АКАДЕМИЯ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

АСТРОФИЗИКА

ТОМ 17 АВГУСТ, 1981 ВЫПУСК 3

УДК 524.3/.4—32+524.6

ГЕНЕРАЦИЯ СПИРАЛЬНЫХ ВОЛН ПЕРЕМЫЧКАМИ В ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО ВРАЩАЮЩИХСЯ ДИСКАХ

В. И. КОРЧАГИН, Ю. Г. ШЕВЕЛЕВ

Поступила 6 августа 1980
Принята к печати 27 мая 1981

Численно исследован нестационарный нелинейный отклик дифференциально вращающегося газового диска на потенциал перемычки, имеющей вид вытянутого эллипсоида вращения при различных соотношениях угловой скорости перемычки и кривой вращения диска. Возбуждение крупномасштабного отстающего спирального узора имело место, если перемычка опережала вращение большей части диска. Характерной особенностью крупномасштабных узоров является появление кольцевых структур. Квазистационарная волновая картина устанавливается при достаточно медленном включении перемычки. На лидирующих по вращению кромках перемычек появляются газовые уплотнения.

1. *Введение*. Перемычки в центральных областях спиральных галактик являются, по-видимому, одним из наиболее вероятных механизмов генерации и поддержания спиральных волн плотности [1, 2]. Наблюдательные данные, полученные в последнее время, указывают на правильность этого предположения. Наиболее полно генерация и поддержание спиральных волн с наблюдательной точки зрения исследовались в работах [3] и [4]. В частности, авторы работы [4] показали, что во всех спиральных галактиках, в которых прослеживается глобальный спиральный узор, наблюдается генератор в форме бара или спутника, либо твердотельное вращение диска в области, занятой ветвями. Причем в большинстве случаев (в 33 галактиках из исследовавшихся 54) источником поддержания являются перемычки. Таким образом, исследование генерации волнового узора гравитационным полем перемычек является актуальной задачей в теории спиральной структуры.

Аналитическое решение такой задачи возможно лишь при целом ряде упрощающих предположений (линейное приближение, предположение о твердотельном вращении диска, его однородности и т. д.) [5—7]. Полное исследование генерации и поддержания волн плотности перемычками и зависимости получающегося волнового узора от параметров плоской подсистемы и перемычки возможно лишь численным путем.

Задача численно исследовалась ранее в работах [8—11] (см. также обзор [17] и работы [18, 19]). Результаты этих работ показывают, что несимметричное возмущение гравитационного потенциала способно возбуждать в дифференциально вращающемся диске отстающий квазистационарный спиральный узор. Появление двухрукавной отстающей спирали в численных экспериментах [9—10] имело место только в том случае, когда в системе достигаются несколько резонансов. Поэтому авторами [9—10] был сделан вывод о принципиальной роли наличия резонансов (линдбладовских и корогации) для генерации спиральных волн плотности. Исследование отклика твердотельно вращающейся плоской подсистемы, проведенное в [12], показало, что перемычки способны генерировать двухрукавный отстающий узор и в твердотельно вращающемся диске. Следовательно, наличие резонансов не существенно для генерации крупномасштабных волновых узоров.

В настоящей работе рассматривается возбуждение спиральных волн плотности гравитационным полем перемычек в дифференциально вращающихся плоских подсистемах галактик. Как отмечалось выше, задача в такой постановке рассматривалась и ранее, однако проведенные исследования не обладали необходимой полнотой. Так, в большинстве численных экспериментов [9—11] возмущение моделировалось потенциалом вида $\varphi \sim \cos 2\theta$. Однако возмущение такого вида неадекватно действительности: потенциал вытянутой перемычки содержит бесконечный набор фурье-компонентов. Получающийся волновой узор может существенно отличаться от случая $\varphi \sim \cos 2\theta$. Например, в холодном твердотельном диске, как показывают численные и аналитические расчеты (см. раздел 4), потенциал вида $\varphi \sim \cos 2\theta$ не возбуждает спиральный узор, в то время как однородный эллипсоид генерирует двухрукавную отстающую спираль. Кроме того, некоторые из выводов, полученных авторами [9, 10] представляются сомнительными. Например, авторы [10] пришли к выводу, что изменение дисперсии в 2.5 раза (от 10 км/с до 25 км/с) не приводит к существенному изменению волнового узора, что противоречит результатам линейной теории [6, 7]. Динамика отклика в численных экспериментах [8—11] исследовалась на нестационарном фоне в течение приблизительно двух оборотов бара, а стационарная картина устанавливалась за время 0.25—0.5 оборота бара. Однако результаты аналитических расчетов отклика в холодном диске показывают, что установление квазистационарной картины

возможно лишь при достаточно медленном адиабатическом включении потенциала. Таким образом, изложенное выше показывает необходимость дальнейшего исследования генерации перемычками спиральных волн плотности.

