



УДК 524.7-8
ББК 22.193

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ВНЕШНИХ ГАЗОВЫХ СПИРАЛЕЙ В ГАЛАКТИКАХ¹

М.А. Бутенко, С.А. Хоперсков, А.В. Хоперсков

В работе предложен физический механизм, отвечающий за формирование наблюдаемых структур в газовой компоненте на далекой периферии дисковых галактик. Современные данные наблюдений указывают на наличие протяженных спиральных структур на расстояниях в несколько раз превышающих оптический радиус дисков от центра галактик. Наиболее ярко такие образования отмечаются в ультрафиолетовом диапазоне и в оптических наблюдениях с долгой экспозицией. С помощью многомерного динамического моделирования галактических газовых дисков было показано, что универсальным механизмом формирования таких внешних спиралей может быть взаимодействие неосесимметричного распределения скрытой массы с веществом диска.

Ключевые слова: гидродинамика, численное моделирование, физика галактик, спиральная структура, темное вещество.

1. Данные наблюдений. Постановка задачи

В последние годы у ряда галактик в УФ-диапазоне были обнаружены очень протяженные спиральные узоры далеко за пределами оптического радиуса R_{opt} , внутри которого находится основная масса звезд диска. Исключая взаимодействующие галактики и галактики в плотном окружении, где внешние структуры могут быть обусловлены приливными эффектами, возникает проблема объяснения наблюдаемых структур. Наблюдения космической обсерватории GALEX позволяют восстановить протяженные внешние спирали до расстояний $r \sim (3 \div 4)R_{opt}$ в галактике NGC 1512 (рис. 1). Подобные структуры наблюдаются также в дисковых галактиках NGC 2915, NGC 5055, NGC 6744, NGC 6946, NGC 5236 [4–6; 9].

Основной трудностью при интерпретации внешних спиралей является их удаленность от центра галактик, где велико влияние бара, балджа и внутренней спиральной структуры в звездной компоненте галактик. Поскольку плотность окружающего галактику газа является недостаточной для развития гравитационной неустойчивости

на больших масштабах ~ 10 кпк, то необходимо привлечение внешнего механизма генерации структур в нем. При этом тот факт, что в локальных областях (1–3 кпк) за оптическим радиусом идут процессы звездообразования, позволяет утверждать наличие механизма, приводящего к сжатию и фрагментации газа. Периферия галактик оказывается нечувствительной к особенностям распределения барионного вещества внутри оптического радиуса галактик, однако постоянство кривой вращения на расстояниях $r > R_{opt}$ указывает на наличие значительной гравитирующей массы, в основном темного гало. Общепринятой является концепция об образовании несферических, а в общем случае трехосных, гало темной материи, внутри которых в процессе космологического расширения Вселенной формировались галактики. Взаимодействие темного вещества с барионным в процессе галактической эволюции приводит к трансформации формы гало и профиля плотности в нем, однако современные наблюдения близких галактик ($z \ll 1$) и Галактики утверждают о сохранении триаксиального характера распределения массы в гало, за исключением самых центральных областей ($r \ll R_{opt}$). Таким образом, реалистичной представляется гипотеза о том, что образование внешних структур может происходить за счет динамического взаимодействия неосесимметричного, в галактической плоскости, гало с протяженным газовым диском галактик.

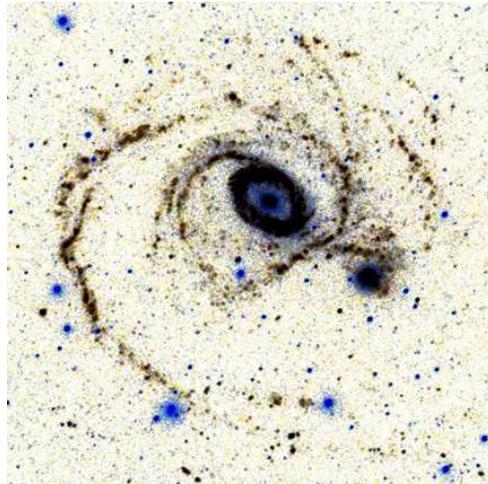


Рис. 1. NGC 1512 по данным GALEX

2. Математическая модель

Численные эксперименты по динамике галактического газового диска во внешнем гравитационном потенциале основаны на решении эволюционных уравнений газовой динамики в цилиндрической системе координат:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0, \quad (1)$$

