

Перевод статьи: Anton A. Lipovka "Gas kinetics of galactic disk explains rotation curves of S-type galaxies without a need for Dark Matter", (2022) Journal of Modern Physics A, v.37, 2250171. <https://www.worldscientific.com/doi/10.1142/S0217751X22501718>,

DOI: 10.1142/S0217751X22501718

УДК 524.7

Кинетика газа в галактических дисках объясняет кривые вращения спиральных галактик без привлечения тёмной материи.

А. А. Липовка

Universidad de Sonora, Hermosillo, Sonora, 83000, Mexico

E-mail: anton.lipovka@unison.mx

В настоящей работе показано, что повсеместно используемые методы классической механики не могут применяться для вычисления кривых вращения во внешних частях дисков, где влияние столкновений в газе на его динамику становится доминирующим. Более того, гидродинамический подход так же не применим для этих целей всилу крайней разреженности газа в галактических дисках. В этом случае должен быть развит новый аппарат для описания динамики разреженного газа во внешних областях дисков, где динамика газа определяется преимущественно столкновениями. В работе выводятся уравнения описывающие динамику газа, но свободные от ограничений налагаемых на гидродинамику. Полученные уравнения связывают две величины: тангенциальную скорость газа, как функцию расстояния от центра галактики (кривую вращения) и радиальное распределение плотности газа. Показано, что при корректном учёте физических свойств разреженного газа, не требуется введение тёмной материи и «нефизичные» (не Кеплеровы) кривые вращения для внешних частей галактик являются ветровыми хвостами, описываемыми в рамках обычной кинетической теории газа. Для иллюстрации правильности полученной модели (уравнение 14), рассмотрены две галактики с плоскими кривыми вращения (NGC7331 и NGC3198). Получено прекрасное согласие между плотностями рассчитанными из кривой вращения (используя выражение 14) и наблюдаемыми величинами, что подтверждает корректность используемой модели. Таким образом «нефизичные» кривые вращения спиральных галактик, для объяснения которых привлекается тёмная материя – это всего лишь ветровые хвосты, образующиеся в разреженном газе и для их объяснения не требуется привлечение концепции тёмной материи. Вычислены полные массы галактик NGC7331 и NGC3198. Обсуждаются следствия для космологии.

Ключевые слова: Тёмная материя, Кривые вращения, Гравитационный потенциал, Массы спиральных галактик, Кинетика газа.

© Липовка А. А.,

MSC 85A05

Gas kinetics of galactic disk explains rotation curves of S-type galaxies without a need for Dark Matter.

DOI: 10.1142/S0217751X22501718

A. A. Lipovka

Universidad de Sonora, Hermosillo, Sonora, 83000, Mexico

E-mail: anton.lipovka@unison.mx

Present work argues that the commonly used methods of classical mechanics cannot be applied to calculate rotation curves for the outer parts of galactic disks, where the influence of collisions in gas on its dynamics becomes dominant. Moreover, the hydrodynamic approach is also not applicable for these purposes due to the extreme rarefaction of the gas. In this case, an alternative approach is developed to describe the dynamics of the rarefied gas in the outer regions of galactic disks, where the gas dynamics is determined mainly by collisions. Equations describing the gas dynamics, but free from the restrictions imposed on hydrodynamics, are derived. The resulting equations relate two quantities: the tangential velocity of the gas as a function of the distance from the galactic center (rotation curve) and the radial distribution of gas density.

It is shown that if the physical properties of the rarefied gas are fully taken into account, then dark matter is not required and "non-physical"(non-Keplerian) rotation curves for the outer parts of galactic disks are tailwinds and can be described in the framework of ordinary gas kinetics. To illustrate the legitimacy of the model obtained, two galaxies with flat rotation curves (NGC7331 and NGC3198) are considered. From the given rotation curves, a good agreement was obtained between the gas densities calculated by expression (14) and their observed values. This coincidence is an additional argument in favor of the considered model. Thus, the nonphysical rotation curves of spiral galaxies are tailwinds of gas, the dynamics of which should be described by kinetic equation, without involving the concept of dark matter.

The total masses of the galaxies NGC7331 and NGC3198 have been calculated. The implications for cosmology are discussed.

Key words: Dark Matter; Rotation Curves; Gravitational Potential; Mass of spiral galaxy; gas kinetics.

© Lipovka A. A. ,

1. Введение

Сложности с объяснением динамики небесных объектов в рамках Кеплеровых законов были впервые отмечены Джинсом (James Jeans) и Каптейном (Jacobus Kapteyn) в 1922, и затем подтверждены Оортом (Jaap Oort) в 1932 и Цвикки (Fritz Zwicky) в 1933. Для объяснения не-Кеплеровых движений, было предложено ввести некую невидимую, ненаблюдаемую массу (тёмную материю), распределённую внутри объекта и влияющую на его динамику. Следует отметить, что упомянутые наблюдения проводились в оптическом диапазоне, и по этой причине Тёмная Материя (ТМ) являлась единственным разумным выходом из создавшейся ситуации. Такой выход был вполне приемлем, поскольку с одной стороны, в самом деле, имеется много объектов не видимых в оптике. С другой стороны, тогда речь не шла о ТМ в нашем нынешнем понимании (как некоей сущности, не взаимодействующей с обычным веществом электромагнитно), напротив, тогда под ТМ подразумевалась невидимая в оптике барионная материя.

Позднее, с возникновением радиоастрономических методов, стало возможным наблюдать диски галактик так же и в радиодиапазоне. Оказалось, что крупномасштабные движения газа тоже могут не подчиняться закону Кеплера, и было вполне логично предположить, что в данном случае мы имеем дело со все той же темной материей. Более 90 лет ТМ широко обсуждается как астрономами, так и физиками, но всё еще не была зарегистрирована в лабораториях, оставаясь одной из самых удивительных загадок.

Как известно, потребность в концепции ТМ возникает в первую очередь для объяснения трёх проблем: 1) Наблюдаемые не-Кеплеровы кривые вращения спиральных галактик, 2) Проблема объяснения наблюдаемой структуры Вселенной, для образования которой необходимо наличие в доэпоху гравитирующей и не взаимодействующей электромагнитно ТМ, и 3) Косвенные свидетельства о наличии дополнительной невидимой массы в скоплениях галактик, приводящей к наблюдаемой гравитационной связанности скоплений, а также к аномально большому гравитационному линзированию, создаваемому скоплениями. Подчеркнём, что вторая проблема возникает только в Римановом мире, в то время как в более общих геометриях с несимметричными связностями, такой проблемы не возникает. По этой причине вряд ли можно признать вторую проблему столь острой (см. так же обсуждение в разделе "Выводы и дискуссия"). Что касается третьей проблемы, то с одной стороны, в последнее время был достигнут значительный прогресс в поиске недостающей барионной массы в скоплениях [1]. Авторы утверждают, что недостающая барионная материя находится в крупномасштабных нитевидных структурах образованных тёплым и горячим межгалактическим газом, наблюдаемым в линиях ионизированного кислорода OVI и OVI (см. [2] и [3]). С другой стороны, следует упомянуть об отмеченной в [4] необходимости корректно учитывать диффузный линзированный сигнал, пренебрежение вкладом от которого приводит к переоценке величины линзирующей массы. Учитывая сказанное, проблема наличия или отсутствия ТМ в скоплениях галактик так же не стоит остро и может найти объяснение в рамках ортодоксальной физики, без привлечения ненаблюдаемых сущностей вроде ТМ. В то же время первая проблема ("нефизичные" кривые вращения спиральных галактик) является наиболее интригующей и, на первый взгляд, никакими разумными способами не решается.

Однако это ещё не всё, и здесь следует упомянуть ещё пару неприятностей с кривыми вращения галактик. Первая связана с т.н. правилом Ренцо (Renzo's Rule). Оно гласит: "каждой детали на профиле светимости галактики имеется соответствующая деталь на кривой вращения, и наоборот". Недавно были опубликованы более аккуратные данные наблюдений, которые показали значительную корреляцию между особенностями (детальными) галактических кривых вращения и соответствующими спиральными структурами, состоящими из барионной материи. Авторы пишут: "Тёмная маатрия и барионная масса жёстко связаны"[5] (см. так же работы [6, 7, 8]). Понятно, что такую корреляцию между наблюдаемыми неоднородностями распределения барионной материи и имеющимися максимумами и минимумами кривой вращения, крайне затруднительно (если вообще возможно) объяснить в рамках общепринятой модели сферически-симметрично и однородно распределённой ТМ, в которой ТМ взаимодействует с барионами только гравитационно [9, 10, 11, 12, 13]. Отметим здесь, что ТМ не взаимодействующая электромагнитно - это требование Римановой космологии (см. упомянутую выше проблему 2). Так же добавим, что наблюдения кривой вращения объекта подобного шаровому скоплению в ультрадиффузной галактике NGC1052 - DF2 показало недостаток тёмной материи в этой галактике [14].

Вторая неприятность заключается в том, что в рамках стандартной (или хотя бы просто разумной) модели ТМ весьма затруднительно найти объяснение уменьшению тангенциальной скорости газа по мере увеличения высоты над плоскостью галактики. [15].

Здесь мне хотелось бы, забегаая немного вперед, подчеркнуть, что обе упомянутые выше "неприятности"(правило Ренцо и уменьшение скорости вращения с высотой над плоскостью галактики) легко и естественно объясняются в рамках модели, предложенной в данной работе. А именно, если правильно учесть кинетику газа, то, разумеется, скорость газа будет зависеть от его параметров, и оба эти явления получают логичное и естественное объяснение.