2. *Модель и постановка задачи.* Как и в [6—12] рассмотрим двухкомпонентную модель галактики, моделируя плоскую звездно-газовую подсистему тонким дифференциально вращающимся газовым диском, удерживаемым в равновесии гравитационным полем звезд сферической подсистемы. Самогравитация плоской подсистемы не учитывается, т. е. масса плоской подсистемы мала по сравнению с массой сферической подсистемы. Звуковая скорость газа считается постоянной. Возмущения в плоской подсистеме вызываются медленно нарастающим гравитационным полем перемычки, вращающейся в плоскости диска с заданной угловой скоростью Ω_b. Вращение диска дифференциально с кривой вращения, выбранной как и в [9, 10] в виде:

$$V(r) = C\left|\frac{r^2}{d^2}(d^2+r^2)^{-3/2}\right|^{1/2}. \tag{1}$$

При сделанных выше предположениях динамика плоской подсистемы описывается системой уравнений гидродинамики, которую удобнее записать в цилиндрической системе координат, вращающейся вместе с перемычкой с угловой скоростью Ω_b.

$$\begin{gathered}
\frac{\partial\mu}{\partial t}+\frac{1}{r}\frac{\partial(\mu r v_r)}{\partial r}+\frac{1}{r}\frac{\partial(\mu v_\theta)}{\partial\theta}=0,\\
\frac{\partial u_r}{\partial t}+u_r\frac{\partial u_r}{\partial r}+\frac{u_\theta}{r}\frac{\partial u_r}{\partial\theta}-\frac{u_\theta^2}{r}=-\frac{\partial(\Phi_d+\Phi_b)}{\partial r}-\\
-\frac{c_s^2}{\mu}\frac{\partial\mu}{\partial r}+2u_\theta\Omega_b+r\Omega_b^2,\\
\frac{\partial u_\theta}{\partial t}+u_r\frac{\partial u_\theta}{\partial r}+\frac{u_\theta}{r}\frac{\partial u_\theta}{\partial\theta}+\frac{u_r u_\theta}{r}=-\frac{1}{r}\frac{\partial(\Phi_d+\Phi_b)}{\partial\theta}-\\
-\frac{c_s^2}{\mu r}\frac{\partial\mu}{\partial\theta}-2u_r\Omega_b.
\end{gathered}\tag{2}$$

Здесь $\mu(r, \theta, t)$ — поверхностная плотность; u_r и u_θ — радиальная и тангенциальная компоненты скорости; $\Phi_d(r)$ — осесимметричный потенциал сферической подсистемы; $\Phi_b(r, \theta)$ — потенциал перемычки; c_s — скорость звука в плоской подсистеме. Система (2) записана для безразмерных величин, где за единицу времени принято $1/\Omega_b$, за единицу поверхностной плотности — невозмущенная поверхностная

плотность μ_0, за единицу длины — радиальный размер отдельной ячейки разбиения l.

В качестве модели перемычки был выбран однородный вытянутый эллипсоид вращения из бесстолкновительных звезд (модель Фримана [13]) с полуосями $a > b = c$, вращающийся твердотельно с угловой скоростью Ω_b. Потенциал такого эллипсоида в плоскости диска имеет вид [14]:

$$\Phi_b(x, y) = \begin{cases} -\pi G\rho_b[A_1(a^2 - x^2) + A_2(2b^2 - y^2)], \\ \dfrac{x^2}{a^2} + \dfrac{y^2}{b^2} \leqslant 1. \quad -\pi G\rho_b a \dfrac{1-e^2}{e^2}\left[ae\left(1 - \dfrac{x^2}{a^2e^2} + \right.\right. \\ \left.\left. + \dfrac{y^2}{2a^2e^2}\right)\ln\dfrac{\sqrt{a^2+\lambda} + ae}{\sqrt{a^2+\lambda} - ae} + \dfrac{2x^2}{\sqrt{a^2+\lambda}} - \dfrac{y^2\sqrt{a^2+\lambda}}{b^2+\lambda}\right], \\ \dfrac{x^2}{a^2} + \dfrac{y^2}{b^2} > 1. \end{cases} \tag{3}$$

Здесь x, y — декартовы координаты в плоскости диска, $x = r\cos\theta$, $y = r\sin\theta$, G — гравитационная постоянная; ρ_b — объемная плотность перемычки, $e = \sqrt{1 - (b/a)^2}$ — эксцентриситет эллипсоида; λ — эллипсоидальная координата, определяемая из уравнения:

$$\frac{x^2}{a^2+\lambda} + \frac{y^2}{b^2+\lambda} = 1.$$

Система дифференциальных уравнений (2) решалась методом конечных разностей по схеме типа «жидкость в ячейке» [15]. Исследуемая область плоской подсистемы галактики разбивалась цилиндрической сеткой по радиусу на 30 частей, а по углу на 120. Гидродинамические величины в граничной области принимались равными невозмущенным первоначальным значениям. Переход к цилиндрической сетке устранил трудность, связанную с быстрым ростом плотности в центральной области невозмущенного диска, на которую указывалось в работе [8]. Дифференциально вращающийся диск при отсутствии возмущений удерживался в наших экспериментах в равновесии сколь угодно долго.