$$\frac{\partial \rho \mathbf{u}}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \otimes \mathbf{u}) = -\nabla p - \rho \nabla \Psi, \quad (2)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot ([E + p] \mathbf{u}) = -\rho \mathbf{u} \cdot \nabla \Psi, \quad (3)$$

где ρ — объемная плотность газа; p — давление газа; $\mathbf{u} = \{u, v, w\}$ — вектор скорости газа; Ψ — внешний гравитационный потенциал; E — объемная энергия; e — удельная

внутренняя энергия газа. Система газодинамических уравнений замыкается уравнением состояния газа: $E = \varrho \left(e + \frac{\mathbf{u}^2}{2} \right)$, $e = \frac{p}{\varrho(\gamma - 1)}$, где γ — показатель адиабаты.

Внешний гравитационный потенциал выберем в виде квазиизотермического темного гало, воспроизводящим постоянство кривой вращения на периферии диска [2]. Поскольку профиль плотности квазиизотермического гало не имеет особенностей в виде центрального кэспа, то сферически симметричный потенциал однозначно обобщается на случай трехосного гало [3]:

$$\Psi_h(x, y, z) = 4\pi G \varrho_{h0} a^2 \cdot \left\{ \ln(\xi) + \frac{\arctg(\xi)}{\xi} + \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \xi^2}{\xi^2} \right\}, \quad (4)$$

где $\xi = \sqrt{\frac{x^2}{a_x^2} + \frac{y^2}{a_y^2} + \frac{z^2}{a_z^2}}$; a_x, a_y, a_z — характерные масштабы вдоль соответствующих осей. В случае центральносимметричного гало $a = a_x = a_y = a_z$ имеем из (4) модель квазиизотермического гало с распределением плотности

$$\varrho(r) = \frac{\varrho_{h0}}{1 + (r/a)^2}, \quad (5)$$

которое обеспечивает постоянство скорости вращения на больших расстояниях $r \gg a$, где кривая вращения $V(r)$ имеет плато [2].

Поскольку мы будем рассматривать тонкие галактические газовые диски, то вид распределения плотности в гало поперек диска не вносит существенного вклада в динамику газа. Таким образом, параметром, регулирующим форму гало, является амплитуда неосесимметрии в плоскости галактики $\varepsilon = 1 - a_x/a_y$. Далее для всех численных экспериментов значение ε выбиралось равным 0.1 в области $r > R_{opt} = 1$. На рисунке 2а приведены радиальные распределения параметра ε внутри R_{opt} , использованные в расчетах. Уменьшение значения $\varepsilon(r)$ в области $r < R_{opt}$ учитывает эффект сфероизации в распределении вещества темного гало в результате взаимодействия гало с диском галактики. Нами построена серия моделей с различными значениями радиальной шкалы гало $a_h = 0.02, 0.05, 0.1$, позволяющими учесть переход от галактик ранних морфологических типов (с массивным балджем) к галактикам поздних морфологических типов (рис. 2б). Будем также рассматривать медленное вращающееся темное гало с постоянной угловой скоростью Ω_h .