Хотелось бы так же отметить интересную особенность нашей Галактики, а именно - двойное гало Млечного Пути, которое показывает как прямое, так и обратное вращение звёзд гало с максимумами в распределении скоростей, расположенными приблизительно на +60 и -60 км/с. [16].

Кроме того, проблемы наблюдаются так же и в космологии базирующейся на предположении существования ТМ. Так, постоянная Хаббла измераемая для ранней Вселенной, отличается от её значения, измераемого в наше время: [17], что явно указывает на кризис Λ CDM модели [18], и возможно требует ревизии Λ CDM модели как таковой.

Поиск ТМ в лабораториях также безуспешен, несмотря на беспрецедентные усилия многих международных коллабораций. Так, эксперимент FERMI по поиску аннигиляции ТМ и анти-ТМ четко показывает отрицательный результат [19]. В рамках XENON эксперимента, был обнаружен радиоактивный распад ^{123}Xe вследствие двойного электронного захвата, характеризующийся временем полураспада 1.8×10^{22} лет (напомню, что время жизни Вселенной сегодня полагают равным приблизительно 10^{10} лет). Это указывает на беспрецедентную чувствительность применяемого метода, однако никаких признаков наличия ТМ не было обнаружено [20]. Результаты работы коллаборации SENSEI так же негативны. Сообщают об наилучшем ограничении сверху на присутствие тёмной материи по ТМ - электрон рассеянию для масс между 500 кэВ и 5 МэВ. [21].

Все вышеперечисленное свидетельствует о серьезных проблемах, возникающих из-за наивного моделирования динамики спиральных галактик и распределения их масс, с использованием только методов классической механики Ньютона, основанных на предположении о доминирующей роли силы тяготения. Более того, перечисленные проблемы указывают на необходимость пересмотра фактически используемых моделей и наводят на мысль, что настоятельно требуется более точное моделирование галактической барионной компоненты и адекватный учет всех разумных физических эффектов. Принимая во внимание, что кривые вращения для наиболее важной - внешней части диска наблюдаются в основном в линиях молекул и 21 см линии нейтрального водорода, становится ясно, что как минимум следует корректно оценить влияние столкновений атомов и ионов водорода на образование стационарных газовых потоков.

На первый взгляд, стандартным методом расчета в этом случае мог бы стать гидродинамический подход. Но его вряд ли можно применить по двум причинам.

1) Нас не интересуют локальные мелкомасштабные движения, напротив, нам нужно рассчитать глобальный ход кривой вращения внешней части квазистационарного галактического диска.

2) Гидродинамический подход не может быть применен из-за чрезвычайно низкой плотности газа, а значит, значительной длины свободного пробега. Крайняя разреженность газа приводит к нарушению условий применимости гидродинамических уравнений $L_k \gg l_{fp}$, которые предполагаются выполненными в момент интегрирования уравнений кинетики при выводе уравнений гидродинамики. Здесь L_k - характерный размер гидродинамических расчетов (соответствует размеру шага расчетной сетки или характерному размеру, при котором физические свойства газа существенно меняются), а l_{fp} - длина свободного пробега частицы. Так, например, типичная плотность внешних частей диска составляет $10^{-3} - 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$, что приводит к $l_{fp} = 3 - 30 \text{ pc}$. По этой причине гидродинамический подход становится неуместным, поскольку характерные длины L_k , на которых значения (плотность, температура, давление и т. д.) значительно меняются, становятся сопоставимыми или даже меньше, чем l_{fp} .

Единственный надежный и не громоздкий метод может быть получен непосредственно из кинетических уравнений так же, как это было сделано при выводе уравнений гидродинамики. А именно, кинетические уравнения необходимо сначала усреднить по объему, чтобы избежать вышеупомянутых ограничений, накладываемых на область применения уравнений гидродинамики, и только после этого полученные уравнения можно проинтегрировать по импульсу. В этой статье я впервые иду именно по этому пути. Таким образом, в работе получено уравнение диффузии с модифицированным коэффициентом диффузии и оценен газокинетический вклад в образование кривых вращения.

В статье обосновывается необходимость учёта кинетики газа при моделировании динамики дисков спиральных галактик. Показано, что пренебрежение кинетикой газа при таком моделировании приводит к неверной (чисто Кеплеровой) модели вращения галактик и, как следствие, к неправильной оценке гравитирующих масс и их распределения (именно это обстоятельство и приводит к необходимости искусственно добавлять ТМ). Для решения поставленной задачи в работе получено модифицированное уравнение диффузии (14) показывающее, что кривая вращения газа (как функция расстояния от центра) действительно зависит от плотности газа. Таким образом, если такая зависимость будет наблюдаться, это будет прямым свидетель-

ством исключительной роли газовой кинетики в формировании кривых вращения галактических дисков. На примере двух галактик с большим наклоном NGC7331 и NGC3198 показано, что наблюдаемые газовые распределения действительно соответствуют кривым вращения, и они взаимосвязаны именно уравнением (14), как это и должно быть. Таким образом обосновывается, что именно газовая кинетика доминирует в формировании кривых вращения спиральных галактик на больших расстояниях от центра. Фактически кривые вращения на больших расстояниях от центра следует рассматривать как попутный ветер (ветровой хвост) барионного газа, который следует за предшествующей барионной материей в случае, если газ подчиняется обычным законам термодинамики и газовой кинетики. По этой причине концепция ТМ становится не нужной для объяснения кривых вращения спиральных галактик.

Статья организована следующим образом:

Во втором разделе делаются предварительные оценки основных параметров газа в диске спиральной галактики. Сделанные грубые предварительные оценки показывают, что кинетика разреженного газа действительно должна играть доминирующую роль в формировании ветровых хвостов в разреженных неравновесных средах.

Но если это так, то в реальности должна наблюдаться жёсткая корреляция между формой внешней части кривой вращения с одной стороны и распределением плотности газа с другой (вспомним правило Ренцо). Чтобы проверить так ли это, в третьей части выводятся дифференциальные уравнения, описывающие установившееся течение газа (см. уравнения (10) и (14)). Решение полученных уравнений даёт объемную плотность газа, в то время как из наблюдений мы получаем измеренную лучевую концентрацию вдоль луча зрения. Поэтому в разделе 4 вычисляется соответствующая лучевая концентрация, чтобы сравнить ее с наблюдаемой.

Наиболее интригующими и интересными являются плоские кривые вращения, проявляющиеся во внешних частях дисков. В качестве примера мы рассматриваем две галактики S-типа характеризуемых большим наклоном, для которых имеются измеренные кривые вращения и лучевые концентрации в линии водорода 21 см в зависимости от расстояния R от центра галактики. Для этих галактик, используя полученные уравнения (14), аналитически вычислена лучевая концентрация газа, как функция расстояния. Полученные результаты представлены на рис. 1 и 2, и превосходно согласуются с данными наблюдений. В заключение резюмируются основные результаты статьи и обсуждаются некоторые важные следствия.

2. Предварительные оценки

Как уже упоминалось выше, есть две очень разных компоненты населения галактик: звезды и газ, которые используются для измерения кривых вращения галактик в оптике и радио соответственно. Первая составляющая (звёздная компонента) описывается как бесстолкновительный газ и её движение описывается только гравитационным потенциалом, в то же время для корректного описания второй компоненты (газа), модель должна учитывать его столкновительные свойства.

Чтобы подтвердить это утверждение, давайте оценим некоторые параметры нейтрального газа, из которого преимущественно состоит галактический диск. Средняя длина свободного пробега нейтральной частицы для типичной плотности газа в диске $10^{-3} - 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ составляет $l_{fp} = 3 - 30$ пс. Грубая оценка времени свободного пробега атома водорода есть:

$$t_{fp} = (N\sigma V_t)^{-1}, \quad (1)$$

где N - плотность газа в см^{-3} , σ - сечение упругого рассеяния, а V_t - средняя тепловая скорость атома. Это даёт $t_{fp} \approx 1.3 \cdot 10^{10}/N$ сек. = $4.1 \cdot 10^2/N$ лет. Для типичной плотности HI за пределами расстояния R_{25} порядка $N \approx 10^{-3} - 10^{-4} \text{см}^{-3}$ получим оценку $t_{fp} \approx 4.1 \cdot (10^5 - 10^6)$ лет, что много меньше характерного времени одного оборота галактики вокруг своей оси (здесь R_{25} - это фотометрический радиус галактики, т.е. радиус, на котором поверхностная яркость спиральной галактики падает в фильтре B до 25 -й звёздной величины на квадратную секунду дуги).

Таким образом, видно, что для объяснения наблюдаемых кривых вращения, характерных для внешней части диска ($R > R_0$), в самом деле необходимо учитывать термодинамику и кинетику газа. Здесь R_0 обозначает расстояние до переходной зоны, на котором вклад кинетики газа становится сопоставимым или даже доминирующим в формировании ветрового хвоста (и, следовательно, кривой вращения) по сравнению с вкладом гравитационного потенциала (чисто Кеплерово движение).