3. *Волновой узор в дифференциально вращающемся диске.* Динамика дифференциально вращающейся плоской подсистемы рассчитывалась при следующих значениях параметров d и C в равновесной кривой вращения (1); $d = 14$, 142, $C = 200$. Максимальное значение безразмерной невозмущенной вращательной скорости $v = 8.5$ достигается в $n = 20$. Параметры перемычки выбирались следующими: большая полуось $a = 8$, отношение полуосей $a/b = 4$, безразмерная амплитуда возмущения

$A_b = \pi G\rho_b/\Omega_b^2$ полагалась равной 1. Если принять $l = 0.5$ кпс, $\Omega_b = 30$ км/с кпс, невозмущенную поверхностную плотность плоской подсистемы $\mu_0 = 40$ $M_\odot/пс^2$, то приведенные выше значения безразмерных параметров дают для размеров и массы бара значения $a = 4$ кпс,

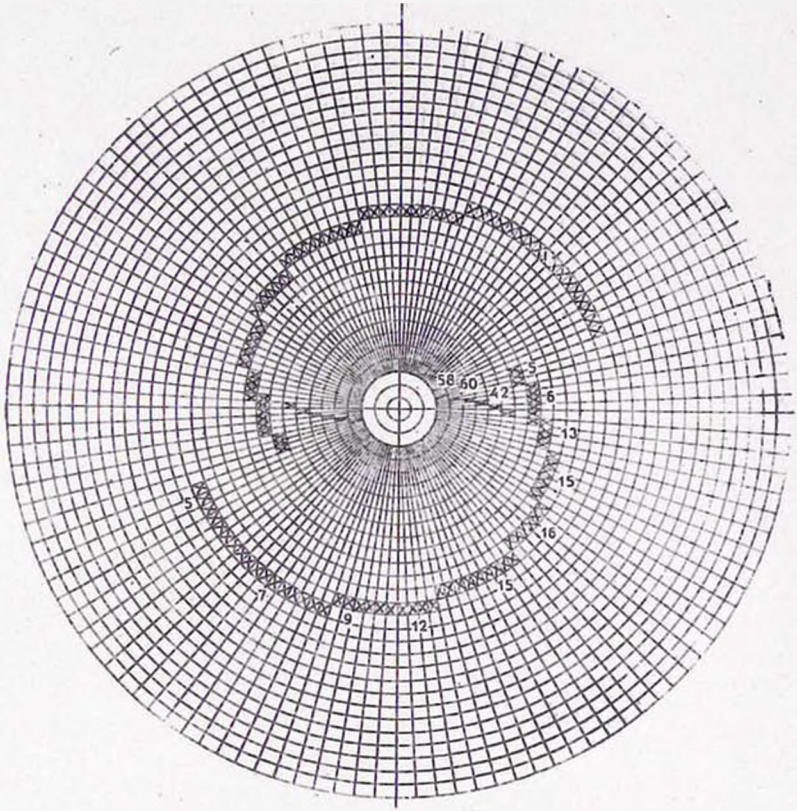

Рис. 1. Распределение возмущенной плотности μ_1 в различные моменты времени для полностью отстающего диска. Крестиками обозначены положения максимумов плотности, значения которой даны в процентах по отношению к невозмущенному фону. Безразмерная скорость звука $c_s = 1.5$. Время дано в периодах обращения перемычки T_b. Потенциал перемычки включается за время $\tau = 0.5\ T_b$. Вращение перемычки и диска во всех экспериментах направлено против часовой стрелки. $t = T_b$.

$M_b = 10^9\ M_\odot$, что составляет $\sim 2\%$ массы плоской подсистемы. Потенциал бара включался по линейному закону за 300 временных шагов, что соответствует приблизительно половине оборота бара. Расчеты проводились при различных соотношениях угловой скорости бара и кривой вращения диска. В первом варианте (см. рис. 1—3) рассматривалась динамика

полностью отстающего диска. Счет проводился в течение ~ 7 оборотов бара. Из рис. 1—3 видно, как спиральное возмущение плотности, возникающее во внутренней области диска, в течение нескольких оборотов захватывает всю счетную область. Приблизительно через 1.5 оборота бара