3. Численный метод

Для численного интегрирования уравнений газодинамики (1)–(3) использовался TVD-вариант схемы MUSCL с учетом особенностей, описанных в работе [1]. Данный подход является эффективным для описания существенно нестационарных течений, в которых формируется сложная система взаимодействующих ударных волн [7]. Численная схема относится к схемам типа Годунова второго порядка точности по времени и третьего порядка по пространству. Для вычисления потоков физических величин через границы ячеек использовался модифицированный метод HLLC, который позволяет сквозным образом моделировать ударные волны, контактные и тангенциальные разрывы. Построение схемы второго порядка точности по времени достигается использованием схемы предиктор — корректор совместно с условием неубывания полной вариации численного решения (TVD-условие). Третий порядок аппроксимации по пространству в областях гладкого течения обеспечивается применением процедуры MUSCL [8].

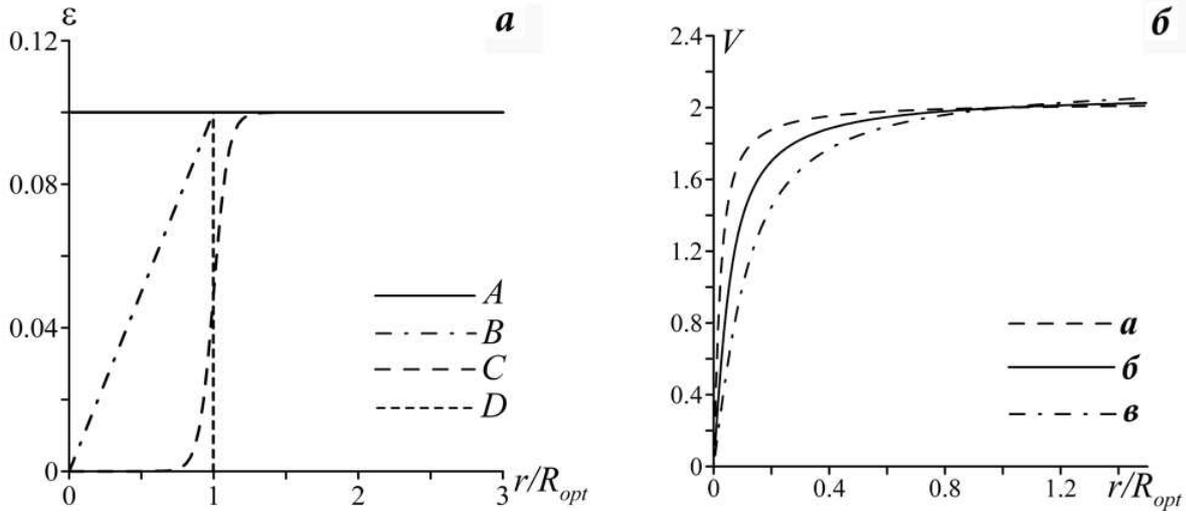


Рис. 2: а) различные модели зависимости $\varepsilon(r)$: $A - \varepsilon = \varepsilon_0 = 0,1$; $B - \varepsilon = \varepsilon_0 r/R_{opt}$; $C - \varepsilon = a + b \text{th} \frac{r-R_{opt}}{L_\varepsilon}$; $D - \varepsilon = \varepsilon_0$, при $r \geq R_{opt}$, где L_ε , a и b — некоторые коэффициенты. Звездный диск расположен в пределах радиуса $R_{opt} = 1$; б) зависимость $V(r)$ для параметра гало a_h , равного $a - 0,02$; $б - 0,05$; $в - 0,1$

4. Результаты моделирования

Начальные равновесные профили плотности и скорости газа восстанавливались с учетом симметричного распределения темной материи ($\varepsilon = 0$). На рисунке 3а приведен пример зависимостей скорости вращения газа $V(r)$, поверхностной плотности газа $\sigma(r)$ и угловой частоты вращения газа $\Omega(r)$. На рисунке 3б показан радиальный профиль параметра Тоомре $Q_T(r) = \frac{c_s(r)\kappa(r)}{\pi G\sigma(r)}$, где $\kappa(r)$ — эпициклическая частота; $c_s(r)$ — адиабатическая скорость звука; $G = 1$ — гравитационная постоянная. Несмотря на то что в численных расчетах не учитывалась самогравитация газа, оценка значения параметра Q_T позволяет говорить о возможности развития гравитационной неустойчивости.