Повсюду в этой статье я буду предполагать, что газ состоит из нейтрального водорода. Это предположение согласуется с наблюдениями и с современными представлениями о структуре галактических дисков. Однако, как известно, межгалактический газ ионизован, а газ во внешнюю часть диска натекает именно из внегалактической среды. По этой причине, чтобы дополнить предложенные выше оценки, рассмотрим здесь для полноты длину свободного пробега протона. Длина свободного пробега составляет [22]:

$$l_{fp}^* = \frac{m^2 V_{rms}^4}{z_1^2 z_2^2 N_e e^4 \ln \Lambda} \approx \frac{3.2 \cdot 10^6 T^2}{z_1^2 z_2^2 N_e \ln \Lambda}, \quad (2)$$

где $z_1 e$, $z_2 e$ есть заряды двух взаимодействующих частиц (для протона и электрона имеем $z_1 = z_2 = 1$) и N_e есть плотность электронов.

$$\Lambda = 1.3 \cdot 10^4 \sqrt{\frac{T^3}{N_e}} \approx 2 \cdot 10^{11}, \quad (3)$$

В нашем случае $\ln \Lambda = 26$, и длина свободного пробега протона будет $l_{fp}^* = 10^{15} - 10^{16}$ см. для типичных температур порядка $T = 3000K$. В этом случае время свободного пробега может быть оценено как $t_{fp}^* = l_{fp}^*/V_t = 10^9 - 10^{10}$ сек. = 30 - 300 лет. Как можно видеть, полученные времена (t_{fp} или t_{fp}^*) намного меньше, чем характерные времена жизни галактик и по этой причине столкновения в газе должны обязательно учитываться в любой модели претендующей на реалистичность описания.

Теперь давайте сделаем еще одну предварительную оценку, чтобы ответить на вопрос: будет ли внешний газ успевать следовать за лежащей в основе ($R < R_0$) вращающейся барионной материей, чтобы сформировать наблюдаемый ветровой хвост?

Понятно, что нижележащая барионная материя (это барионная материя во внутренней $R < R_0$ части диска галактики, Кеплерово движение которой полностью обусловлено внутренней барионной массой и которая при своём тангенциальном движении увлекает за собой внешний газ) будет заставляя граничащий с ней газ двигаться всилу справедливости законов кинетики газа и вследствие выполнения закона суперпозиции сил (напомню нас интересует линейная теория). Среднее тангенциальное ускорение такой материи для типичной галактики можно приблизительно оценить

как $\langle w \rangle = V/\Delta t = (200 \text{ км/с})/(10^9 \text{ лет}) = 10^{-9} \text{ (см/с}^2\text{)}$, где V есть скорость вращения галактики и Δt есть время эволюции звёздной составляющей. Принимая во внимание сделанные выше оценки времени свободного пробега t_{fp} (или t_{fp}^*), нетрудно оценить изменение скорости вращающейся барионной материи, движение которой преимущественно Кеплерово ΔV обусловленное эволюцией галактики, в течение среднего времени свободного пробега атома водорода. Даже в наихудшем для нас случае t_{fp} , вычисленного для нейтральной компоненты, мы получим $\Delta V = \langle w \rangle t_{fp} = 10^{-9} \cdot 2 \cdot 10^{10}/N = 20/N \text{ (см/с)}$. Для типичной плотности $N = 10^{-3} \text{ (см}^{-3}\text{)}$ это даёт $\Delta V = 2 \cdot 10^4 \text{ (см/с)} \ll V_t \approx 10^6 \text{ (см/с)}$. Таким образом можно заключить, что в самом деле, если плотность газа достаточно велика: $N(\text{см}^{-3}) \geq 2 \cdot 10^{-5} \cdot (10^6/V_t)$, даже нейтральный газ будет успевать следовать за вращающейся барионной материей, движение которой преимущественно Кеплерово. Подчеркну здесь, что это важный результат, который может качественно объяснить большое разнообразие форм кривых вращения из-за их зависимости от плотности газа. Из этой оценки видно, что если плотность мала ($N(\text{см}^{-3}) < 2 \cdot 10^{-5} \cdot (10^6/V_t)$), то ветровой хвост не формируется (отрывается) и тогда соответствующая кривая вращения на больших расстояниях уменьшится до совпадения с Кеплеровой.

Это были довольно грубые оценки, предложенные здесь только для пояснения упрощенной физики обсуждаемых процессов. В заключение этой части хотелось бы подчеркнуть, что даже в результате этих простых оценок можно увидеть, что газ, движимый столкновениями, легко будет следовать за лежащей в основе вращающейся барионной материей. Фактически рассматриваемый газ образует попутный ветер (ветровой хвост), который жестко следует за лежащей под ним (на расстояниях $R < R_0$) барионной материей, Кеплерово движение которой, в свою очередь, обусловлено в основном гравитацией.

3. Плотность газа как функция расстояния и её связь с кривой вращения

В настоящее время считается, что столкновениями в газе галактических дисков можно пренебречь даже в случае карликовых галактик, а для больших спиральных галактик столкновения в газе наверняка не имеют значения [23]. Такой неверный вывод основан на гидродинамическом моделировании и предположении, что уравнение неразрывности, уравнение Эйлера и, следовательно, уравнение Бернулли всегда выполняются, что, разумеется, неверно для очень разреженного газа.

Основываясь на этом неверном выводе, кривые вращения в настоящее время рассчитываются в предположении доминирующей роли гравитационного взаимодействия на всей шкале расстояний, т.е. фактически предполагается, что движение газа полностью определяется только гравитационным потенциалом, т.е. Кеплерово. В этом случае по необходимости приходится вводить в галактики тёмную материю, распределив её таким образом, чтобы манипулируя с суммарным гравитационным потенциалом, подогнать кривые вращения под желаемый результат и, как следствие, объяснить "не-Кеплерову" кривую вращения как Кеплерову, но уже с тёмной материей. Понятно, что такую подгонку нельзя признать удовлетворительной не только по причине возникающей необходимости во введении ненаблюдаемой тёмной материи, но так же поскольку в таких расчетах модель не учитывает физические свойства разреженного газа, который по умолчанию полагается бесстолкновительным. Одна-

ко поскольку модель основанная на классической механике, описывает газ как бесстолкновительный, становится ясно, что ее нельзя применять для описания кривых вращения (см. сделанные выше оценки).

На первый взгляд может показаться, что динамику газа можно описать с помощью уравнений гидродинамики, которые действительно учитывают столкновения в газе. К сожалению, это не так. Газ в диске сильно разрежен, и поэтому уравнения гидродинамики не могут быть применены, поскольку имеют ограничения. По этой причине необходимо разработать другой подход, основанный на более фундаментальном кинетическом уравнении.

Чтобы не быть голословным, рассмотрим пару статей [24, 25], в которых представлены гидродинамические расчеты. Например, результаты моделирования, представленные Joung et al. [24], ясно показывают, что характерный масштаб неоднородностей, на которых существенно изменяются параметры газа, составляет $L_k = 1 - 10$ парсек, а длина свободного пробега частицы в среде с плотностью $10^{-3} - 10^{-4} (cm^{-3})$ равна $l_{fp} = 3 - 30$ парсек. Как видно, в этом случае не выполняется главное условие применимости гидродинамического (ГД) подхода (число Кнудсена $Kn \ll 1$) и, следовательно, ГД применять нельзя, поскольку ГД уравнения не работают.

Хорошо известно, что уравнения гидродинамики получаются интегрированием кинетических уравнений по импульсу. Кинетическое уравнение для одного вида частиц записывается как:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^\alpha}(v^\alpha f) = Stf. \quad (4)$$

Здесь f - функция распределения и Stf - интеграл столкновений.

Если предположить, что изменения всех параметров (плотности, скорости, температуры и т.д.) малы на масштабах порядка длины свободного пробега частицы l_{fp} , то характерная длина $L_k \gg l_{fp}$ (или, что то же самое - число Кнудсена $Kn = l_{fp}/L_k \ll 1$). В этом случае интеграл по импульсу p можно оценить как:

$$\int \left(\frac{\partial}{\partial x^\alpha}(v^\alpha f) \right) d^3p \approx \frac{\partial}{\partial x^\alpha} \int (v^\alpha f) d^3p, \quad (5)$$

и получить уравнение неразрывности:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^\alpha}(V^\alpha n) = 0. \quad (6)$$

Остальные уравнения гидродинамики можно получить аналогичным способом [26]. Я не буду сейчас на этом останавливаться, отсылая читателя к стандартным учебникам по физической кинетике, но заметим, что все эти уравнения также будут иметь те же ограничения, о которых говорилось выше:

$$L_k \gg l_{fp}, \quad (7)$$

что налагает ограничения на область применимости ГД уравнений [26].

Прежде чем перейти к выводу основного уравнения, хотелось бы подчеркнуть, что кривые вращения внутренней области ($R < R_0$) прекрасно описываются в рамках классической механики без привлечения концепции ТМ. В этой области преобладает сила гравитации от барионной массы, и физическими свойствами газа действительно можно пренебречь (напомню, что для этой области масса газа составляет порядка 2 процентов, а основную массу составляют звёзды). Однако нас интересует

описание внешней области диска галактики ($R > R_0$), где кривые вращения проявляют не-Кеплерово поведение. Экстраполированные на внешнюю часть диска кривые Кеплерового вращения показывают огромное расхождение с кривыми вращения, наблюдаемыми для этой области ($R > R_0$). Если предположить, что темной материи не существует, то становится ясно, что во внешней области на газ действует определенная сила, значительно превышающая силу тяжести обусловленную барионной материей галактики. По этой причине диск можно разделить на две части: внутреннюю область ($R < R_0$), где преобладает обычная гравитационная сила, и внешнюю область ($R > R_0$), где динамика газа в основном обусловлена физическими свойствами газа и описывается кинетическим уравнением (4). Очевидно, что внутренняя часть состоит в основном из звезд (описываемых как бесстолкновительный газ), поэтому влияние кинетики газа здесь будет незначительным. Напротив, для внешней области гравитационной силой в первом приближении можно пренебречь из-за ее незначительности (достаточно сравнить наблюдаемые кривые вращения с рассчитанными без ТМ).