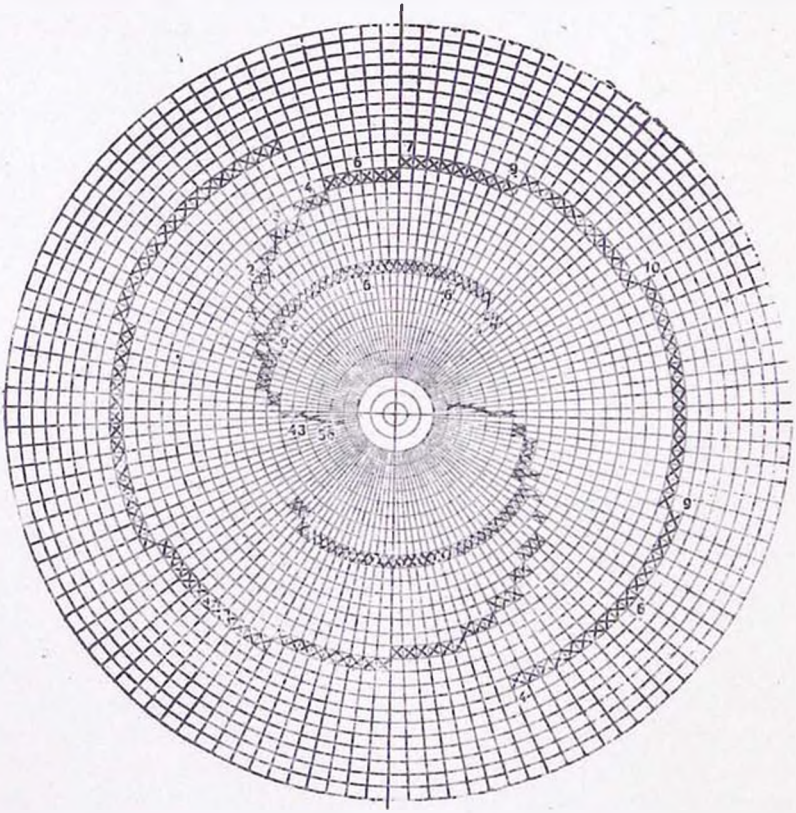

Рис. 2. То же, что и на рис. 1 при $t = 1.5\ T_b$.

после начала счета (рис. 2) возмущение плотности имеет вид охватывающего бар кольца, от которого отходят отстающие спиральные ветви. Эта картина качественно не изменяется в течение ~ 3.5 оборотов. Увеличивается лишь протяженность ветвей, достигающая приблизительно одного оборота ко времени $5T_b$. На больших временах спиральные рукава достигают границы счетной области, и возникающие на границе возмущения искажают действительную динамику.

В следующем варианте коротационный радиус равен $r_k = 8$, т. е. совпадает с большой полуосью бара. Из картины распределения плотности, приведенной на рис. 4, видно, что в этом случае в окрестности коротационного круга возбуждается кольцо, от которого отходят две туго закрученные

отстающие спиральные ветви. Внутри коротационного круга образуются короткие спиральные ветви 4—5% амплитуды. При большем удалении коротационного резонанса от центра ($r_k = 15$, см. рис. 5) регулярной спиральной структуры не наблюдается. Выделяются кольцевые структуры,

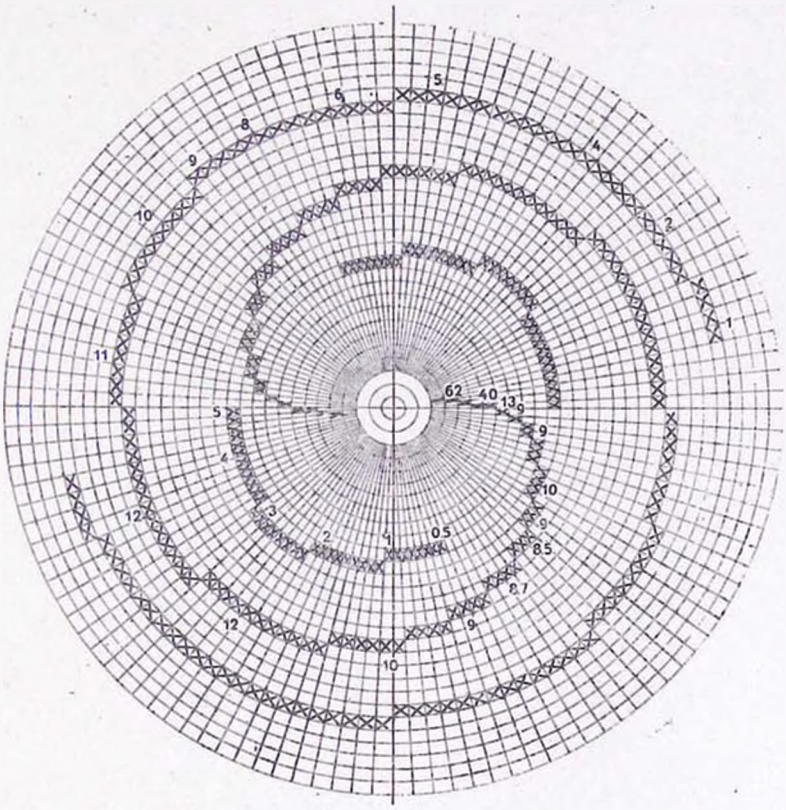

Рис. 3. То же, что и на рис. 1 при $t = 4.5\ Tb$.

возбуждающиеся вблизи коротационного резонанса. Если коротационный резонанс достигается на краю диска ($r_k = 26$), т. е. диск вращается в основном быстрее бара, отклик плотности имеет вид газового бара, совпадающего с перемычкой, и регулярной крупномасштабной структуры вне бара не возбуждается. Таким образом полученные результаты позволяют сделать следующий вывод: генерация спиральных рукавов имеет место лишь в отстающих по отношению к вращению бара дисках.

