

УДК: 52—862

ВОЛНЫ БОЛЬШОЙ АМПЛИТУДЫ В ГАЗОВОМ ДИСКЕ I. СТАЦИОНАРНЫЕ ПЕРИОДИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ

М. Г. АБРАМЯН, Е. А. МИХАЙЛОВА, А. Г. МОРОЗОВ

Поступила 25 февраля 1985

Принята к печати 20 июня 1985

Численно решено точное нелинейное уравнение коротковолновых возмущений вращающегося газового диска. Получены нелинейные периодические волны, амплитуда которых при фиксированном значении скорости распространения ограничена сверху. Предельное значение амплитуды растет с ростом скорости волн. Результаты применены для оценки параметров 3 кпк и 135 км/с «рукавов» Галактики и тонкой структуры кольца Сатурна.

1. *Введение.* Теория коллективных процессов в газовом гравитирующем диске, являющемся моделью широкого круга астрономических объектов (газовые подсистемы плоских галактик, аккреционные и протопланетные диски), вплоть до недавнего времени разрабатывалась в рамках линейной теории [1—11]. И лишь в последнее время было начато изучение нелинейных коллективных процессов в таких системах [11—20]. Эти исследования, однако, также ограничены рамками приближения малых амплитуд, что существенно ограничивает возможность применения теоретических результатов для объяснения природы и динамики реальных структур в упомянутых выше объектах. Поэтому изучение существенно нелинейных процессов в газовых дисках оказывается весьма актуальной задачей.

Целью настоящей заметки и является попытка продвижения в этом направлении. В качестве первого приближения мы рассматриваем нелинейные волны в газовом диске, возмущениями гравитационного поля в котором можно пренебречь.

Учет возмущений гравитационного потенциала в исследуемых системах необходим лишь в случае, когда возмущенная гравитационная сила $\nabla \bar{V}$ не слишком мала по сравнению с возмущенной гидродинамической силой $\frac{1}{\rho_0} \nabla p$ (p — возмущение давления, ρ_0 — равновесная поверх-

ностная плотность газового диска). Для гомогенных дисков (чисто газовых — типа протопланетных или аккреционных) отношение вышеуказанных возмущенных сил можно оценить формулой

$$\left| \frac{\sigma_{0g} \nabla \tilde{V}}{\nabla p} \right| \approx \frac{\sigma_{0g} GL}{c_s^2} \approx \frac{m}{M} \frac{R}{\pi h^2} L, \quad (1)$$

где c_s — скорость звука в газе, L — характерный масштаб возмущений, G — постоянная гравитации. При получении второй оценки предполагали, что радиальное равновесие диска обеспечивается гравитацией центрального тела и вращением (кеплеровское вращение — $\Omega^2 = GM/R^3$, где M — масса центрального тела, R — характерный радиус диска), а вертикальное — газовым давлением и тоже гравитацией центрального тела [21], откуда $c_s = h\Omega$, где h — характерная толщина диска, m — масса диска.

Из оценки (1) следует, что для легких горячих дисков вокруг массивных компактных объектов эффектами самогравитации в возмущениях можно пренебречь. Оценка отношения (1) для возмущений колец Сатурна по данным [22] ($h \approx 1^*$ км, $m/M \approx 10^{-8}$, $R \approx 10^5$ км) дает $0.3 \cdot 10^{-3} L$ (км), откуда следует, что в возмущениях с $L \lesssim 10^3$ км самогравитацией можно пренебречь.

Для гетерогенных дисков типа экстремально плоских подсистем спиральных галактик, погруженных в сфероидальные подсистемы звезд, справедлива следующая оценка [23]:

$$\left| \frac{\sigma_{0g} \nabla \tilde{V}}{\nabla p} \right| \approx \frac{\sigma_{0g}}{\sigma_{0*}} \left(\frac{v_{rot}}{c_s} \right)^2 \frac{L}{2\pi R}, \quad (2)$$

где σ_{0*} — равновесная поверхностная плотность звездной составляющей галактики, v_{rot} — линейная скорость вращения диска, c_s — в данном случае дисперсия скоростей газовых облаков. При выводе оценки (2) предполагалось, что вращение диска обеспечивается гравитацией звездной со-

ставляющей ($v_{rot}^2 \approx \pi^2 G \sigma_{0*} R$) и что газовый диск легкий: $\frac{\sigma_{0g}}{\sigma_{0*}} \approx \frac{\sigma_{0g} c_s^2}{\sigma_{0*} c_r^2} \sim$

$\sim \frac{\sigma_{0g}}{\sigma_{0*}} \ll 1$. Простая оценка по данным наблюдений [24—27] показывает, что для волн с $L \lesssim 1$ кпк в окрестности Солнца $|\sigma_{0g} \nabla \tilde{V} / \nabla p| \approx 1$, но в центральной части ($r \lesssim 2 + 3$ кпк) Галактики $|\sigma_{0g} \nabla \tilde{V} / \nabla p| \lesssim 0.1$.