Подчеркну, что учет небольшой дополнительной притягивающей силы (силы гравитации от галактики), действующей на газ, только улучшит конечный результат (поскольку барионная масса галактики будет притягивать газ, т.е. появляется дополнительная малая сила, которая играет в нашу пользу). По этой причине игнорирование в первом приближении гравитационного потенциала для внешней области диска - играет против нас, т.е. в своей модели я считаю наихудший для себя сценарий.

Отмечу также, что в этой работе я не буду рассматривать переходную зону ($R \approx R_0$), где необходимо учитывать оба фактора (гравитационная сила и кинетика газа). С одной стороны, такое рассмотрение потребует численного решения полной системы уравнений, что, в свою очередь, потребует недоступных мне компьютерных ресурсов. С другой стороны, это не принесет ничего принципиально нового, поскольку нас интересуют «нефизичные» кривые вращения именно на больших расстояниях ($R > R_0$), где гравитационная сила от барионной массы пренебрежимо мала и явно не может объяснить наблюдаемые кривые вращения.

С одной стороны ясно, что нас интересует крупномасштабное движение газа во внешних частях дисков. По этой причине для описания такого усреднённого движения (кривых вращения) нам следует прежде всего усреднить плотность газа.

С другой стороны, так же понятно, что мы имеем дело с установившимся течением газа. В этом случае полная динамическая модель диска нам не нужна. Как известно, в гидродинамическом подходе установившееся течение газа описывается единственным уравнением неразрывности, снабжённым соответствующими граничными условиями. А именно, в случае, когда имеется некое тело, обтекаемое установившимся потоком жидкости, задача состоит в том, чтобы найти поле скоростей вокруг тела. Для нахождения поля скоростей налагаются граничные условия и решается уравнение неразрывности.

Однако, как это было показано выше, гидродинамический подход не применим в случае очень разреженного газа, поэтому нам следует искать аналог уравнения неразрывности усредняя распределение газа для того, чтобы уйти от ограничений (7) налагаемых на ГД уравнения, и найти уравнение описывающее стационарный поток очень разреженного газа. Таким образом мы сможем получить искомое квазистационарное решение.

Для того, чтобы избежать ограничения (7) и в то же время учесть столкновения (как это было сделано в гидродинамическом подходе), я начну с того же кинетиче-

ского уравнения (4). Для получения уравнения (6) предполагалось, что ограничения (7) выполнены. Но если это не так, то есть $(v^\alpha f)$ существенно изменяется в пределах l_{fp} (как это имеет место в случае чрезвычайно разреженного газа во внешней части галактических дисков), то единственное, что мы можем сделать - это усреднить уравнение по объему Ω (напомним, что нас не интересуют мелкомасштабные движения газа и, следовательно, мы можем позволить себе усреднять), чтобы переопределить функцию $(v^\alpha f)$, сделав её и её первую производную гладкими. При этом на размер объёма интегрирования налагается единственное условие. А именно: его линейный размер должен быть много больше средней длины свободного пробега частиц газа.

Тогда уравнение (4) может быть записано в виде:

$$\int \int_{\Omega} \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^\alpha} (v^\alpha f) \right) d^3 x d^3 p = 0, \quad (8)$$

и проинтегрировано. Первый член даёт изменение полного числа частиц N_{tot} в объёме интегрирования Ω .

Используя теорему Гаусса-Остроградского, второй член может быть преобразован к $\Delta S^\alpha \partial N / \partial x^\alpha$ (здесь ΔS^α есть элемент поверхности интегрирования, ортогональный к вектору потока частиц, и N есть усреднённая плотность частиц в объёме Ω , измеряемая в см^{-3}). Таким образом, окончательно получим (см. Аппендикс А):

$$\frac{\partial N_{tot}}{\partial t} = -D \Delta S^\alpha \frac{\partial N}{\partial x^\alpha}. \quad (9)$$

В этом уравнении введён модифицированный коэффициент диффузии $D = V \Delta l$, где V есть средняя скорость вещества в объёме Ω , и Δl есть характерный размер объёма интегрирования, причём теперь всегда ($\Delta l \gg l_{fp}$). Уравнение (9) есть хорошо известное уравнение диффузии, но с модифицированным коэффициентом.

Подводя промежуточный итог, подчеркнём, что уравнения гидродинамики не могут применяться для моделирования динамики разреженного газа в галактических дисках. Более того, нам не нужен ГД подход для вычисления кривых вращения в случае наблюдаемого установившегося квазистационарного решения. Интегрируя (4) по объёму и делая задачу нечувствительной к мелкомасштабным неоднородностям, были получены уравнения диффузии (9), подходящие для описания квазистационарной задачи по описанию крупномасштабных движений разреженного газа во внешней части диска. В полярных координатах выражение (9) можно записать как:

$$V_{d||} = -\frac{D}{N} \frac{\partial N}{\partial R}, \quad V_{d\perp} = -\frac{D}{N R} \frac{\partial N}{\partial \varphi}. \quad (10)$$

Эти два уравнения описывают движение газа в двух направлениях: по радиусу (продольному) и поперек (тангенциальному). Таким образом, мы имеем полное описание динамики рассматриваемой системы.

Пусть, как и раньше, R_0 есть расстояние от центра галактики, до которого кривые вращения физичны, т.е. их можно объяснить Кеплеровым вращением материи в гравитационном потенциале барионной компоненты. При дальнейшем увеличении расстояния, сила гравитации, обусловленная только барионной компонентой, становится меньше и начинает доминировать “нефизичное” поведение кривых вращения, для объяснения которого общепринято привлекать специфически распределённую

тёмную материю. Однако такие «нефизичные» внешние части кривых вращения легко объясняются в рамках кинетической теории газа. Обозначим Кеплерову скорость на этом расстоянии R_0 как:

$$V_{K0} = \sqrt{\frac{MG}{R_0}}. \quad (11)$$

Здесь M есть масса вещества, находящегося внутри R_0 , (по умолчанию полагаем, что это барионная масса, поскольку тёмная материя нам не понадобится вовсе). Рассмотрим движение определённой части газа. Пусть $N(R, \varphi)$ является гладкой, параметризуемой функцией координат R и φ . В этом случае, вводя параметр, можно написать $R = R(t)$ и $\varphi = \varphi(t)$, где t есть параметр, $dR = dR/dt \cdot dt$ и $d\varphi = d\varphi/dt \cdot dt$. Принимая во внимание что $Rd\varphi/dt = V_{\perp}^{tot}$, нетрудно получить:

$$\frac{1}{R} \frac{\partial N}{\partial \varphi} = \frac{V_{d\parallel}}{V_{\perp}^{tot}} \frac{\partial N}{\partial R}. \quad (12)$$

По этой причине, из уравнения (10) немедленно следует:

$$V_{d\perp} V_{\perp}^{tot} = V_{d\parallel}^2. \quad (13)$$

или

$$\frac{D}{n} \frac{1}{R_0} \frac{\partial n}{\partial r} = -\sqrt{V_{d\perp} V_{\perp}^{tot}}, \quad (14)$$

где были введены параметры $n = N/N_0$, $r = R/R_0$, и $N_0 = N(R_0)$.

Уравнение (14) даёт решение нашей задачи и связывает между собой форму кривой вращения и соответствующее радиальное распределение плотности газа в спиральной галактике для наиболее общего случая. Еще раз подчеркну, что уравнение (14) получено из полной системы уравнений (10), которая включает как продольные, так и тангенциальные движения. По этой причине уравнение (14) также является полным.

Чтобы проиллюстрировать то, как полученное общее выражение (14) описывает реальность, рассмотрим наиболее интересный и интригующий случай плоских кривых вращения. Другими словами, нас интересует вопрос: «Какая функция распределения плотности в уравнении (14) будет соответствовать плоской кривой вращения спиральной галактики в случае, когда темная материя не используется для ее объяснения?» Т.е. нас интересует случай, когда кривая вращения представляет собой ветровой хвост, движение которого полностью определяется кинетикой газа, а темная материя отсутствует.

Если распределение плотности газа, рассчитанное по выражению (14), совпадёт с наблюдаемым, это будет серьезным аргументом, подтверждающим справедливость полученного уравнения (14). Другими словами, это будет означать, что на самом деле кривые вращения на больших расстояниях - это ветровые хвосты, описываемые кинетикой газа, и нет никакой необходимости использовать темную материю для их объяснения.

Рассмотрим задачу более детально. Рассмотрим в качестве примера галактику с плоской кривой вращения, т.е. $V_{\perp}^{tot} = (V_{d\perp} + V_{K0}) = const.$ и $\sqrt{V_{d\perp} V_{K0}} = const.$ Учитывая тот факт, что для очень разреженного газа $D = const$ и интегрируя (14) несложно получить:

$$n = n_0 \exp \left\{ -\frac{R_0 \sqrt{V_{d\perp} V_{K0}}}{D} r \right\}, \quad (15)$$

где

$$n_0 = \exp \left\{ \frac{R_0 \sqrt{V_{d\perp} V_{K0}}}{D} \right\}. \quad (16)$$

Как можно заметить, это распределение плотности зависит от расстояния r экспоненциально. К сожалению, мы не можем осуществить прямое измерение плотности газа галактического диска. Единственное, что у нас есть, это наблюдаемые лучевые концентрации, измеренные в 21 см, поэтому теперь нам предстоит вычислить лучевые концентрации образуемые распределением (15).