Заметим, что важной характерной деталью волновой картины в различных вариантах является появление кольцевых структур, образующихся на расстоянии порядка большой полуоси перемычки от центра (рис. 1—4), либо в окрестности коротационного радиуса (рис. 5). Кольца же,

как известно, являются характерной деталью пересеченных галактик (см., например, [16]).

Обращает внимание появление уплотнений газа на лидирующих по вращению кромках перемычек с амплитудой $\sim 50—100\%$. С такими

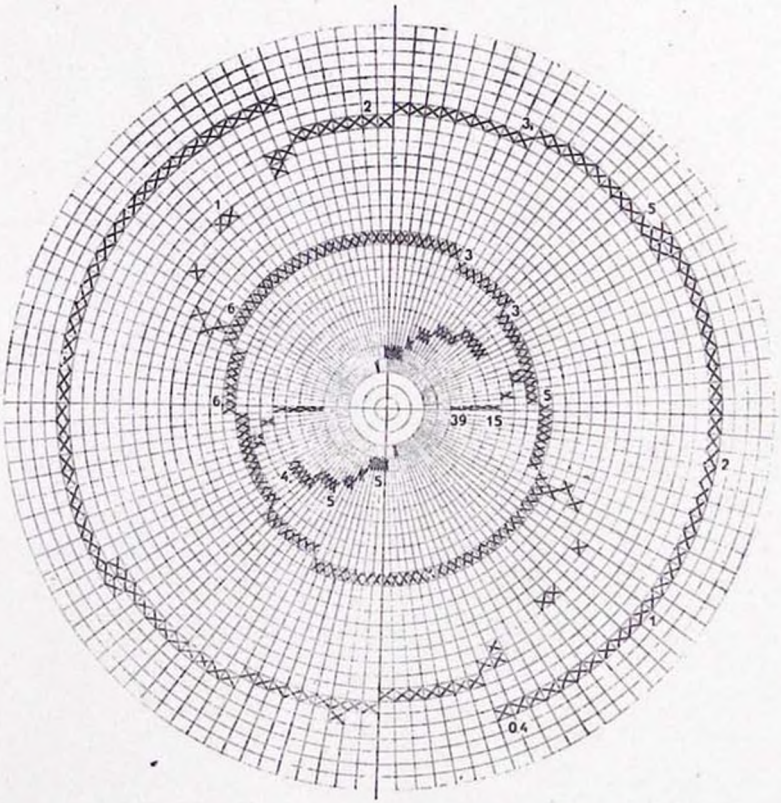

Рис. 4. Распределение μ_1 в момент времени $t = 1.5\ T_b$, $d = 14$, $C = 352$, $c_s = 1.5$, $\tau = 0.5\ T_b$. Коротационный радиус $r_k = 8$.

уплотнениями могло бы быть связано появление темных пылевых линий, наблюдающихся на внешних кромках перемычек. Возникающих в наших экспериментах величин уплотнений явно недостаточно. Однако в численных экспериментах, проведенных нами в холодном диске ($c_s = 0$), наблюдались значительные ($\Delta\mu/\mu \gtrsim 5$) уплотнения газа вблизи перемычки, которые могли бы быть ответственны за появление темных пылевых линий в SB-галактиках.

Таким образом, динамика плоских подсистем в гравитационном поле перемычек позволяет с единой точки зрения объяснить широкий комплекс

явлений, наблюдаемых в SB-галактиках (спиральные ветви, кольца, темные пылевые линии).

4. *Динамика холодного твердотельно вращающегося диска.* Пусть амплитуда возмущений, вызываемых потенциалом перемычки Φ_b, во всем

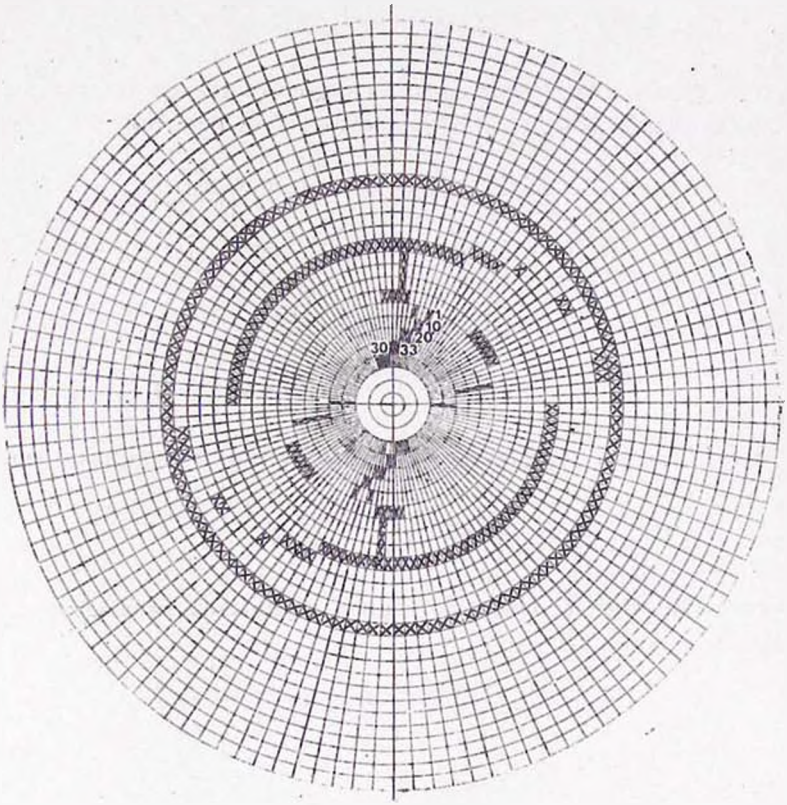

Рис. 5. Распределение μ_1 в момент времени $t = 1.5\ T_b$ при $d = 14$, $C = 3{,}52$ $r_k = 15$, $c_s = 1.5$, $\tau = 0.5\ T_b$.

