4, 6$ получаем, соответственно, $v_{0*} \approx 1.6 \cdot 10^3, 1.6 \cdot 10^2, 16$ км/сек.

Поскольку зависимость $\rho_n = \rho_n(p)$ неизвестна, приведённые значения κ можно принять для оценки порядков величин. Для $v_0 = v_{0**}$ имеем, по (26),

$$v_{0**}/v_{0*} = 10^\kappa \left(1 - \rho_0/\rho_{q**}\right) \approx 10^\kappa \left(\text{ибо } \rho_0/\rho_{q**} \approx \rho_0/\rho_q(p_{i*}) \ll 1\right), \text{ т.е.}$$

получаются значения $v_{0**} \approx 1.6 \cdot 10^5, 1.6 \cdot 10^6, 1.6 \cdot 10^7$ км/сек.

Уже при $\kappa = 2$ получается v_{0**} порядка скорости света c . Поскольку полученные значения v_{0**} очень велики, это означает, что при реальных скоростях соударений состояния с одноволновой конфигурацией недостижимы. Если же $v_0 = a v_{0*}$, то для p_i по (24) и (25) получается

$$p_i - p_* \approx a^2 p_* \left(1 - \frac{\rho_0}{\rho_{n*}}\right) = 10^{-\kappa} p_* a^2, \text{ и чтобы при этом было } p_i - p_* \ll p_*,$$

нужно $a \ll 10^{\kappa/2}$. Для принятых выше оценок κ имеем $a \approx 10, 100, 1000$, а для v_0 получаем $v_0 \approx 1.6 \cdot 10^4$ км/сек (независимо от κ !). Полученные числа позволяют оценить нагрев в ударных волнах сжатия, предшествующий нагреву в ударной волне разрежения, – чтобы эти нагревы были одного порядка, нужно иметь скорость соударения $v_0 \approx 1.6 \cdot 10^4$ км/сек.

Рассмотренные выше динамические эффекты, возможные при тесных взаимодействиях нейтронных и нейтронно-кварковых звёзд (их непосредственных столкновениях друг с другом или при близком прохождении, вызывающем

интенсивные приливные эффекты, выводящие их из устойчивого состояния), казалось бы, маловероятны из-за разреженности звёздного «населения» Вселенной. Однако это население собрано в сгустки – звёздные скопления, галактики, скопления галактик, в которых распределение звёзд и газопылевых облаков материи существенно неоднородно – плотность распределения возрастает при приближении к центру скопления и достигает там значительных величин, образуя ядро скопления. Ядра многих галактик активны – наблюдаются мощные радиационные потоки из них – проявления протекающих там интенсивных физических процессов, которые, бесспорно, связаны с тесными взаимодействиями плотных сгустков массы (светящихся и тёмных нейтронных и нейтронно-кварковых звёзд и газопылевых облаков). Факт значительного возрастания со временем плотности распределения звёзд в ядрах скоплений в процессе их эволюции был установлен и теоретически ещё в ранней работе В.А. Амбарцумяна [6]. Таким образом, существует эволюционный механизм образования у звёздных скоплений густонаселённых ядер, где рассмотренные выше динамические эффекты становятся реальными. Об этом свидетельствует, в частности, открытый В.А. Амбарцумяном в конце 40-х годов прошлого столетия факт группового рождения звёзд из единых материнских образований – открытие звёздных ассоциаций, состоящих из очень молодых звёзд. Это открытие привело В.А. Амбарцумяна к формулировке гипотезы о существовании протозвёзд [7] – неких невидимых объектов, которые, разрушаясь взрывным процессом, рождают обычные (светящиеся) звезды. Таким образом, построенная здесь теория подтверждает эту гипотезу В.А. Амбарцумяна, а существование ассоциаций из молодых одновозрастных звёзд подтверждает сделанный из этой теории вывод о реальности динамического распада нейтронно-кварковых звёзд, приводящего к восстановлению из их материи водорода, из которого вновь образуются «обычные» звёзды. Эта теория одновременно является подтверждением и исходной гипотезы Митчелла – Лапласа о существовании «тёмных» звёзд. Из этой теории также следует объяснение природы т.н. тёмной материи во Вселенной, т.е. факта необходимости предположения о существовании в звёздных системах (скоплениях, галактиках) невидимой массы, гравитационное воздействие которой на видимые (светящиеся) звёзды позволяет количественно «свести концы с концами» в динамике этих систем (при этом оказывается, что тёмная материя составляет около 90% всей массы системы). В самом деле, поскольку, с одной стороны, в основном объёме звёздной системы (вне её ядра) звёзды расположены очень далеко друг от друга, так что их столкновения маловероятны, а с другой стороны, продолжительность «жизни» светящихся звёзд относительно мала в сравнении с таковой для самих звёздных систем, то из этого следует, что основной объём этих систем «заселён» уже «умершими» звёздами – нейтронными и нейтронно-кварковыми звёздами, которые «живут» там неопределённо долго, лишённые возможности тесных взаимодействий с последующей регенерацией водорода. Новые же светящиеся звёзды в этот объём заносятся коллективной динамикой в плотном по населению ядре, где процессы регенерации водорода из звёздных останков возможны и постоянно протекают. Здесь уместно ещё отметить, что выявляемое наблюдениями существование в активных ядрах галактик «чёрных дыр» с массами порядка 10^6 – 10^{10} масс Солнца не

обязательно означает, что эти образования представляют собой единые объекты, – это могут быть скопления нейтронных и нейтронно-кварковых звёзд, и коллективное их воздействие на соседние объекты (обычные звёзды, газовые и пылевые облака), порождающее множественную аккрецию материи на них, формирует суммарный эффект рентгеновского и иных излучений, регистрируемых наблюдениями. К числу этих «иных» излучений следует отнести космические лучи – потоки частиц с очень высокими энергиями. Таким образом, построенная здесь теория объясняет также и природу генерирования космических лучей. Здесь же отметим, что она может дать объяснение и вероятной природы квазаров.