* Последние наблюдения «Вояджер» I, II дают намного меньшие значения толщины колец.

Таким образом, в довольно обширной области плоской подсистемы Галактики и, по-видимому, в центральных областях других спиральных галактик возмущениями гравитационного потенциала при изучении динамики газового диска можно пренебречь.

Очертив класс объектов, для которых применима излагаемая ниже теория, опишем структуру заметки. В следующем разделе приведена математическая формулировка задачи. Затем излагаются результаты расчетов на ЭВМ пространственной структуры прогрессивных нелинейных волн и наиболее важных связей между их параметрами. Последний раздел посвящен краткому обсуждению полученных результатов и возможных положений.

2. *Постановка задачи.* Для рассматриваемого класса моделей уравнения газодинамики, описывающие возмущения диска, имеют вид:

$$\frac{dv_r}{dt} + v_r \frac{\partial v_r}{\partial r} - 2\Omega v_\varphi - \frac{v_r^2}{r} = -c_s^2 \left(\frac{\sigma_g}{\sigma_{0g}} \right)^{\gamma-2} \frac{1}{\sigma_{0g}} \frac{d\sigma_g}{dr}, \quad (3)$$

$$\frac{\partial v_\varphi}{\partial t} + \frac{\kappa^2}{2\Omega} v_r + \frac{v_r}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r v_\varphi) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial \sigma_g}{\partial t} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r \sigma_g v_r) = 0, \quad (5)$$

где $\Omega(r)$ — угловая скорость вращения диска, $\kappa = 2\Omega \sqrt{1 + \frac{r}{2\Omega} \frac{d\Omega}{dr}}$ —

эпциклическая частота, v_φ — возмущение азимутальной скорости, v_r — радиальная скорость, $\sigma_g = \sigma_{0g} + \tilde{\sigma}_g$ — полная поверхностная плотность газа (возмущенная), γ — «плоский» показатель политропы [8, 28].

Введем безразмерные координату x и время τ соотношениями $dx = \kappa dr / c_s$, $d\tau = \kappa dt$ и обезразмерим основные переменные

$$u = v_r / c_s; \quad v = \frac{2\Omega}{\kappa c_s} v_\varphi; \quad \Sigma = \frac{\tilde{\sigma}_g}{\sigma_{0g}}.$$

Тогда, используя вытекающую из (4), (5) связь [17]

$$u = -\frac{\partial v}{\partial \tau} \left[1 + \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} (xv) \right]^{-1}; \quad \Sigma = \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} (xv), \quad (6)$$

сведем систему (3)—(5) к уравнениям

$$\begin{aligned} (1 + \Sigma)^2 \frac{\partial^2 v}{\partial \tau^2} - (1 + \Sigma) \frac{\partial v}{\partial \tau} \left(\frac{\partial \Sigma}{\partial \tau} + \frac{\partial^2 v}{\partial x \partial \tau} \right) + \left(\frac{\partial v}{\partial \tau} \right)^2 \frac{\partial \Sigma}{\partial x} + \\ + (1 + \Sigma)^3 \left[v + \left(\frac{x}{2\Omega} \right)^2 \frac{v^2}{x} \right] - (1 + \Sigma)^{\gamma+1} \frac{\partial \Sigma}{\partial x} = 0, \end{aligned} \quad (7)$$

$$\Sigma = \frac{1}{x} \frac{\partial}{\partial x} (xv). \quad (8)$$

В настоящей работе будем считать возмущения достаточно коротковолновыми: $L/2\pi R \ll 1$ и изучим динамику прогрессивных волн вида $v = v(x - w\tau)$, $\Sigma = \Sigma(x - w\tau)$, где w — скорость распространения нелинейных возмущений. В этом случае система (7), (8) упрощается и мы имеем

$$\frac{d\Sigma}{d\eta} = \frac{v(1 + \Sigma)^2}{(1 + \Sigma)^{\gamma+1} - w^2}, \quad (9)$$

$$\Sigma = \frac{dv}{d\eta}, \quad (10)$$

где $\eta \equiv x - w\tau$.