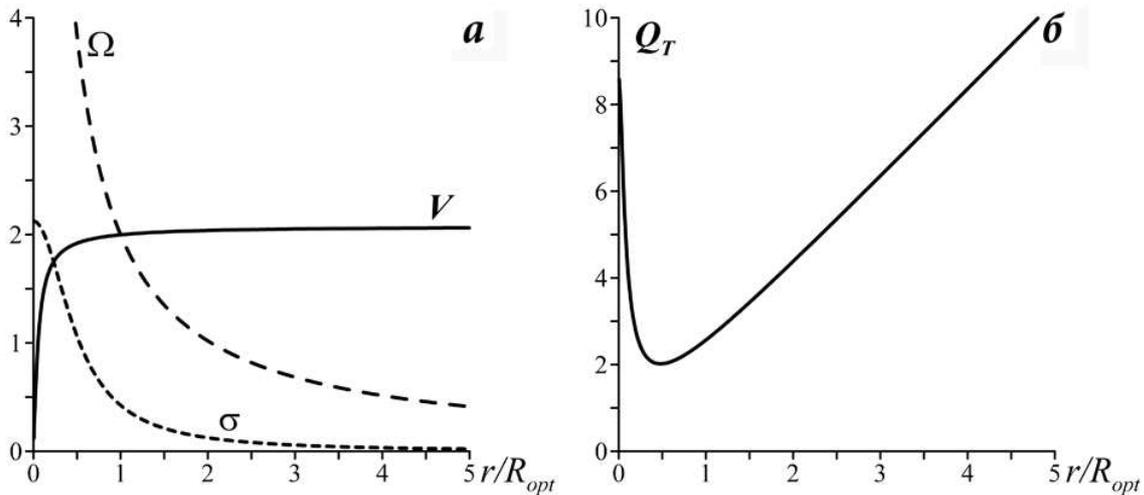


Рис. 3: а) начальное распределение параметров модели; б) зависимость параметра Тоомре Q_T от радиуса r

В качестве начальных радиальных осесимметричных профилей параметров выбираем равновесные распределения для случая $\varepsilon = 0$. При расчетах значение параметра неосесимметрии адиабатически увеличивалось до выбранного в конкретной модели распределения (см. рис. 2а). На рисунке 3а приведены зависимости скорости вращения газа V , поверхностной плотности газа σ , угловой частоты вращения Ω . На рисунке 3б показана зависимость параметра Тоомре $Q_T = \frac{c_s \kappa}{\pi G \sigma}$ от радиуса r . Условие $Q_T > 2$ указывает на горячий гравитационно устойчивый диск. Причем сильное увеличение Q_T за пределами оптического радиуса $R_{opt} = 1$ не допускает гравитационную неустойчивость в качестве механизма генерации спирального узора.

На рисунке 4 приведена временная эволюция радиального профиля поверхностной плотности газа в поле неосесимметричного гало в модели А (см. рис. 2а). Хорошо заметно формирование плотных участков в газе, причем конечная амплитуда плотности практически не зависит от расстояния до центра, несмотря на начальный резко спадающий закон распределения плотности газа. Эти уплотнения ассоциируются со спиральными волнами за пределами оптического радиуса $R_{opt} = 1$ (рис. 5).