4. Лучевая концентрация

По определению лучевая концентрация есть:

$$N_L = 2 \int_0^L N dl, \quad (17)$$

где N - объёмная плотность, а l - длина вдоль луча зрения наблюдателя. Чтобы не усложнять наши модельные расчёты ненужными переменными, рассмотрим пару галактик, которые видны с ребра (галактика NGC7331 расположенная на удалении 14.7 Мпс и NGC3198 удалённая от нас на 13.8 Мпс [29]). Это позволит нам не вводить лишний параметр – угол наклона оси галактики к лучу зрения, и избавит от не относящихся к делу расчётов. Введём прицельный параметр ρ (расстояние от центра галактики до точки наблюдения лучевой концентрации). Пусть R есть расстояние от центра галактики до текущей точки интегрирования (17). Тогда имеет место следующее тождество: $l^2 = R^2 - \rho^2$, и выражение (17) может быть записано как:

$$N_L = 2N_0R_0 \int_{r=\rho/R_0}^{r_{\max}} \frac{nrdr}{\sqrt{r^2 - \frac{\rho^2}{R_0^2}}}. \quad (18)$$

Здесь введён безразмерный радиус $r = R/R_0$ и $r_{\max} = R_{\max}/R_0$, где R_{\max} есть расстояние от центра галактики, на котором вклад газа в наблюдаемую лучевую концентрацию становится пренебрежимо малым вследствие быстрого падения его плотности с расстоянием. Этот интеграл может быть оценен, если принять во внимание, что плотность газа n падает с расстоянием r экспоненциально. Рассмотрим расстояние ΔL на котором плотность падает приблизительно на порядок величины. Тривиальная оценка даёт $\Delta R/R_0 \approx 2/\varkappa$, где

$$\varkappa = \frac{R_0 \sqrt{V_{d\perp} V_{K0}}}{D}. \quad (19)$$

Непосредственные вычисления дают следующую оценку интеграла (18):

$$N_L\left(\frac{\rho}{R_0}\right) \approx \frac{N_0R_0}{\varkappa} e^{-\varkappa\left(\frac{\rho}{R_0}-1\right)} \sqrt{\varkappa\frac{\rho}{R_0} + 2}. \quad (20)$$

Как можно видеть, лучевая концентрация является функцией прицельного параметра ρ . Коэффициент \varkappa/R_0 в этом выражении можно без труда оценить воспользовавшись выражениями (10), (13) и (19).

$$\frac{\varkappa}{R_0} = \frac{V_{dH}}{D} = -\frac{1}{N} \frac{\partial N}{\partial R} \approx -\frac{1}{N_L} \frac{\partial N_L}{\partial R}. \quad (21)$$

Таким образом нетрудно получить величину параметра $\varkappa/R_0 \approx 2.6 \cdot 10^{-4}$ для NGC7331 и $\varkappa/R_0 \approx 0.71 \cdot 10^{-4}$ для NGC3198.

Параметр R_0 соответствующий точке отрыва ветрового хвоста от Кеплеровой кривой (пунктирная кривая на рис.3 и рис.4), для NGC7331 приблизительно равен $R_0 \approx 12$ кпс, а для NGC3198 имеем $R_0 \approx 7$ кпс.

Единственным оставшимся параметром в (20) является N_0 - плотность газа в точке R_0 . Величина N_0 на расстоянии $R_0 = 12$ кпс. есть: $N_0 = 0.27 \text{ см}^{-3}$ для NGC7331 и для NGC3198 $N_0 = 0.023 \text{ см}^{-3}$ соответственно, на расстоянии $R_0 = 7$ кпс., что согласуется с наблюдениями.

Вычисленную лучевую концентрацию (20) теперь можно сравнить с наблюдаемыми величинами (см. работы [27, 28, 29]) для NGC7331 (рис. 1) и для NGC3198 (рис. 2).

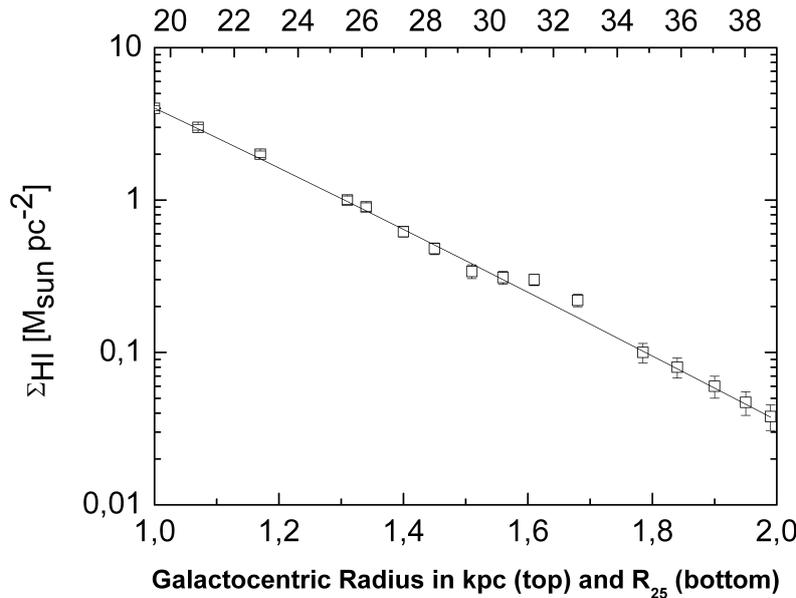


Рис. 1. Измеренные (квадратные значки) лучевые концентрации из работ Vegeman [27]; Bigiel et al. [29] и вычисленные с помощью выражения (20) (сплошная линия) лучевые концентрации для галактики NGC7331.

Как видно из рисунков 1 и 2, плотности столбцов, рассчитанные в предположении плоских кривых вращения, идеально соответствуют наблюдаемым даже для галактик, которые сильно различаются по массе, размеру и наклону функции лучевой концентрации. Таким образом, можно сделать вывод, что кривые вращения на больших расстояниях $R > R_0$ в самом деле образованы ветром из разреженного газа, который подчиняется модифицированному уравнению диффузии (9), (10) и (14).

Полученные выше оценки, а так же выражения (9), (10) и (14) (которые связывают скорость вращения с плотностью газа) ясно указывают, что мы имеем дело с

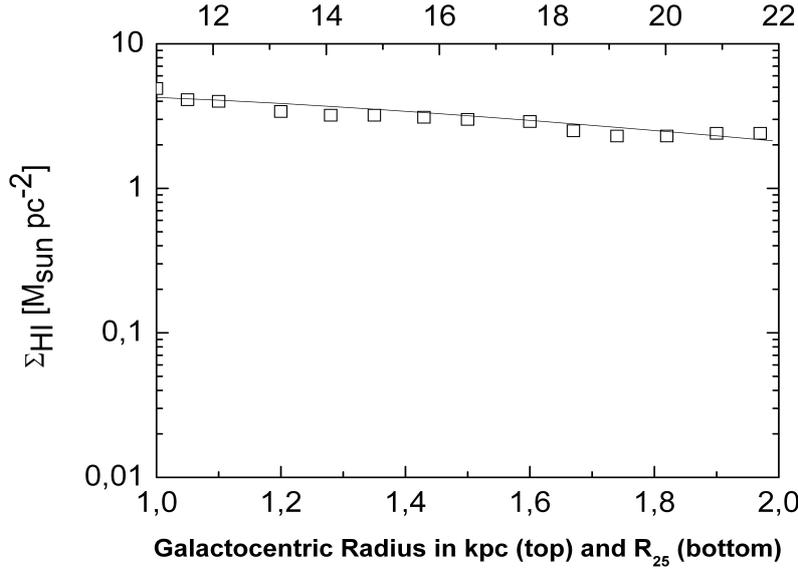


Рис. 2. Измеренные (квадратные значки) лучевые концентрации из работ Vegeman [27]; Bigiel et al. [29] и вычисленные с помощью выражения (20) (сплошная линия) лучевые концентрации для галактики NGC3198.

физическими свойствами газа (описываемыми физической кинетикой), что кривые вращения - это просто ветровые хвосты и что нет необходимости привлекать для их объяснения некую ненаблюдаемую сущность "темная материя".

Теперь, имея подтверждение, что кривые вращения состоят из двух частей 1) внутренней $R < R_0$, где доминирует сила гравитации, и 2) внешней $R > R_0$, где вклад кинетики газа становится доминирующим, можно оценить массы двух вышеупомянутых галактик пользуясь наблюдаемыми кривыми вращения [27, 28, 30], а так же предварительно полученной моделью описывающей распределение барионной массы [31]. Коэффициенты α_k^* и β_k^* могут быть немедленно найдены для этих двух галактик из аппроксимаций кривой вращения, обусловленной только барионной материей ($R < R_0$) используя разложение (см. работу [31]):

$$V_{\perp}^2 = \frac{\eta}{R} \sum_k \frac{\alpha_k^*}{\beta_k^*} \left[1 - \frac{\frac{3}{2} \beta_k^* R^2 + 1}{(\beta_k^* R^2 + 1)^{3/2}} \right], \quad (22)$$

где константа $\eta = 2\pi G 10^{10} M_{\odot}$.

На рисунках 3 и 4 представлены результаты такой аппроксимации (пунктирная линия) соответственно для галактик NGC7331 и NGC3198.

Толстая прямая горизонтальная линия, совпадающая с плоской частью кривой вращения на рисунках 3 и 4 в точности соответствует размерам рисунков 1 и 2 на которых приведены лучевые концентрации. Как можно видеть, плоские кривые вращения простираются точно на расстояния, на которых функция лучевой концентрации имеет экспоненциальный вид (20).