Мы исследовали решения этой системы, удовлетворяющие начальным условиям

$$\Sigma(0) = \Sigma_0; \quad v(0) = 0 \quad \left(\frac{d\Sigma}{d\eta} \Big|_{\eta=0} = 0 \right). \quad (11)$$

Исключая из (9), (10) $v(\eta)$, решение полученного уравнения легко представить в интегральной форме

$$\eta = \pm \int_{\Sigma}^{\Sigma_0} \frac{d\Sigma}{\left(\frac{2}{f^2} \int_{\Sigma}^{\Sigma_0} \Sigma f d\Sigma \right)^{1/2}},$$

где

$$f(\Sigma) = (1 + \Sigma)^{\gamma-2} - \frac{w^2}{(1 + \Sigma)^2}.$$

Подкоренный интеграл легко берется, и путем исследования подкоренного выражения можно качественно выяснить основные свойства конечных периодических решений. Однако для детального изучения этих решений мы предпочли пользоваться численным методом Рунге—Кутты для решения исходной системы (9)—(11). Результаты подобных исследований приведены в следующем разделе.

3. Основные результаты. а) В пределе малых амплитуд $\Sigma_0 \ll 1$, как и следовало ожидать, получаются гармонические волны. С ростом амплитуды, задаваемой параметром Σ_0 в начальных условиях (11), профиль волны искажается: максимумы сужаются, а минимумы становятся более по-

логими. Характер искажений хорошо виден на рис. 1а, где изображен профиль волны, распространяющейся втрое быстрее звука ($\omega = 3$) в изотермическом ($\gamma = 1$) газе с амплитудой $\Sigma_0 = 1$.

б) При заданных значениях параметров ω и γ амплитуда нелинейной прогрессивной волны ограничена значением

$$\Sigma_{0\text{пр}} = \omega^{\frac{2}{\gamma+1}} - 1. \quad (12)$$

При $\Sigma_0 \geq \Sigma_{0\text{пр}}$ уравнения (9), (10) не имеют конечных решений.

Профиль волны с амплитудой, близкой к $\Sigma_{0\text{пр}}$ ($\Sigma_0 = 0.99 \cdot \Sigma_{0\text{пр}}$), характеризуется резкими и узкими максимумами и плоскими широкими минимумами величины Σ (рис. 1б). Характерный вид пространственной структуры величин v и u в такой волне изображен на рис. 1с, д.

в) Пространственный период L нелинейной волны не зависит от свойств газа, задаваемых плоским параметром политропы γ , слабо зависит от значения амплитуды (для волн с $\Sigma_0 = 0.99 \Sigma_{0\text{пр}}$ уменьшение L не превышает 1—3%) и практически выражается формулой длины волны линейных волн

$$L \simeq 2\pi \sqrt{\omega^2 - 1}. \quad (13)$$

г) Помимо периода L нелинейная волна характеризуется и пространственным размером уплотнения вещества в волне L_1 . Зависимость L_1 от ω почти такая же, что и у L , однако L_1 сильно зависит также от амплитуды Σ_0 , быстро убывая с ростом последнего. На графике рис. 2 кривые представляют зависимость отношения L_1/L от амплитуды Σ_0 при разных значениях ω . Кривые показывают, что зависимость отношения L_1/L от скорости ω слабая и ею можно пренебречь.

д) Между предельными значениями амплитуд радиальной скорости и плотности существует простая связь:

$$u_{0\text{пр}} = \Sigma_{0\text{пр}} \omega^{\frac{\gamma-1}{\gamma+1}}, \quad (14)$$

которая легко получается из (6), (10) с учетом (12). При естественном для межзвездной среды значении $\gamma = 1$ имеем

$$u_{0\text{пр}} = \Sigma_{0\text{пр}} = \omega - 1. \quad (15)$$

4. Обсуждение результатов. В центральных областях многих галактик в настоящее время либо происходят бурные взрывные процессы, либо вид-