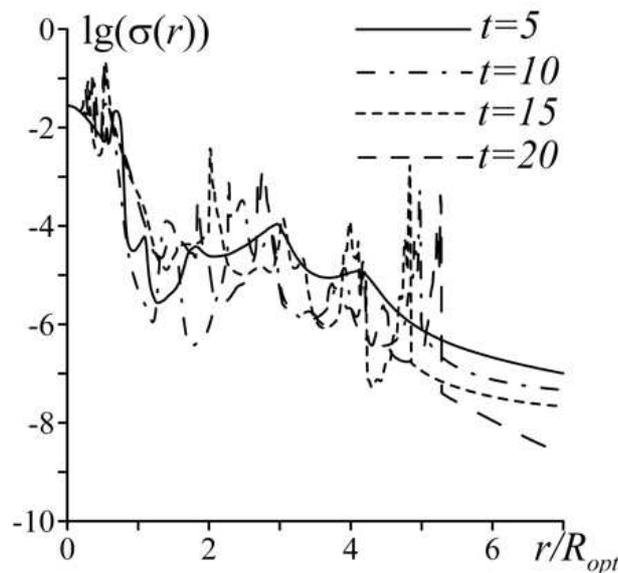


Рис. 4. Распределение $\lg \sigma(r)$ вдоль луча $\varphi = 0$ в различные моменты времени t

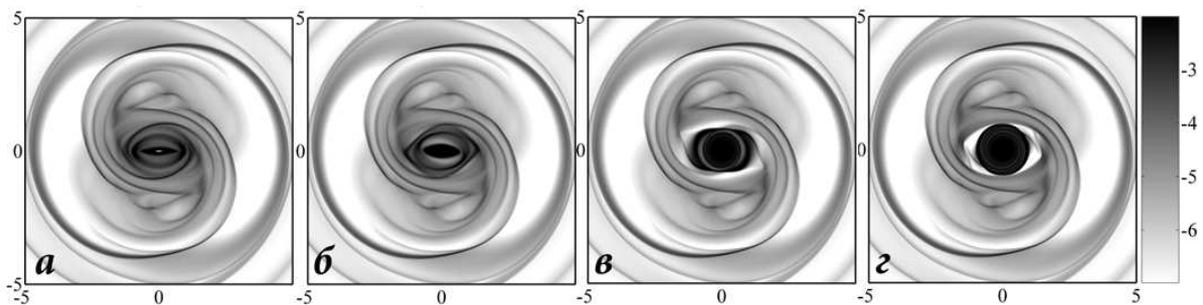


Рис. 5. Распределение логарифма поверхностной плотности $\sigma(r, \varphi)$ для различных моделей параметра $\varepsilon(r)$ см. на рисунке 2а модели А, В, С, D

Общей чертой расчетов с различными $\varepsilon(r)$ является тугозакрученный спиральный узор на периферии галактического диска. При этом вариации радиального распределения неосесимметрии потенциала гало оказываются ответственными за изменение морфологии в центральной области внутри оптического радиуса.

На рисунке 6 приведены результаты серии численных экспериментов для различных значений параметра гало a_h . Изменение формы кривой вращения $V(r)$ в небольших диапазонах практически не влияет на амплитуду и внешний вид спиральных ветвей.