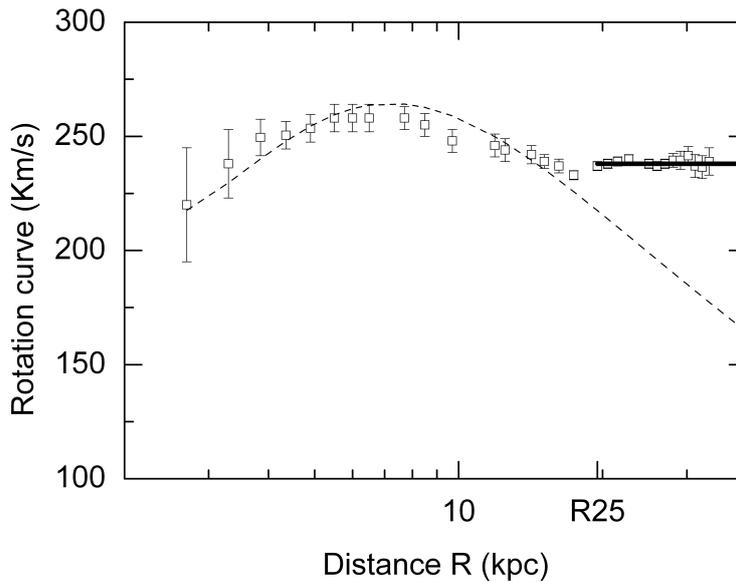


Рис. 3. Наблюдаемые кривые вращения (квадратные символы), взятые из работ [27, 28], de Blok et al. [30], и кривые вращения вычисленные с помощью модели Липовка [31] (пунктирная кривая) для галактики NGC7331. Ветровой хвост (внешняя часть кривой вращения), который соответствует распределению HI изображённого на рис. 1, показан толстой горизонтальной линией, имеющей в точности такой же размер, как размер самого рис. 1.

Полученные коэффициенты для галактики NGC7331 есть: $\alpha_1^* = 0.333$, $\beta_1^* = 0.077$, $\alpha_2^* = 7.7$, $\beta_2^* = 29.9$, и для галактики NGC3198 можно найти соответственно $\alpha_1^* = 0.2$, $\beta_1^* = 0.26$, $\alpha_2^* = 0.55$, $\beta_2^* = 6.0$. Теперь массы галактик могут быть найдены с помощью соответствующего соотношения из работы [31]. В этом случае полная (барионная) масса для NGC7331 составит $M_{7331} = 32.5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ и для NGC3198 полная (барионная) масса есть $M_{3198} = 7.3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$.

Как можно видеть, полученные массы существенно отличаются от масс, рассчитанных в рамках парадигмы ТМ, когда ТМ искусственно распределяют по объёму галактики для того, что бы "исправить" её теоретически рассчитанную (в рамках неверной механической модели) кривую вращения и подогнать её под наблюдаемую. В этом случае требуемая масса (барионная масса + ТМ) значительно, на порядок величины увеличивается, и требуемые соответствующие массы становятся $M_{vir} = 140 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ для галактики NGC7331 и $M_{vir} = 89 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ для галактики NGC3198 в случае NFW - модели [9] распределения ТМ (см. работы [32] и [33]).

5. Выводы и дискуссия

Хорошо известно, что ветер в галактиках - понятие не новое. Например, ветер вызванный вспышкой звездообразования - это хорошо известное явление, которое широко обсуждается в литературе [34, 35, 36]. Однако в случае крупномасштабных движений и крайне низких плотностей газа во внешней части дисков, которые нас интересуют, стандартный гидродинамический подход не может быть применен из-за ограничений, упомянутых выше. Таким образом, попутный ветер (ветровой хвост),

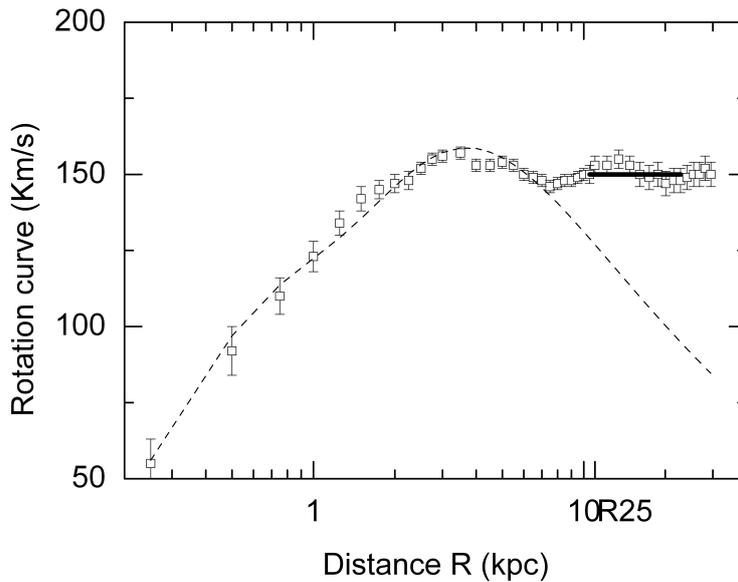


Рис. 4. Наблюдаемые кривые вращения (квадратные символы), взятые из работ [27, 28], de Blok et al. [30], и кривые вращения вычисленные с помощью модели Lirovka [31] (пунктирная кривая) для галактики NGC3198. Ветровой хвост (внешняя часть кривой вращения), который соответствует распределению HI изображённого на рис. 2, показан толстой горизонтальной линией, имеющей в точности такой же размер, как размер самого рис. 2.

образующий кривые вращения, нужно описывать иначе. В данной статье показано, что общепринятое объяснение кривых вращения спиральных галактик, основанное на наивном моделировании динамики спиральных галактик и распределения масс в предположении доминирующей роли гравитационного взаимодействия, не является полным и не может считаться удовлетворительным.

В настоящей статье было показано, что влияние кинетики газа на формирование кривых вращения чрезвычайно важно и является доминирующим для внешней части галактического диска, то есть физические свойства газа должны быть приняты во внимание для определения квазистационарной динамической структуры газовых дисков, называемых кривыми вращения (напомним, что кривые вращения для самой интригующей - внешней части дисков галактик наблюдаются в линиях молекул и линии 21 см нейтрального водорода). Поэтому влияние кинетики газа на формирование стационарных газовых потоков необходимо, по крайней мере, правильно учитывать. В данной статье построена такая модель. На основе построенной модели, показано, что кривая вращения газа и его плотность связаны друг с другом модифицированными уравнениями диффузии (14). Такая зависимость доказывает важность газовой кинетики в формировании внешней части кривых вращения галактик. Чтобы проиллюстрировать правильность полученного общего уравнения (14), в качестве примера были рассмотрены две галактики NGC7331 и NGC3198 с плоскими кривыми вращения, характеризующиеся сильно отличающимися массами и размерами. Оказалось, что наблюдаемые распределения плотностей газа действительно соответствуют кривым вращения обеих галактик и они связаны между собой именно уравнением (14). Основываясь на оценках полученных во втором разделе настоящей работы, а так же

на прекрасном совпадении рассчитанных с помощью уравнения (14) распределений плотности с наблюдаемыми величинами, можно сделать вывод, что именно кинетика газа доминирует в формировании кривых вращения спиральных галактик на больших расстояниях, и нет нужды во введении концепции "тёмной материи" для объяснения "нефизичных" кривых вращения галактик.

Несколько слов следует сказать о редких звездах, образующихся во внешней части диска. Известно, что кривые вращения для внешней части диска измеряются не только в 21 см или в молекулярных линиях, но иногда и в оптике по спектрам редких и молодых звезд, которые образовались в этой области. В этом случае примерно такие же (как и у газа) тангенциальные скорости удаленных редких звезд, движущихся вне зоны R_0 , можно объяснить законом сохранения импульса, передаваемого от газа (из которого образуются звёзды) - молодым звёздам. Элементарные оценки показывают, что эти молодые звезды в большинстве случаев будут гравитационно связаны и двигаться по эллиптическим Кеплеровым орбитам.

Основные результаты работы можно резюмировать следующим образом:

1) На основе сделанных оценок утверждается, что ни методы Ньютоновской механики, ни гидродинамический подход не применимы для расчета кривых вращения. По этой причине для правильного описания наблюдаемого профиля кривых вращения спиральных галактик необходимо учитывать не только гравитационное взаимодействие, но и физические свойства газа, используя правильную модель, включающую кинетику газа.

2) Показано, что кривые вращения состоят из двух частей. Одна (внутренняя часть) образована бесстолкновительным идеальным «газом», состоящим из звезд, и в этом случае в самом деле преобладает гравитационное взаимодействие. В то же время другая часть (локализованная во внешней области диска) образована в основном обычным разреженным газом. В этом случае движение газа должно описываться полным кинетическим уравнением, в гамильтониан которого входит гравитационный потенциал. При этом именно кинетическое уравнение ответственно за формирование стационарных газовых потоков - ветровых хвостов (и, как следствие, за формирование внешней части наблюдаемых кривых вращения). Для описания динамики разреженного газа, в настоящей работе было впервые получено уравнение, подобное уравнению диффузии, с модифицированным коэффициентом диффузии. Указанное уравнение было получено в предположении малости гравитационного взаимодействия, что всегда выполняется для внешних частей дисков галактик.

3) На основе выведенного уравнения (14) получена прямая и точная связь между кривой вращения галактики и функцией плотности газа $n(\rho)$, где ρ есть прицельный параметр (видимое расстояние от центра галактики до точки измерения лучевой концентрации). По измеренным кривым вращения вычислены лучевые концентрации n как функции расстояния ρ для двух галактик с большим наклоном: NGC7331 и NGC3198. Рассчитанные лучевые концентрации превосходно согласуются с наблюдаемыми.