диске мала. Тогда нестационарный отклик описывается линеаризованной системой уравнений холодной гидродинамики:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + (\Omega_d - \Omega_b)\frac{\partial u}{\partial \theta} - 2\Omega_d v = -\frac{\partial \Phi_b}{\partial r},$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + (\Omega_d - \Omega_b)\frac{\partial v}{\partial \theta} + 2\Omega_d u = -\frac{1}{r}\frac{\partial \Phi_b}{\partial \theta}, \qquad (4)$$

$$\frac{\partial \mu_1}{\partial t} + \frac{\mu_0}{r}\frac{\partial (ru)}{\partial r} + \frac{\mu_0}{r}\frac{\partial v}{\partial \theta} + (\Omega_d - \Omega_b)\frac{\partial \mu_1}{\partial \theta} = 0.$$

Здесь μ_1 — возмущенная поверхностная плотность, u и v — возмущенные радиальная и азимутальная компоненты скорости соответственно.

Умножая второе уравнение системы (4) на i и складывая с первым получим

$$\frac{\partial V}{\partial t}+(\Omega_j-\Omega_b)\frac{\partial V}{\partial \theta}+i2\Omega_d V=-\frac{\partial \Phi_b}{\partial r}-i\frac{1}{r}\frac{\partial \Phi_b}{\partial \theta}, \tag{5}$$

где $V(r, \theta, t)=u+iv$ — возмущенная комплексная скорость.

Раскладывая уравнение (5) в ряд Фурье по θ, получим

$$\frac{\partial V_n(r, t)}{\partial t}+i\alpha_n V_n(r, t)=\beta_n(r, t), \tag{6}$$

где

$$\alpha_n=2\Omega_d+n(\Omega_d-\Omega_b),$$

$$\beta_n(r, t)=-\frac{\partial \varphi_n(r, t)}{\partial r}+\frac{n}{r}\varphi_n(r, t).$$

Здесь $\varphi_n(r, t)$ — коэффициенты фурье-разложения потенциала перемычки

$$\Phi_b(r, \theta, t)=\sum_{n=-\infty}^{\infty}\varphi_n(r, t)e^{-in\theta}.$$

Рассмотрим случай, когда потенциал перемычки включается линейно за время τ, т. е.

$$\Phi_b(r, \theta, t)=\Phi(r, \theta)f(t),$$

где

$$f(t)=\begin{cases}0, & t<0\\ t/\tau, & 0\leqslant t\leqslant \tau\\ 1, & t>\tau.\end{cases}$$

Тогда $\beta_n(r, t)=\beta_n(r)f(t)$ и уравнение (6) принимает вид:

$$\frac{\partial V_n(r, t)}{\partial t}+i\alpha_n V_n(r, t)=\beta_n(r)f(t), \tag{7}$$

где

$$\beta_n(r)=-\frac{d\varphi_n(r)}{dr}+\frac{n}{r}\varphi_n(r),$$

где $\varphi_n(r)$ — коэффициенты Фурье-разложения функции $\Phi(r, \theta)$.

Решая уравнение (7) с начальным условием $V_n(r, t)|_{t=0} = 0$, получим:

$$V_n(r, t) = \begin{cases} \dfrac{\beta_n(r)}{\alpha_n^2\tau}(1 - e^{-i\alpha_n t} - i\alpha_n t), & t \leqslant \tau \\ \dfrac{\beta_n(r)}{\alpha_n}\left[\dfrac{1}{\alpha_n\tau}(e^{i\alpha_n\tau} - 1)e^{-i\alpha_n t} - i\right], & t \geqslant \tau \end{cases}$$

Отсюда видно, что если время включения потенциала перемычки достаточно велико ($\tau \gg \alpha_n^{-1}$), то решение для $V_n(r, t)$ при $t > \tau$ почти стационарно и имеет вид:

$$V_n(r) \approx -i\frac{\beta_n(r)}{\alpha_n}.$$

Если условие $\tau \gg \alpha_n^{-1}$ будет выполняться для всех гармоник n, то отклик при $t > \tau$ будет квазистационарным при любом виде потенциала перемычки.