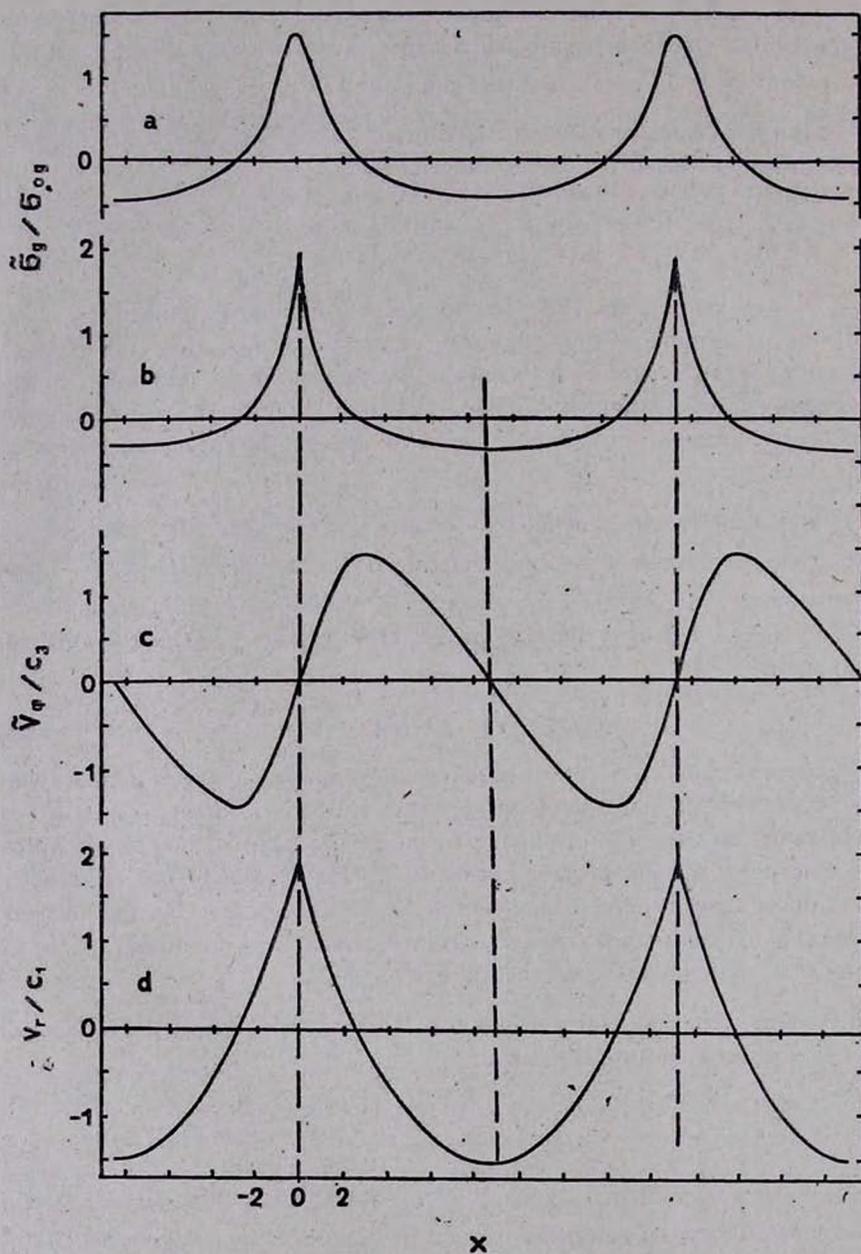


Рис. 1. Профиль нелинейной волны плотности с амплитудой, близкой предельной.

ны их следы. В частности, в центральных областях Галактики, с многочисленными мелкомасштабными нестационарными образованиями, наблюдаются так называемые «3-кпк и 135-км/с рукава» — крупномасштабные, азимутально-расположенные с галактоцентрическими углами примерно в 90° образования, «расширяющиеся» с радиальными скоростями 53 км/с и 135 км/с соответственно [29, 30]. «3-кпк рукав» расположен на расстоянии 4 кпк от центра Галактики в сторону Солнца и содержит массу порядка $8 \cdot 10^7 M_\odot$, а «135-км/с рукав» — в противоположной стороне, на расстоянии 3.5 кпк от центра Галактики и содержит почти такую же массу, что и 3-кпк рукав [29].