4) Принимая во внимание доказанные выше факты (что кривая вращения состоит из двух разных частей, обусловленных преимущественно Ньютоновской гравитацией и законами физической кинетики газов, соответственно), были вычислены полные массы двух спиральных галактик с большим наклоном. Полученная оценка масс для NGC7331 составляет: $M_{7331} = 32.5 \cdot 10^{10} M_{\odot}$ и для NGC3198 полная масса составляет $M_{3198} = 7.3 \cdot 10^{10} M_{\odot}$.

Показано, что нет необходимости использовать темную материю для объяснения не-Кеплеровых кривых вращения галактик S-типа, поскольку потребность в темной материи возникает только в случае применения наивной модели, основанной на классической механике, которая не учитывает физические свойства разреженного газа и явно не применима для внешних областей галактических дисков.

В рамках предложенной полной модели, правильно учитывающей газовую кинетику, эффект уменьшения скорости вращения с высотой над плоскостью галактики [15] получает естественное объяснение. Действительно, учитывая, что длина свободного пробега атома водорода равна $t_{fp} = (N\sigma V_t)^{-1}$, становится ясно, что с уменьшением плотности газа (плотность газа уменьшается с увеличением высоты над галактической плоскостью), длина свободного пробега увеличивается. Это приводит к уменьшению количества столкновений и, следовательно, к менее эффективной передаче момента движения. Таким образом, даже из качественных рассуждений становится очевидным, что скорость вращения должна уменьшаться с увеличением высоты над диском галактики, и стремиться к Кеплеровой скорости (расчитанной без аксиоматического введения темной материи).

На первый взгляд, отсутствие темной материи может сильно повлиять на современную космологию, поскольку считается, что ТМ играет ключевую роль в формировании наблюдаемой структуры во Вселенной. Это в самом деле так, но только в рамках (псевдо-) Римановой геометрии. Очевидно, что в отсутствие темной материи космологическое время, необходимое для образования наблюдаемой структуры, должно быть увеличено. Наиболее естественным образом это можно сделать с помощью геометрии с несимметричными связностями (которые, кстати, содержат космологическую постоянную возникающую из самой геометрии, т.е. её не надо вводить в модель искусственным путём). Ярким представителем является, например, активно развиваемая в настоящее время космологическая модель основанная на Финслеровой геометрии. Такое расширение геометрии дает необходимое время для формирования наблюдаемой структуры. Следует так же подчеркнуть, что (псевдо-) Риманова геометрия является очень частным случаем Финслеровой, и нет никаких веских причин которые заставляли бы нас ограничиваться очень частным случаем (псевдо-) Римановой геометрии.

Более того, есть и другие серьезные аргументы в пользу того, что мы живем именно на Финслеровом, а не на Римановом многообразии.

Во-первых, как уже упоминалось, геометрии с несимметричными связностями содержат в себе космологическую постоянную, которая возникает естественным образом из самой геометрии. Более того, они так же имеют другую положительную сторону - они свободны от сингулярности, присущей космологии основанной на (псевдо-) Римановой геометрии.

Во-вторых в таких геометриях, в рамках расширяющейся Вселенной становится возможным свести квантовую теорию к геометрической основе. А именно, в рамках геометрии с асимметричными связностями возможно не только вычислить главный параметр квантовой теории - постоянную Планка из первых принципов [37], [38], но и выписать полную систему уравнений электродинамики, описывающую как классические, так и квантовые системы [38].

Следует подчеркнуть, что в рамках геометрии с асимметричными связностями постоянная Планка, рассчитанная из первых принципов (на основе геометрии и измеренных космологических параметров), совпадает со своим экспериментальным значением с точностью до второй значащей цифры, то есть погрешность обусловлена

только ошибками измерения космологических параметров (постоянной Хаббла и космологической постоянной) [38], тогда как если расчёты выполнить для (псевдо-) Риманова мира, мы обнаружим, что постоянная Планка будет отличаться от своего точного значения на множитель $3/2$ [39].

Фактически в этом случае мы используем свободное электромагнитное поле в качестве зонда для проверки реальной геометрии пространства. Если пространство Риманово, то при его наблюдаемом расширении только постоянная Хаббла войдет в адиабатический инвариант электромагнитного поля. В результате мы получим постоянную Планка на $1/3$ больше экспериментально измеренного значения. Однако, если мы предположим, что космологическая постоянная имеет геометрическое происхождение (геометрия Финслера), то и постоянная Хаббла, и космологическая постоянная должны быть включены в адиабатический инвариант электромагнитного поля. В этом случае рассчитанный адиабатический инвариант с точностью до ошибок измерения совпадает с лабораторно измеренной постоянной Планка. Это прямое доказательство геометрической природы космологической постоянной, т.е. мы живем не в Римановой, а Финслеровской вселенной.

Это более чем серьезные аргументы в пользу Финслеровой геометрии. Если мы также добавим к этому подтвержденное наблюдениями отсутствие темной материи в ранней Вселенной и ее отсутствие в лабораторных экспериментах (см. Введение), ее отсутствие в дисках галактик (эта работа), то необходимость перехода от Римановой геометрии к Финслеровой станет очевидной. В качестве бонуса мы также получим решение космологической *core-cusp problem* [33]. Разумеется, углы гравитационного линзирования также следует пересчитывать с использованием метрики Финслера.

6. Благодарности

Мне бы хотелось выразить мою глубочайшую признательность Игорю Владимировичу Госачинскому за полезные обсуждения наблюдательных данных и физики газа нашей Галактики.

Мне так же приятно поблагодарить доктора Рыжкова Владислава Андреевича за внимательное прочтение рукописи и полезные комментарии.

Автор посвящает эту работу светлой памяти своего преподавателя высшей математики Сергея Ростиславовича Тихомирова - удивительного, светлого человека, любившего математику и своё дело, посвятившего всю свою жизнь студентам.

7. Аппендикс А

Мы начнём с уравнения (8) настоящей статьи:

$$\int \int_{\Omega} \left(\frac{\partial f}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x^{\alpha}} (v^{\alpha} f) \right) d^3 x d^3 p = 0, \quad (\text{A1})$$

и проинтегрируем его. Это уравнение очень похоже на то, что используется для получения уравнения неразрывности (6). но здесь мы выполняем усреднение по характерному объёму Ω для того, чтобы избежать ограничений $Kn \ll 1$ налагаемых на уравнения гидродинамики. По этой причине уравнение (9), полученное из (8) в самом деле описывает движение газа, но оно свободно от ограничений (7) налагаемых на уравнения гидродинамики.

Теперь рассмотрим подробно переход от (8) к (9).

Первый член выражения даёт изменение полного количества частиц N_{tot} в объёме интегрирования Ω :

$$\int \int_{\Omega} \frac{\partial f}{\partial t} d^3x d^3p = \frac{\partial N_{tot}}{\partial t}. \quad (A2)$$

Рассмотрим второй член уравнения (8):

$$\int \int_{\Omega} \left(\frac{\partial}{\partial x^\alpha} (v^\alpha f) \right) d^3x d^3p. \quad (A3)$$

Применяя теорему Гаусса - Остроградского мы получим:

$$\int \int_{\Omega} \left(\frac{\partial}{\partial x^\alpha} (v^\alpha f) \right) d^3x d^3p = \int \int_{\Sigma} (v^\alpha f) d^3p d\sigma^\alpha = \int_{\Sigma} (V^\alpha N) d\sigma^\alpha. \quad (A4)$$

Здесь Ω - объём, Σ - соответствующая поверхность, $d\sigma^\alpha$ есть элемент поверхности, V^α - средняя скорость вещества в объёме, и N - плотность усреднённая по объёму Ω .

Принимая во внимание, что скорость V^α повсюду на поверхности Σ постоянна и применяя теорему Гаусса - Остроградского, мы можем написать:

$$\int_{\Sigma} (V^\alpha N) d\sigma^\alpha = V^\alpha \int_{\Omega} \frac{\partial N}{\partial x^\alpha} d\sigma^\alpha dx^\alpha, \quad (A5)$$

где $d\sigma^\alpha$ есть поверхность ортогональная к dx^α . Теперь для того, чтобы получить линейные уравнения, мы предположим, что наша функция N является гладкой и медленно меняющейся функцией координат (это именно так в нашей задаче) и по этой причине можно оценить интеграл в линейном приближении как:

$$V^\alpha \int_{\Omega} \frac{\partial N}{\partial x^\alpha} d\sigma^\alpha dx^\alpha = V^\alpha \Delta l^\alpha \Delta S^\alpha \frac{\partial N}{\partial x^\alpha} = D \Delta S^\alpha \frac{\partial N}{\partial x^\alpha}, \quad (A6)$$

где Δl^α и ΔS^α есть характерная длина сонаправленная с вектором потока частиц, и соответствующая ортогональная поверхность, а коэффициент D обозначает $V^\alpha \Delta l^\alpha$. Здесь $\Delta l^\alpha \gg l_{fp}$ и потому ограничение (7) снято.

Таким образом окончательное уравнение может быть записано как:

$$\frac{\partial N_{tot}}{\partial t} = -D \Delta S^\alpha \frac{\partial N}{\partial x^\alpha}, \quad (A7)$$

т.е. мы получили требуемое уравнение (9).

Здесь N_{tot} есть полное количество частиц в объёме Ω , и N есть усреднённая плотность частиц в объёме.

В случае, когда мы имеем скорость диффузии V_d^α через граничную поверхность ΔS^α , изменение полного числа частиц можно написать как:

$$\frac{\partial N_{tot}}{\partial t} = V_d^\alpha N \Delta S^\alpha, \quad (A8)$$

и тогда (A7) становится

$$V_d^\alpha = -\frac{D}{N} \frac{\partial N}{\partial x^\alpha}. \quad (A9)$$

Таким образом, справедливость уравнения (10) доказана.