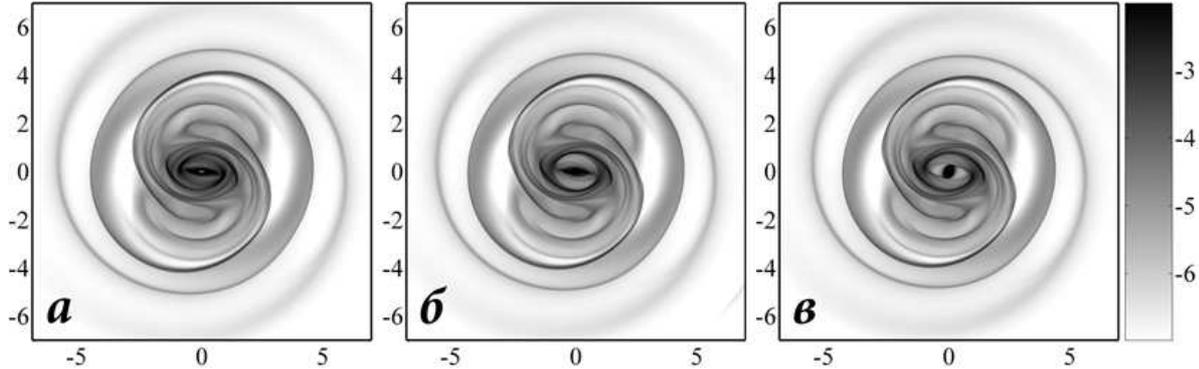


Рис. 6. Распределение логарифма поверхностной плотности $\sigma(r, \varphi)$ для различных значений параметра гало: а) $a_h = 0, 1$; б) $a_h = 0, 05$; в) $a_h = 0, 02$

Наиболее интересным оказалось изменение структуры спиральных течений при варьировании скорости вращения темного гало, определяющее положение коротационного радиуса: $R_{cor} = V(R_{cor})/\Omega_h$ (рис. 7). При более медленном вращении гало формируются открытые спиральные структуры с углом закрутки $\sim 20-30^\circ$ во внешней области, при этом заметна сильная зависимость угла закрутки спиралей от положения до центра галактики. С увеличением скорости вращения гало угол закрутки уменьшается и при положении коротации в области оптического радиуса спирали практически замыкаются в кольцо.

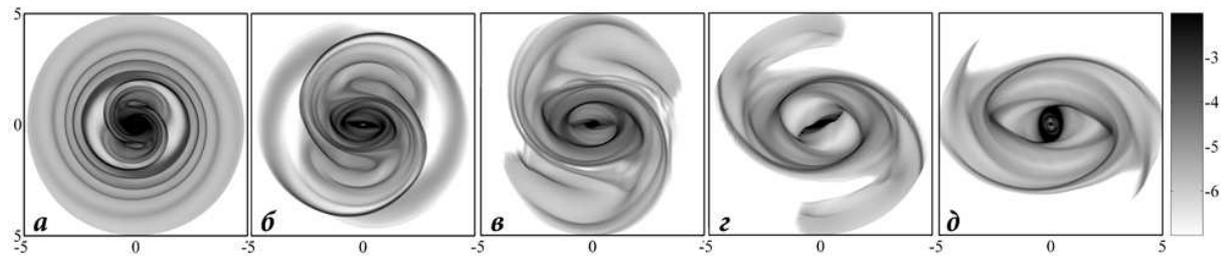


Рис. 7. Распределение логарифма поверхностной плотности $\sigma(r, \varphi)$ при радиусе коротации: а) $R_{cor} = 1$; б) $R_{cor} = 2$; в) $R_{cor} = 3$; г) $R_{cor} = 4$; д) $R_{cor} = 5$

Стоит, однако, отметить, что вариации положения радиуса коротации за пределами оптического радиуса $R_{cor} = 1-5$ соответствуют медленному вращению гало относительно вращения вещества галактики, а также характерных скоростей вращения баров и внутренних спиральных структур. Так, например, угловая скорость вращения бара в Галактике оценивается в диапазоне $50-70$ км/с/кпк, для спиральной структуры $23-40$ км/с/кпк, тогда при совпадении радиуса коротации с оптическим радиусом $R_{cor} = R_{opt} = 20$ кпк получаем оценку $\Omega_h \approx 10$ км/с/кпк.

Заключение

Проведенные численные газодинамические расчеты позволяют утверждать о наличии эффективного механизма генерации внешних спиральных структур за счет динамического взаимодействия протяженного галактического газового диска с неосесимметричным (в общем случае триаксиальным) темным гало. Мы показали, что вариации параметров вращения галактики и особенностей распределения темной материи влияют на морфологию образующихся спиральных структур. Отметим следующие характерные свойства:

1. Имеется ярко выраженное влияние скорости вращения гало на морфологию образующихся спиральных волн, в частности с увеличением скорости вращения уменьшается угол закрутки спиралей.
2. Характер распределения темного вещества внутри оптического радиуса не оказывает ощутимого влияния на морфологию внешней газовой спиральной структуры.