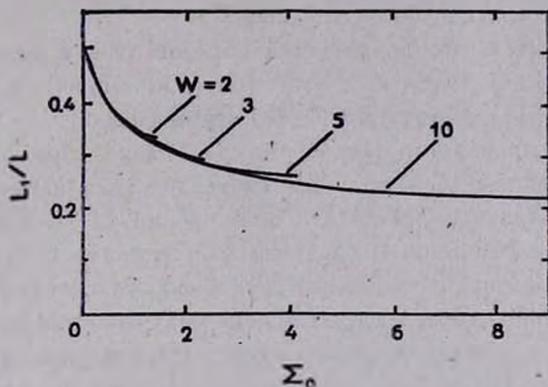


Рис. 2. Зависимость L_1/L от амплитуды Σ_0 при разных значениях w .

В работах [31, 32] эти «рукава» интерпретированы как материальные образования, выброшенные из ядра Галактики (о трудностях этого подхода см. в [30]).

В работе [33] предполагается, что указанные рукава — нелинейные волны, возбужденные гипотетическим быстровращающимся (с угловой скоростью 118 км/с кпк овальным образованием. Выбирая параметры системы так, чтобы внешний резонанс Линдблада был расположен на радиусе 3 кпк, автор рассматривает возмущения газового диска от овал-генератора, локализованные с учетом вязкости* в узкой прирезонансной полосе.

Нелинейная волновая концепция природы «рукавов» лишена трудностей, связанных с гипотезой об их материальном происхождении [30].

* Вязкость в указанной работе играет важную роль, «локализуя» спиральные возмущения от овала в узкой полосе резонанса. При этом для вязкости газового диска используются результаты работы [21], полученные для колец Сатурна, состоящих из ледяных частиц. Неупругие столкновения газовых облаков далеко не идентичны столкновениям ледяных шаров и поэтому использование результатов работы [21] требует обоснования.

Основной трудностью волновой концепции «рукавов» (впрочем, как и для теории глобального спирального узора), по-видимому, является вопрос их генерации. Так как в дифференциально вращающемся диске овальные образования являются идеальными генераторами спиральных волн, то к настоящему времени в Галактике предполагается существование уже двух овалов: один — для генерации глобального спирального узора [40] с угловой скоростью 23 км/с кпк, другой — для обсуждаемых здесь «рукавов». Существование в центральной области Галактики овальных образований, угловые скорости вращения которых отличаются друг от друга на полпорядка, представляется маловероятным. Другая трудность работы [33] заключается в том, что один овал не может одновременно обеспечить столь разные скорости «расширений» «рукавов».

Не исключается, что возмущения образовались в центральной области Галактики вследствие каких-то (гидродинамических, кинетических (см., например, [11])) неустойчивостей ядерного плотного газового диска, или за счет взрывного уплотнения материи диска. При распространении в более разреженные области диска (поверхностная плотность диска меняется почти на два порядка!) эти возмущения (даже линейные) становятся сильно нелинейными. В следующей работе, где будут представлены результаты исследования эволюции подобных уплотнений, мы подробно обсудим этот вопрос. Здесь же, на основе полученных в предыдущем разделе результатов, приведем некоторые предварительные оценки параметров обсуждаемых «рукавов», считая их стационарными нелинейными волнами. При этом радиальной скорости «расширения» рукавов будет соответствовать амплитуда радиальной скорости частиц в нелинейной волне. Заметим, что факт большого отличия радиальных скоростей «рукавов», на основе (15), объясняется разностью степеней их нелинейности (скажем, разностью начальных уплотнений диска). Наблюдаемый дефицит газа в области $r \simeq 1 \div 4$ кпк отчасти мог быть связан с разрежением в нелинейной волне: $\sigma_{0\text{min}} = \sigma_0 \cdot (1 - \Sigma_{0\text{min}})$.

Массу рукава можно оценить по формуле

$$M = \alpha r h \sigma_{0g} \left(L_1 + \int_0^{L_1} \Sigma(x) dx \right), \quad (16)$$

где α — галактоцентрический угол рукава, $h = c_s/\omega$ — характерный масштаб толщины диска, L_1 — безразмерная «ширина» уплотнения в волне.

а) «3-кпк рукав». Принимая для дисперсии газовых облаков значение $c_s = 10$ км/с и учитывая $v_{0r} = 53$ км/с, для безразмерной амплитуды радиальной скорости волны получим $u_0 = v_{0r}/c_s \simeq 5.3$. Оценки

приведем для волны с параметрами, близкими к предельным. Тогда, считая $\gamma = 1$, из (15) и (13) получим $\Sigma_{0\text{пр}} = 5.3$; $\omega = 6.3$ и $L = 39.1$. Учитывая значение эпициклической частоты в рассматриваемой области Галактики $\kappa = 90$ км/с кпк, для пространственного периода волны получим оценку 4.3 кпк. Так как пространственный период достаточно велик, то наблюдается не дуг нелинейных волн, а одиночная волна — „рукав“. Ширина уплотнения в волне, где $\Sigma \geq 3$, составляет величину порядка 0.2 кпк, а область разрежений в волне — 3.2 кпк, с достаточно плоским минимумом $\sigma_{\text{min}} = 0.5 \cdot \sigma_0$.