Список литературы

- [1] Kovács O.E.; Bogdán, A.; Smith, R.K.; Kraft, R.P.; Forman, W.R. Detection of the missing baryons toward the sightline of H 1821+643. *Astrophys. J.* 2019, 872, 83–95. DOI: 10.3847/1538-4357/aaef78 ; arXiv: 1812.04625
- [2] Nicastro, F.; Kaastra, J.; Krongold, Y.; Zappacosta, L. Observations of the Missing Baryons in the warm-hot intergalactic medium. *Nature* 2018, 558, 7710. DOI: 10.1038/s41586-018-0204-1
- [3] Mathur, S.; Gupta, A.; Das, S.; Krongold, Y.; Nicastro, F. Probing the Warm-Hot Circumgalactic Medium with broad OVI and X-rays. *Astrophys. J.* 2021, 908, 69. DOI: 10.3847/1538-4357/abd03f arXiv:2010.02312 (2020)
- [4] Biernaux, J.; Magain, P.; and Hauret, C. Analysis of luminosity distributions of strong lensing galaxies: subtraction of diffuse lensed signal. *Astron. & Astrophys.* 2017, 604, A46. DOI: 10.1051/0004-6361/201730907
- [5] McGaugh, S.S.; Lelli, F.; Schombert, J.M. The radial Acceleration Relation in rotationally supported galaxies. *Phys. Rev. Lett.* 2017, 117, 201101. arXiv:1609.05917
- [6] McGaugh, S.S. The Imprint of Spiral Arms on the Galactic Rotation Curve. *Astrophys. J.* 2019, 885, 87. DOI: 10.3847/1538-4357/ab479b ; ArXiv:1909.11158 [astro-ph.GA]
- [7] Sancisi, R. Dark Matter in Galaxies. In *IAU Symposium 220*; Ryder, S., Pisano, D., Walker, M., Freeman, K. 2004, 220, 233. arXiv:astro-ph/0311348
- [8] Möller, O.; Noordermeer, E. The kinematical structure of gravitationally lensed arcs. *MNRAS* 2006, 365, 496.
- [9] Navarro, J.F.; Frenk, C.S.; White, S.D.M. The structure of cold dark matter halos. *Astrophys. J.* 1996, 462, 563–579.
- [10] Merritt, D.; Graham, A.W.; Moore, B.; Diemand, J.; Terzic, B. Empirical models for dark matter halos. I. nonparametric construction of density profiles and comparison with parametric models. *Astron. J.* 2006, 132, 2685–2700.
- [11] Katz, H.; Brook, C.B.; Lelli, F.; McGaugh, S.S.; Di Cintio, A.; Schombert, J.M. Testing feedback-modified dark matter haloes with galaxy rotation curves: estimation of halo parameters and consistency with Lambda-CDM scaling relations. *MNRAS* 2017, 466, 1648–1668. doi:10.1093/mnras/stw3101
- [12] Di Cintio, A.; Brook, C.B.; Macciò, A.V.; Stinson, G.S.; Knebe, A.; Dutton, A.A.; Wadsley, J. . *MNRAS* 2014, 437, 415.
- [13] Di Cintio, A.; Brook, C.B.; Dutton, A.A.; Macciò, A.V.; Stinson, G.S.; Knebe, A. . *MNRAS* 2014, 441, 2986.
- [14] van Dokkum, P.; Danieli, S.; Cohen, Y. Merritt, A. Romanowsky, A.J.; et al. A galaxy lacking dark matter. *Nature Lett.* 2018, 555, 629. doi:10.1038/nature25767
- [15] Fraternali, F.; Oosterloo, T.; Sancisi, R.; Swaters, R. The extra-planar neutral gas in the edge-on spiral galaxy NGC891. *Proc. of the Extra-planar Gas Conference, June 7-11, 2004, Dwingeloo 2005, ASP Conf.Ser. 331, 239, ed. R. Braun ; arXiv:astro-ph/0410375.*
- [16] Carollo, D.; Ivezi, Z.; An, D.; Chiba, M.; Freeman, K.C.; Lee, Y.S.; Munn, J.A.; et al. The case for the dual halo of the Milky Way. *The Astrophysical Journal* 2012 , 746:34; doi:10.1088/0004-637X/746/1/34
- [17] Verde, L.; Treu, T.; Riess, A.G. Tensions between the early and late Universe. *Nature Astron.* 2019, 3, 891–895. doi: 10.1038/s41550-019-0902-0
- [18] Riess, A.G. The expansion of the Universe is faster than expected. *Nat. Rev. Phys.* 2020, 2, 10–12. doi: 10.1038/s42254-019-0137-0
- [19] Albert A.; Anderson B.; Bechtol K.; Drlica-Wagner A.; Meyer M.; et al. The Fermi-LAT, DES Collaborations Searching for Dark Matter Annihilation in Recently discovered Milky Way Satellites with Fermi-LAT. *Astrophys. J.* 2017, 834, N2. DOI: 10.3847/1538-4357/834/2/110
- [20] Aprile, E.; Aalbers, J.; Agostini, F.; Alfonsi, M.; Althueser, L.; Amaro, F.D.; et al. Observation of two-neutrino double electron capture in ^{124}Xe with XENON1T. *Nature* 2019, 568, 532–535.
- [21] Abramoff, O.; Drlica-Wagner, A.; Barak, L.; Essig, R.; Bloch, I.M.; Estrada, J.; et al. SENSEI: Direct-Detection Constraints on Sub-GeV Dark Matter from a Shallow Underground Run Using a Prototype Skipper CCD. *Physical Review Letters* 2019, 122, 161801.

- [22] Lang, K.R. *Astrophysical Formulae*. Springer-Verlag. Berlin, Heidelberg, New-York 1974
- [23] Dalcanton, J.J.; Stilp, A.M. Pressure support in galaxy disks: Impact on rotation curves and dark matter density profiles. *Astrophys. J.* 2010, 721, 547–561. DOI: 10.1088/0004-637X/721/1/547
- [24] Joung, M.R.; Mac Low, M-M.; Bryan, G.L. . *Astrophys. J.* 2009, 704, 137–149.
- [25] Rosdahl, J.; Schaye, J.; Dubois, Y.; Kimm, T.; Teyssier, R. Snap, crackle, pop: sub-grid supernova feedback in AMR simulations of disc galaxies. *MNRAS* 2017, 466, 11–33. <https://doi.org/10.1093/mnras/stw3034>
- [26] Landau, L.D.; Lifshitz, E.M. *Course of Theoretical Physics, V.10, Physical Kinetics*, Pergamos press Ltd., Headington Hill, Oxford OX3 0BW, England, 1981.
- [27] Begeman, K.G. PhD thesis, Univ. of Groningen, (1987)
- [28] Begeman, K.G. HI rotation curves of spiral galaxies. *Astronomy & Astrophysics* 1989, 223, 47–60.
- [29] Bigiel, F.; Leroy, A.; Walter, F.; Blitz, L.; Brinks, E.; et al. Extremely inefficient star formation in the outer disks of nearby galaxies. *Astron. J.* 2010, 140, 1194–1213. Doi: 10.1088/0004-6256/140/5/1194
- [30] de Blok, W.J.G.; Walter, F.; Brinks, E.; Trachternach, C.; Oh, S-H.; Kennicutt Jr., R.C. High-resolution rotation curves and galaxy mass models from THINGS. *Astron. J.* 2008, 136, 2648–2719.
- [31] Lipovka, A.A. Improved analytical model for the mass distribution in S-type galaxies. *Publications of the Astronomical Society of Japan* 2018, 70, Issue 5, 86. doi: 10.1093/pasj/psy082 PASJ.
- [32] Rubin, V.C.; Burbidge, E.M.; Burbidge, G.R.; Crampin, D.J.; Prendergast, K.H. The rotation and mass of NGC 7331. *Astrophys. J.* 1965, 141, 759R.
- [33] Karukes, E.V.; Salucci, P.; Gentile, G. The dark matter distribution in the spiral NGC 3198 out to 0.22 Rvir. *Astronomy & Astrophysics* 2015, 578, A13. DOI: 10.1051/0004-6361/201425339
- [34] Jones, T.J.; Dowell, C.D.; Rodriguez, E.L.; Zweibel, E.G.; Berthoud, M.; et al. SOFIA Far-infrared Imaging Polarimetry of M82 and NGC 253: Exploring the Supergalactic Wind. *Astrophys. J. Lett.* 2019, 870, L9–L20.
- [35] Sharp, R.G.; Bland-Hawthorn, J. . *Astrophys. J.* 2010, 711, 81.
- [36] Rekola, R.; Richer, M.G.; McCall, M.L.; et al. . *MNRAS* 2005, 361, 330.
- [37] Lipovka, A.A. Planck Constant as Adiabatic Invariant Characterized by Hubble's and Cosmological Constants. *Journal of Applied Mathematics and Physics* 2014, 2, 61–71. doi: 10.4236/jamp.2014.25009.
- [38] Lipovka, A.A. Physics on the Adiabatically Changed Finslerian Manifold and Cosmology. *Journal of Applied Mathematics and Physics* 2017, 5, 582–595. doi: 10.4236/jamp.2017.53050.
- [39] Cardenas, I.A.; Lipovka, A.A. Variation of the fine structure constant. *Mod. Phys. Lett. A.* 2019, 34, No38, 1950315. DOI: 10.1142/S0217732319503152

Поступила в редакцию / Original article submitted: 21.08.2021