

УДК 524.7—4/54

**Ударно-ветровой механизм формирования оболочечной структуры в NGC 5128. Численное моделирование динамики оболочки**

Б. И. Гнатык, В. А. Кроль

На примере галактики NGC 5128 показано, что ударно-ветровой механизм при приемлемых значениях характеризующих его параметров может обеспечить необходимую для формирования оболочечной структуры динамику межзвездного газа, выметенного галактическим ветром от активного ядра. Периодически повторяющийся процесс звездообразования в газовой оболочке, возникшей в результате взаимодействия галактического ветра с межзвездной средой, а также рекуррентная активность ядра приводят к формированию системы оболочек из звезд, наблюдаемой в NGC 5128. Численные расчеты вариантов динамики оболочки выполнены для различных моделей профилей газа и звезд в выбранной галактике.

*SHOCK-WIND MECHANISM OF THE ORIGIN OF THE SHELL-LIKE STRUCTURE IN NGC 5128. NUMERICAL MODELLING OF SHELL'S DYNAMICS, by Gnatyk B. I., Krol' V. A.—It is shown that the shock-wind mechanism under acceptable values of its parameters can provide the necessary dynamics of the interstellar gas, swept-up by a galactic wind from active nucleus, in which formation of the stellar shells is possible, for example in NGC 5128. The periodic repeating process of the star formation in a gas shell which has arisen in the consequence of galactic wind interaction with interstellar medium and recurring activity of a nucleus lead to the formation of the star shell system observed in NGC 5128. Numerical calculations of the shell dynamics were made for various models of gas and star profiles in the galaxy chosen.*

**Ударно-ветровой механизм формирования оболочечных структур в эллиптических галактиках.** В настоящее время известно более 100 эллиптических галактик, на перифериях которых прослеживаются оболочечные структуры из звезд (NGC 1344, 3051, 3923, 477 и др.). Среди них гигантская радиогалактика NGC 5128, схема расположения оболочек в которой приведена на рис. 1 [19, 21].

Оболочки представляют собой концентрические дуги, иногда полностью окружающие центральную галактику. В спектрах излучения оболочек эмиссионные линии не обнаружены; по-видимому, они состоят из звезд поздних спектральных классов. Основные свойства таких структур описаны в [14, 20]. Нечеткость изображений оболочек на фотопластинках затрудняет получение их точных количественных характеристик.

Нестационарные процессы в галактиках (активность ядра, вспышки сверхновых), а также взаимодействие соседних галактик (столкновение, слияние) могут инициировать возникновение в них структурных особенностей. В последнее время появились работы [18, 24], в которых перечисленные процессы играют основную роль в рассматриваемых авторами механизмах формирования оболочечных структур. Однако при детальной разработке предлагаемых механизмов возникли трудности и проблемы. В модели со вспышками сверхновых не ясно, как может образоваться серия оболочек, имеющих в картинной плоскости форму концентрических дуг, следующих одна за другой. В модели столкновения (слияния) эллиптической галактики с дискообразной более вероятно, как показывают численные расчеты, возникновение структур типа широких струй или перьеобразных структур. Кроме этого, известно, что оболочки обычно встречаются в изолированных галактиках.

Отмеченные трудности привели к разработке ударно-ветрового механизма формирования оболочек, основные положения которого сформулированы в [27]. В рамках предложенной модели авторы [27] аналитически описали стационарный режим раздувания оболочек, который не позволяет оценить влияние на их динамику физических параметров, характеризующих ударно-ветровой механизм. При этом (из-за ограниченных возможностей аналитического описания) источник галактиче-