Для дальнейших расчетов конкретизируем вид потенциала перемычки, выбрав зависимость от координат в виде:

$$\Phi(r, \theta) = g(r)\cos 2\theta.$$

Тогда решение для возмущенных радиальной и азимутальной скоростей можно представить в виде:

$$\begin{aligned} u(r, \theta, t) &= A(r, t)\sin[2\theta + \Psi(r, t)], \\ v(r, \theta, t) &= B(r, t)\sin[2\theta + \chi(r, t)]. \end{aligned} \tag{8}$$

Здесь

$$\begin{aligned} A(r, t) &= \sqrt{a_1^2 + a_2^2}, \qquad B(r, t) = \sqrt{b_1^2 + b_2^2}, \\ \Psi(r, t) &= \operatorname{arctg}\frac{a_1}{a_2}; \qquad \chi(r, t) = \operatorname{arctg}\frac{b_1}{b_2}, \end{aligned} \tag{9}$$

где

$$a_1(r, t) = \begin{cases} \dfrac{h_1}{\omega_1^2\tau}(1 - \cos\omega_1 t) + \dfrac{h_2}{\omega_2^2\tau}(1 - \cos\omega_2 t), & t \leqslant \tau \\ \dfrac{h_1}{\omega_1^2\tau}[\cos\omega_2(t - \tau) - \cos\omega_1 t] + \\ + \dfrac{h_2}{\omega_2^2\tau}[\cos\omega_2(t - \tau) - \cos\omega_2 t], & t \geqslant \tau \end{cases} \tag{10}$$

$$a_2(r,t)=\begin{cases}\dfrac{h_1}{\omega_1^2\tau}(-\sin\omega_1 t+\omega_0 t)+\dfrac{h_2}{\omega_2^2\tau}(\sin\omega_2 t-\omega_2 t), & t\leqslant\tau\\ \dfrac{h_1}{\omega_1}\left\{\dfrac{1}{\omega_1\tau}[\sin\omega_1(t-\tau)-\sin\omega_1 t]+1\right\}+ & \\ +\dfrac{h_2}{\omega_2}\left\{\dfrac{1}{\omega_2\tau}[-\sin\omega_2(t-\tau)+\sin\omega_2 t]-1\right\}, & t\geqslant\tau\end{cases}\tag{11}$$

$$b_1(r,t)=\begin{cases}\dfrac{h_1}{\omega_1^2\tau}(\sin\omega_1 t-\omega_1 t)+\dfrac{h_2}{\omega_2^2\tau}(\sin\omega_2 t-\omega_2 t), & t\leqslant\tau\\ \dfrac{h_1}{\omega_1}\left\{\dfrac{1}{\omega_1\tau}[-\sin\omega_1(t-\tau)+\sin\omega_1 t]-1\right\}+ & \\ +\dfrac{h_2}{\omega_2}\left\{\dfrac{1}{\omega_2\tau}[-\sin\omega_2(t_2-\tau)+\sin\omega_2 t]-1\right\}, & t\geqslant\tau\end{cases}\tag{12}$$

$$b_2(r,t)=\begin{cases}\dfrac{h_1}{\omega_1^2\tau}(1-\cos\omega_1 t)+\dfrac{h_2}{\omega_2^2\tau}(-1+\cos\omega_2 t), & t\leqslant\tau\\ \dfrac{h_1}{\omega_1^2\tau}[\cos\omega_1(t-\tau)-\cos\omega_1 t]+ & \\ +\dfrac{h_2}{\omega_2^2\tau}[-\cos\omega_2(t-\tau)+\cos\omega_2 t], & t\geqslant\tau\end{cases}\tag{13}$$

где

$$h_1=-\frac{1}{2}\frac{dg}{dr}+\frac{g}{r},\qquad h_2=-\frac{1}{2}\frac{dg}{dr}-\frac{g}{r}.$$

$$\omega_1=2(2\Omega_d-\Omega_b),\qquad \omega_2=2\Omega_b.$$

При достаточно медленном включении потенциала перемычки ($\tau\gg\alpha^{-1}$, где $\alpha=\max\{2(2\Omega_d-\Omega_b);\ 2\Omega_b\}$) решение при $t>\tau$ для u и v стационарно с точностью до членов порядка $1/\alpha\tau$ и имеет вид:

$$\begin{aligned}u(r,\theta)&=R(r)\sin 2\theta,\\ v(r,\theta)&=-R(r)\cos 2\theta,\end{aligned}\tag{14}$$

где

$$R(r)=\frac{2(\Omega_b-\Omega_d)g-\Omega_d g' r}{2\Omega_b r(2\Omega_d-\Omega_b)}.$$

Из (14) видно, что в холодном твердотельно вращающемся диске отклик на адиабатически медленно включаемый потенциал перемычки $\sim\cos 2\theta$ не является спиральным и имеет секторную структуру. Однако,

если генератором является перемычка в виде вытянутого эллипсоида, то в холодном диске генерируется, как показывает численный эксперимент (см. рис. 6), отстающая двухрукавная спираль. Следует отметить, что в отличие от горячего диска спиральные ветви в холодном диске начинают-