Оценка массы по формуле (16) в рассматриваемом случае дает $7.5 \cdot 10^7 M_{\odot}$, где принято $\alpha = \pi/2$, $\sigma_{0g} = 5.4 M_{\odot}/\text{пк}^3$ [33]. Для скорости распространения нелинейной волны получаем 63 км/с.

Движение газа в нелинейной волне такое же, как у обычной спиральной волны (плотность и радиальная скорость колеблются синфазно и отстают от колебаний азимутальной скорости по фазе $\pi/2$).

б) „135-км/с рукав“. Принимая для $r = 3.3$ кпк, $c_s = 10$ км/с, $\kappa = 100$ км/с кпк, аналогичным образом получим следующие оценки: $u_{0\text{пр}} = \Sigma_{0\text{пр}} = 13.5$; $\omega = 14.5$; $L = 9$ кпк, $M \approx 1 \cdot 10^6 M_{\odot}$. Скорость волны получается равной 145 км/с, а ширина уплотнения с $\Sigma \geq 3 - 0.3$ кпк.

Кольца Сатурна. По данным космических аппаратов «Вояджер» [34, 35] кольца Сатурна представляют собой сложную систему мелких колец с характерными масштабами расслоений в сотни километров, десятки километров и порядка нескольких километров. Если предположить, что иерархия колец суть нелинейные волны плотности, то из формулы $L = 2\pi h \sqrt{\omega^2 - 1}$ для пространственного периода волн (в размерном виде: $h = c_s/\kappa$), в предположении $h \approx 1$ км [36] (тогда $c_s \approx 6$ см/с), получим, что им соответствуют следующие значения скорости распространения: 6 м/с ($\omega = 100$), 60 см/с ($\omega = 10$) и 6.3 см/с ($\omega = 1.05$). Следовательно, расслоения колец километровых размеров представляют собой линейные звуковые волны с характерными масштабами уплотнений в сотни метров. Однако заметим, что в данном случае приближение бесконечно тонкого диска находится на грани применимости.

Размерам расслоений в десятки и сотни километров соответствуют сильно нелинейные волны, максимальная плотность в «горбах» которых может в десять и сто раз превосходить равновесную плотность диска. При этом характерные размеры уплотнений в волнах (ширины «колечек» с $\Sigma > 1$) более чем на порядок уступают их пространственным периодам L .

Полученные результаты указывают на возможность интерпретации иерархии расслоений колец Сатурна как иерархии нелинейных кольцевых

волн. Что касается механизма возбуждения нелинейных волн, то здесь, по-видимому, основным является диссипативная неустойчивость, которая за счет эффекта отрицательной диффузии приводит к нарастанию линейных возмущений [37, 38]. По мере роста амплитуды, согласно (13) и (15), увеличиваются скорость и пространственный период волны. Поэтому не обязательно, чтобы нелинейные волны возбуждались во всех областях диска. Они могут, например, раскачиваться в оптически толстом кольце B , где условия наиболее благоприятны для развития диссипативной неустойчивости (правда, имеются определенные теоретические трудности обеспечения теплового равновесия оптически толстых дисков [39]), и распространяться по всему диску. При этом следует заметить, что при переходе из более плотных областей диска к менее плотным нелинейность волны растет. Этим, по-видимому, можно объяснить тот факт, что возмущения кольца C представляются сильно нелинейными.

Авторы признательны В. А. Антонову, в переписке с которым возникла идея данной задачи.