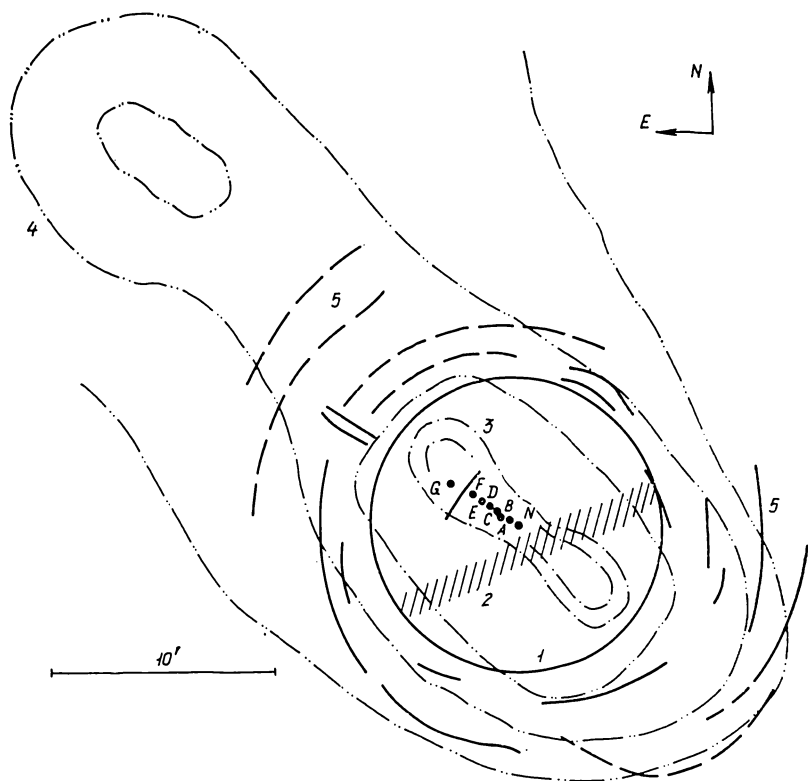


Рис. 1. Схематическое изображение структуры галактики NGC 5128 (Сеп А): 1 — граница оптического изображения; 2 — темная полоса поглощающей материи; 3, 4 — соответственно двойная внутренняя и односторонняя промежуточная радиообласть (крупномасштабная внешняя двойная радиообласть, вытянутая в направлении север — юг, на рисунке не представлена); 5 — отчетливо видимые (сплошные дуги) и размытые (штриховые дуги) оболочечноподобные структуры; N — ядро галактики; A, B, C, D, E, F, G — узлы односторонней струн

ского ветра предполагался стационарным, противодействие при исследовании движения оболочек не учитывалось, гравитационное взаимодействие оболочек со звездами моделировалось выражением, не зависящим от радиуса оболочки [4]. Детальная разработка теории, описывающей динамику оболочек с учетом влияния переменной гравитирующей массы, противодействия, изменения интенсивности галактического ветра, представлена в [4]. Некоторые аспекты этой теории развиты в настоящей работе.

В ударно-ветровом механизме считается, что оболочки состоят из звезд, сформировавшихся в плотном слое газа за фронтом ударной волны, возникшей как результат взаимодействия ветра от активного ядра галактики с межзвездной средой, либо за фронтом детонационной волны, генерируемой активным ядром, подпитка энергии в которой осуществляется за счет энерговыделения при эволюции звезд, находящихся во внутренней области, ограниченной фронтом волны. Плотный слой газа за фронтом волны состоит преимущественно из сгребаемого ею межзвездного вещества эллиптической галактики, т. е. из газа, остав-

шегося после эпохи звездообразования, а также выброшенного звездами в результате эволюции. Развитие тепловой неустойчивости в этом слое со временем приводит к звездообразованию в нем, которое может прекратиться из-за нагрева газовой среды горячими звездами и возможными вспышками сверхновых. В случае детонационной волны эволюция горячих звезд, вспышки сверхновых могут вызвать ее ускорение, что также влияет на темп звездообразования. На динамику оболочки, а следовательно, и на темп звездообразования в ней оказывает влияние

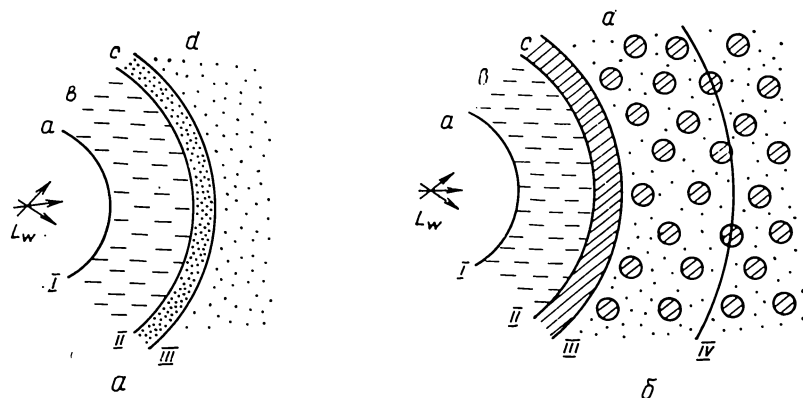


Рис. 2. Модель взаимодействия звездного (галактического) ветра с межзвездной средой

еще и изменение интенсивности галактического ветра от ядра галактики. В результате периодического прекращения и последующего возобновления процесса звездообразования в плотном слое газа за фронтом волны могут возникать системы из нескольких оболочек, наблюдаемые вокруг отдельных эллиптических галактик.

В настоящей работе выполнено численное моделирование ветрового механизма формирования оболочечных структур на примере конкретного объекта — галактики NGC 5128, исследуются различные варианты динамики оболочек в зависимости от выбранных моделей активности ядра галактики и пространственного распределения газа и звезд в NGC 5128 на ранней стадии эволюции.