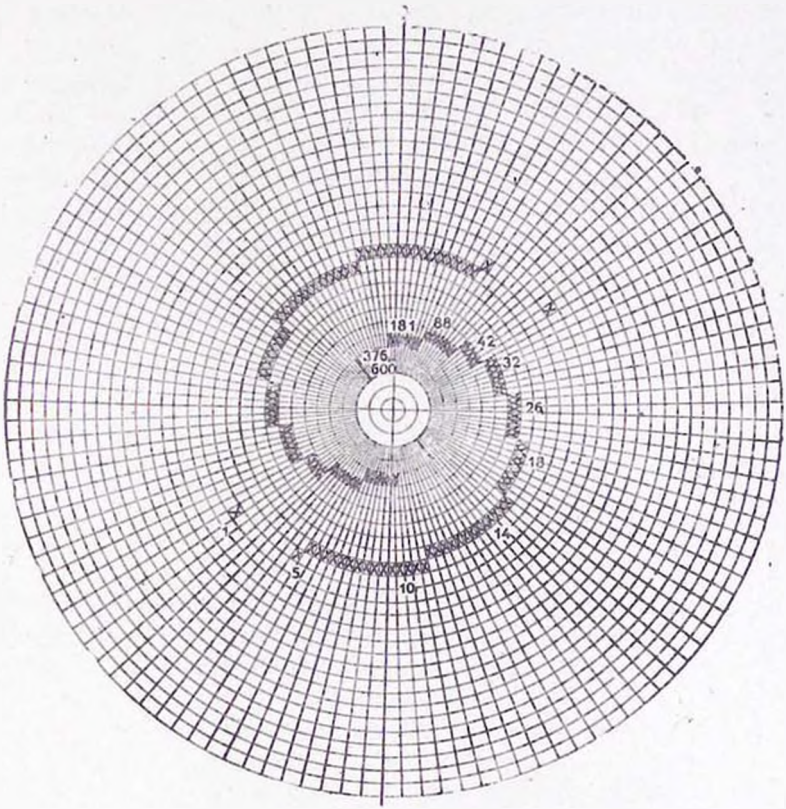

Рис. 6. Распределение μ_1 в твердотельн вращающемся холодном диске в момент времени $t = 2T_b$. Угловая скорость диска $\Omega_d = 1/3\,\Omega_b$.

ся ближе к центру и отходят не от концов бара, а от газовой перемычки, повернутой примерно на 45° против вращения относительно большой полуоси бара. Амплитуда плотности в спиральной волне в 3—4 раза больше, чем в горячем диске с теми же параметрами.

Ростовский государственный
университет

THE GENERATION OF SPIRAL DENSITY WAVES BY BAR IN DIFFERENTIALLY ROTATING DISKS

V. I. KORCHAGIN, Yu. G. SHEVELEV

The time dependent response of differentially rotating gaseous disk forced by bar for different values of its angular speed is numerically investigated. The generation of large scale trailing spiral pattern takes place if the bar leads to the rotation of most parts of the disk. The natural feature of large scale patterns is the appearence of ring like structures. The quasistationary wave pattern is established for sufficiently slow inclusion of bar potential. The peaks of gas density appears on the leading edges of bar.

ЛИТЕРАТУРА

1. *A. Toomre*, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 15, 437, 1977.
2. *A. J. Kalnajs*, IAU Symp. No. 77, Dordrecht—Boston, 1978.
3. *J. Kormendy*, Ap. J., 227, 714, 1979.
4. *J. Kormendy, C. Norman*, Ap. J., 233, 539, 1979.
5. *S. I. Feldman, C. C. Lin*, Stud. Appl. Math., 52, 1, 1973.
6. *В. И. Корчагин, Л. С. Марочник*, Астрон. ж., 52, 15, 1975.
7. *В. И. Корчагин, Л. С. Марочник*, Астрон. ж., 52, 700, 1975.
8. *S. A. Sorensen, T. Matsuda, M. Fujimoto*, Astrophys. Space Sci., 43, 491, 1976.
9. *R. H. Sanders, J. M. Huntley*, Ap. J., 209, 53, 1976.
10. *J. M. Huntley, R. H. Sanders, W. W. Roberts*, Ap. J., 221, 521, 1978.
11. *R. H. Berman, D. J. Pollard, R. W. Hockney*, Astron. Astrophys., 78, 133, 1978.
12. *В. И. Корчагин, Ю. Г. Шевелев*, Астрофизика, 16, 757, 1980.
13. *K. C. Freeman*, M. N. R. A. S., 134, 1, 1966.
14. *С. Чандрасекар*, Эллипсоидальные фигуры равновесия, Мир. М., 1973.
15. *R. A. Gentry, R. E. Martin, B. J. Daly*, J. Coput. Phys., 1, 87, 1966.
16. *Ж. Вокулёр*, Строение звездных систем, ИЛ, М., 1962.
17. *W. W. Roberts*, in "Large-Scale Charact. of Galaxy", Symp. College Park, ed. W. B. Burton, 1979, p. 175.
18. *W. W. Roberts, J. M. Hyntley, G. van Albada*, Ap. J., 233, 67, 1979.
19. *R. H. Sanders, A. D. Tubbs*, Ap. J., 235, 803, 1980.