Общей чертой экспериментов с учетом неосесимметричности гало является развитие крупномасштабной двухрукавной спиральной структуры, в том числе за пределами оптического радиуса галактического диска. Формирование многорукавных, транзитных узоров, очевидно, можно продемонстрировать с учетом эволюционной и мелкомасштабной внутренней структуры гало, состоящего из многочисленных субгало темной материи.

ПРИМЕЧАНИЕ

¹ Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ (№ 11-02-12247-офи-м-2011, №12-02-00685-а), гранта Президента РФ (№ НШ-3602.2012.2), ФЦП (тема «Физика и химия межзвездной среды: связь с эволюцией галактик и их непосредственным окружением»). С.А. Хоперсков выражает благодарность некоммерческому фонду «Династия». Авторы также благодарят А.В. Засова за многочисленные обсуждения. Численные расчеты проводились на суперкомпьютерах «Ломоносов» и «Чебышев» (НИВЦ МГУ) при поддержке А.В. Засова и Н.В. Тюриной.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Еремин, М. А. Конечно-объемная схема интегрирования уравнений гидродинамики / М. А. Еремин, А. В. Хоперсков, С. А. Хоперсков // Известия ВолгГТУ, Актуальные проблемы управления, вычислительной техники и информатики. — 2010. — Т. 13. — С. 24–27.
2. Фридман, А. М. Физика галактических дисков / А. М. Фридман, А. В. Хоперсков. — М. : Физматлит, 2011. — 640 с.
3. Хоперсков, А. В. Динамика газового диска в неосесимметричном темном гало / А. В. Хоперсков, М. А. Еремин, С. А. Хоперсков, М. А. Бутенко // Астрономический журнал. — 2012. — Т. 89, № 1. — С. 19–31.
4. Bertin, G. Prominent spiral arms in the gaseous outer galaxy disks / G. Bertin, N. C. Amorisco // A&A. — 2009. — V. 512. — P. 17–22.
5. Bigiel, F. Tightly Correlated H I and FUV Emission in the Outskirts of M83 / F. Bigiel, A. Leroy, M. Seibert [et al.] // ApJ. — 2010. — V. 720. — P. 31–35.

6. Boomsma, R. HI holes and high-velocity clouds in the spiral galaxy NGC6946 / R. Boomsma, T. A. Oosterloo, F. Fraternali, J. M. van der Hulst, and R. Sancisi // *A&A*. — 2008. — V. 490. — P. 555–570.
7. Khoperskov, A. V. Dissipative-Acoustic Instability in Accretion Disks at a Nonlinear Stage / A. V. Khoperskov, S. S. Khrapov, E. A. Nedugova // *Astronomy Letters*. — 2003. — V. 29. — P. 246–257.
8. Leer, B. van Towards the ultimate conservative difference scheme V: a second order sequel to Godunov' method / B. van Leer // *J. of Comput. Phys.* — 1979. — V. 32. — P. 101–136.
9. Thilker, D. A. A Search for Extended Ultraviolet Disk (XUV-Disk) Galaxies in the Local Universe / D. A. Thilker, L. Bianchi, G. Meurer [et al.] // *ApJS*. — 2007. — V. 173. — P. 538–571.

THE NUMERICAL SIMULATION OF EXTERNAL GAS SPIRALS

M.A. Butenko, S.A. Khoperskov, A.V. Khoperskov

We consider the physical mechanism that can explain the nature of the observed spiral patterns on the periphery of galaxies outside the optical radius, according to *HI* and ultraviolet range. The generator of spiral structures in the gas outside the stellar disk can be nonaxisymmetric halo. The numerical gas-dynamic experiments have shown that nonaxisymmetric dark halo may be an efficient generator of spiral structures in the gas outside the stellar disk.

Key words: *hydrodynamics, numerical simulation, physics of galaxies, spiral structure, dark matter.*