Ереванский государственный
университет

Волгоградский государственный
университет

STRONG NONLINEAR WAVES IN GASEOUS DISKS I. STATIONARY PERIODIC WAVES

M. G. ABRAMIAN, E. A. MIKHAILOVA, A. G. MOROZOV

The exact nonlinear equations of short-scale perturbations of a rotating gaseous disk are numerically integrated. Nonlinear stationary periodic waves restricted from the above amplitude have been obtained. The limiting value of amplitude increases with the velocity of wave propagation. The parameters of "3 kpc arm", "135 km/s feature" of the Galaxy and of the fine structure of Saturn rings have been estimated.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. С. Сафронов, ДАН СССР, 130, 53, 1960.
2. С. Hunter, M. N. RAS, 126, 299, 1963.
3. С. С. Lin, F. H. Shu, Astrophys. J., 140, 646, 1964.
4. P. Goldreich, D. Lynden-Bell, M. N. RAS, 130, 97, 1965.
5. А. М. Фридман, Астрон. ж., 43, 327, 1966.
6. G. S. Bisnovatyy-Kogan, S. I. Blinnikov, Astrophys. Space Sci., 19, 93, 1972.
7. М. Г. Абрамян, Р. С. Оганесян, Астрофизика, 14, 129, 1978.

8. М. Г. Абрамян, *Астрофизика*, 14, 579, 1978; 18, 350, 1982.
9. А. Г. Морозов, *Астрон. ж.*, 56, 498, 1979; 58, 864, 1981.
10. В. Л. Поляченко, А. М. Фридман, *Письма АЖ*, 7, 136, 1981.
11. А. М. Fridman, V. L. Polyachenko, *Physics of Gravitating Systems*, Springer-Verlag, 1984.
12. В. Л. Поляченко, И. Г. Шухман, *Письма АЖ*, 3, 199, 1977.
13. А. Б. Михайловский, В. И. Петвиашвили, А. М. Фриман, *Астрон. ж.*, 56, 279, 1979.
14. В. И. Корчагин, П. И. Корчагин, *Астрофизика*, 16, 273, 1980; 17, 823, 1981.
15. В. Г. Лепин, М. А. Раевский, *Астрон. ж.*, 57, 991, 1980.
16. А. Г. Морозов, *Астрон. ж.*, 58, 244, 1981.
17. М. Г. Абрамян, *Письма АЖ*, 8, 751, 1982; *Астрофизика*, 22, 487, 1985.
18. А. Г. Морозов, *Астрон. ж.*, 57, 681, 1980; 62, 209, 1985.
19. С. М. Чурилов, И. Г. Шухман, *Астрон. ж.*, 58, 260, 1981; 59, 1093, 1982.
20. М. Г. Абрамян, С. В. Арутюнян, *Письма АЖ*, 10, 304, 1984.
21. P. Goldreich, S. Tremaine, *Icarus*, 10, 304, 1978.
22. М. С. Бобров, *Кольца Сатурна*, Наука, М., 1970.
23. А. Г. Морозов, М. В. Незлин, Е. М. Снежкин, А. М. Фридман, *Письма ЖЭТФ*, 39, 504, 1984.
24. R. H. Sanders, P. M. Solomon, N. Z. Scovill, *Astrophys. J.*, 276, 182, 1984.
25. B. Fuchs, K. O. Thielhelm, *Astrophys. J.*, 227, 801, 1979.
26. J. A. R. Caldwell, J. P. Ostriker, *Astrophys. J.*, 251, 61, 1981.
27. R. H. Sanders, G. T. Wrixon, *Astron. Astrophys.*, 26, 365, 1973.
28. С. М. Чурилов, И. Г. Шухман, *Астрон. цврк.*, № 1157, 1981.
29. T. M. Banta, *Astrophys. J.*, 242, 95, 1980.
30. J. H. Oort, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15, 295, 1977.
31. P. C. van der Kruit, *Astron. Astrophys.*, 13, 405, 1971.
32. R. H. Sanders, K. H. Prendergast, *Astrophys. J.*, 188, 489, 1974.
33. C. Yuan, *Astrophys. J.*, 281, 600, 1984.
34. B. A. Smith, L. Soderblom, R. Beebe et al., *Science*, 212, 163, 1981.
35. B. A. Smith, L. Soderblom, R. Batson et al., *Science*, 215, 504, 1982.
36. B. Starchy, J. Lecacheux, P. Laques et al., *Astron. Astrophys.*, 108, 296, 1982.
37. W. R. Ward, *Geophys. Res. Lett.*, 8, 641, 1981.
38. N. C. Lin, P. Bodenheimer, *Astrophys. J., Lett.*, 248, L83, 1981.
39. И. Г. Шухман, *Астрон. ж.*, 61, 985, 1984.
40. Л. С. Марочник, А. А. Сучков, *Галактика*, Наука, М., 1984.