Наконец, нужно отметить, что ещё в работе [8] я высказал гипотезу о возможности существования «чёрных дыр» малой плотности – разреженных «островных» систем во Вселенной, у которых гравитационный радиус больше радиуса (размера) самого материального скопления. В такой системе излучение (фотоны) будет «заперто», оно будет в нём неограниченно «блуждать», поглощаться сгустками массы и переизлучаться, в результате образуется некий средний фон равновесного излучения. В работе [8] высказана гипотеза о том, что наблюдаемая часть Вселенной, вероятно, и есть такая островная система, а так называемое реликтовое излучение – такой фон запертого в «чёрной дыре» равновесного излучения. Это заключение хорошо согласуется с установленными наблюдениями фактом очень малой величины равновесной чернотельной температуры (единицы градусов Кельвина) реликтового излучения, поскольку основное население этой системы – холодные тёмные останки светящихся звёзд. Построенная теория подтверждает высокую вероятность реальности положений и этих двух гипотез.

В той же работе [8] высказано также предположение о том, что так называемый Большой взрыв – это событие в конечной наблюдаемой части Вселенной, в такого рода островной системе. Здесь к этому можно добавить, что это событие могло быть результатом сжатия островной системы на определённой стадии её эволюции, когда основная её масса собралась к центру в виде плотного скопления «умерших» звёзд, которое по описанному здесь механизму «взорвалось» и превратило всю эту массу в разлетающуюся сильно нагретую «элементарную» материю, а далее всё происходило по существующей ныне теории эволюции Большого взрыва.

В заключение следует сказать, что изложенное выше представляет собой простейшее построение, основанное на теории тяготения Ньютона и современных представлениях о физике микромира, показывающее, что «чёрные дыры» это вполне «нормальные» физические образования без каких-либо сингулярностей, согласующееся с существующими представлениями о строении материи и управляющих её «жизнью» силах и не требующее интеллектуальных сверхусилий для размещения этих образований в прокрустовом ложе ОТО, которая приводит к неприемлемым физическим предсказаниям и поэтому непригодна для описания природных явлений. Конечно, построенная здесь конструкция может претерпеть какие-то количественные изменения в деталях, если использовать теорию гравитации, приемлемым образом уточняющую закон тяготения Ньютона и не порождающую сингулярностей. Но всё это уже «не принципиально».

Основные положения представленной выше теории и моей теории аккреции (упомянуто в тексте) были доложены на Ломоносовских чтениях в МГУ в 2005 г., и в 2006 г. и на трёх международных конференциях в 2005 г.: в Центре управления полётами (г. Королёв), в г.Уфа (конференция была посвящена 65-летию академика Р.И. Нигматулина) и в г.Горис (Армения). Краткая статья опубликована в трудах последней конференции [9].

В заключение я выражаю глубокую благодарность академику А.М. Черепашуку за предоставление основных публикаций по проблеме, а также Е.Н. Швориной, А.К. Цатуряну и Д.А. Шестакову за помощь в оформлении работы.

Работа поддержана грантом РФФИ N 05-01-01117 и госконтрактом N 02.445.11.7502.

ЛИТЕРАТУРА

1. Оппенгеймер Ю.Р., Волков Г.М. О массивных нейтронных сердцевирах. *Phys. Rev.*, 55, 374 (1939).
2. Оппенгеймер Ю.Р., Снайдер Т. О безграничном гравитационном сжатии. *Phys. Rev.*, 56, 455(1939).
3. Сисакян А.Н. Избранные лекции по физике частиц. Дубна: ОИЯИ, 2004. 377 с.
4. Григорян С.С. О некоторых специальных вопросах термодинамики сплошных сред.// ПММ. 1960. Т.24. Вып.4. С. 651-662.
5. Григорян С.С. О динамике начальной стадии соударения тел с большими скоростями. // В сб.: «Некоторые вопросы механики сплошной среды», под ред. С.С. Григоряна. Изд. МГУ, 1978. С.157-172.
6. Амбарцумян В.А. Ученые записки МГУ, 1938, т. 22, с.19.
7. Амбарцумян В.А. О протозвездах. //ДАН Арм.ССР. 1953. Т.16. С.97-102.
8. Григорян С.С. О динамике и строении Вселенной. //В сб.: «Проблемы современной механики». Ч. 1, под ред. Л.И. Седова. М.: Изд. МГУ, 1983.
9. Григорян С.С. О природе наблюдаемых во Вселенной «чёрных дыр». Проблемы динамики взаимодействия деформируемых сред. //Тр. V Международной конференции. 1-7 октября. Горис (Армения). Ереван: Изд. «Гитутюн» НАН РА, 2005. С.157–162.

Институт механики МГУ

Поступила в редакцию
19.03.2007