**Уравнения динамики оболочки.** Модель галактического ветра от активного ядра является прямым аналогом моделей звездного ветра. Гидродинамическая модель взаимодействия звездного ветра с межзвездной средой (околосредной туманностью) впервые рассмотрена в [12]. В последующих работах изучались различные аспекты взаимодействия истекаемого (выбрасываемого) из звезды (центрального источника) вещества с межзвездной средой. В [10] исследованы начальные стадии взаимодействия выбрасываемого вещества (оболочки) с окружающей средой и формирование головной и возвратной (внутренней) ударных волн. Эволюция выдуваемой и состоящей из нагретого газа оболочки изучена в [26]. Важный в космологическом аспекте детонационный режим движения рассмотрен в [5].

Выполненные разными авторами исследования (см. детальный обзор в [9]) привели к следующей модели взаимодействия ветра с межзвездной средой, схематически представленной на рис. 2, а. Сталкиваясь с межзвездным газом, газ ветра тормозится и образует область горячего затормозившегося ветра *b*, отделенную от области свободно разлетающегося ветра *a* фронтом внутренней ударной волны *I*. Возмущенный межзвездный газ *c* сгребается в тонкую оболочку, движущуюся со сверхзвуковой скоростью относительно невозмущенного межзвездного газа *d* и отделенную от последнего фронтом внешней ударной волны *III*. Области *b* и *c* разделены контактными разрывом *II*.

Аналитические решения уравнений динамики оболочек, выдуваемых звездным ветром, получены при условии однородности межзвездной среды либо при условии убывания ее плотности по степенному закону с увеличением расстояния от источника в случае постоянства мощности ветра и пренебрежимо малых противодавления и гравитационного взаимодействия. При исследовании динамики оболочки, выдуваемой галактическим ветром от активного ядра, необходимо рассматривать ее движение из внутренних областей галактики далеко на периферию, учитывая при этом профиль плотности межзвездного газа, а также гравитационное взаимодействие оболочки со звездной составляющей. Газ во внешних областях галактики может быть очень горячим, его температура  $T$ , по-видимому, достигает значений  $T \gtrsim 10^6$  К, что существенно меняет картину движения. В ударно-ветровом механизме оболочка  $s$  должна двигаться в этом высокотемпературном газе с дозвуковой скоростью. Ее скорость должна быть существенно меньше скорости убегания. Если это условие не выполняется, то реализуется вариант с выметанием газа из галактики в межгалактическое пространство [4]. Внешняя ударная волна в дозвуковом режиме движения оболочки возникает в звуковое возмущение  $IV$  и убегает вперед, а граница  $III$  областей  $s$  и  $d$  становится контактным разрывом (рис. 2, б). Масса оболочки при этом будет увеличиваться только за счет сгребания облаков из холодного газа, возникших в свое время в горячей межзвездной среде вследствие тепловой неустойчивости\*. На динамику оболочки будет заметно влиять противодавление горячего межзвездного газа.

Учет противодавления, гравитационного взаимодействия, эволюционных изменений интенсивности ветра, переменности плотностей газовой и звездной составляющих галактики не позволяет воспользоваться при исследовании динамики оболочки автомодельными решениями, полученными для звездного ветра [16, 26]. По оценкам [27], отношение  $\Delta R_s/R_s \ll 1$ , где  $\Delta R_s$ ,  $R_s$  соответственно толщина и радиус оболочки, поэтому для описания ее движения удобно воспользоваться методом приближения бесконечно тонкого слоя, в котором считается, что все нагребенное вещество сконцентрировано у фронта ударной волны, так что оболочка имеет практически нулевую толщину, а радиус очерченного ею горячего пузыря равен радиусу внешней ударной волны [2, 3, 11, 13, 16, 17, 22, 26].

Метод приближения бесконечно тонкого слоя достаточно универсален, он позволяет исследовать разные режимы движения ударных волн. Для адиабатического течения газа внутри горячего пузыря и внутри оболочки при однократном мгновенном выделении энергии получено автомодельное решение [13]. Движение оболочки на радиативной стадии эволюции также хорошо описывается моделью тонкого слоя, известной в этом случае под названием модели «снегоочистителя» [2, 3, 17]. Использование данной модели при изучении остатков сверхновых звезд [2, 14, 17] и выдуваемых звездным ветром пузырей [16, 26] на радиативной стадии приводит к результатам, согласующимся с численными расчетами (см. обзор в [9]). Эволюция плотной холодной оболочки в случае, когда потери горячего газа в пузыре на излучение превысят мощность ветра, также может быть исследована в рамках модели «снегоочистителя» [25].

Температуру газа внутри пузыря в рассматриваемом здесь случае можно оценить из условия равенства теплового давления газа и динамического давления ветра, набегающего на фронт внутренней ударной волны. Она равна [26]:  $T \approx 0.2 \mu m V_w^2/k$ , где  $V_w$  — скорость ветра. При  $V_w \approx 2000$  км/с значение  $T \approx 6 \cdot 10^7$  К. Время остывания газа с такой температурой и концентрацией частиц  $n \ll 1$  см<sup>-3</sup> превышает характерное

\* Процесс формирования оболочки из облаков холодного газа требует детальной разработки.

время (порядка  $10^9$  лет) образования оболочечной структуры, поэтому в дальнейшем будем считать, что горячий газ внутри пузыря расширяется адиабатически. Оболочка при этом будет находиться на радиативной стадии, причем характерное время ее охлаждения будет меньше характерного времени расширения [27].

Сферически-симметричное движение выдуваемой оболочки в случае произвольного распределения плотности звезд и газа в галактике и переменной интенсивности ветра будет описываться следующей системой уравнений:

$$\frac{dR_s}{dt} = V_s; \quad (1)$$

$$\frac{dV_s}{dt} = \frac{4\pi R_s^2}{M_s} (P_{in} - P_{out} - V_s^2 \rho_g) - \frac{G}{R_s^2} (0.5M_s + M_*); \quad (2)$$

$$\frac{dE}{dt} = L(t) - \frac{2EV_s}{R_s}; \quad (3)$$

$$\frac{dM_g}{dt} = 4\pi \rho_g (R_s) R_s^2 V_s; \quad (4)$$

$$\frac{dM_*}{dt} = 4\pi \rho_* (R_s) R_s^2 V_s. \quad (5)$$

Здесь  $E$ ,  $P_{in}$  — внутренняя энергия и давление газа внутри полости пузыря, очерченного оболочкой, причем  $E = 2\pi R_s^3 P_{in}$ ;  $V_s$  — скорость движения оболочки;  $M_g$ ,  $M_s$  — соответственно масса газа внутри сферы радиуса  $R_s$  и в оболочке;  $M_s = \alpha M_g$ ,  $\alpha$  — весовая доля низкотемпературного ( $T \ll 10^4$  К) газа, пополняющего оболочку, в единице объема межзвездного газа (для простоты принимается  $\alpha = \text{const}$ );  $M_*$  — масса звезд, находящихся за фронтом волны, гравитационное поле которых оказывает влияние на динамику оболочки;  $G$  — гравитационная постоянная;  $L$  — мощность галактического ветра, под влиянием которого происходит раздувание оболочки;  $P_{out}(R_s) = P_g(R_s) = \frac{k}{\mu m} \rho_g T_g$  — противодавление. В случае переменного со временем  $L$  система (1) — (5) дополняется еще одним уравнением, описывающим закон изменения  $L(t)$ . В расчетах зависимость  $L(t)$  моделируется соотношением  $L(t) = L_0 F(t)$ , где  $L_0 = \text{const}$ .

В уравнениях (1) — (5) можно перейти к безразмерным величинам. В результате такой процедуры они принимают следующий вид:

$$\frac{d\bar{R}}{d\tau} = \bar{V}; \quad (6)$$

$$\frac{d\bar{V}}{d\tau} = \frac{4\pi \bar{R}^2}{\bar{M}_s} [\bar{P}_{in} - \bar{P}_{out} - \bar{V}^2 \bar{\rho}_g(\bar{R})] - K \frac{0.5\bar{M}_s + \bar{M}_*}{\bar{R}^2}; \quad (7)$$

$$\frac{d\bar{E}}{d\tau} = F(\tau) - \frac{2\bar{E}\bar{V}}{\bar{R}}; \quad (8)$$

$$\frac{d\bar{M}_g}{d\tau} = 4\pi \bar{\rho}_g(\bar{R}) \bar{R}^2 \bar{V}; \quad (9)$$

$$\frac{d\bar{M}_*}{d\tau} = 4\pi \bar{\rho}_*(\bar{R}) \bar{R}^2 \bar{V}, \quad (10)$$

где  $\bar{P}_{out} = \bar{\rho}_g \bar{T}_g$ ,  $K = G \rho_m t_m^2$ ,  $\bar{M}_s = \alpha \bar{M}_g$ . Переход к безразмерным величинам

нам осуществляется согласно формулам:

$$\begin{aligned} \bar{R} &= R_s/R_M; & \tau &= t/t_M; & \bar{V} &= V_s/V_M; & \bar{E} &= E/E_M; & \bar{M} &= M/M_M; \\ & & & & \bar{T}_g &= T_g/T_M; & & & & (11) \\ \bar{P}_{in,out} &= P_{in,out}/P_M; & \bar{\rho} &= \rho/\rho_M. \end{aligned}$$

Здесь  $R_M$ ,  $t_M$ ,  $V_M$ ,  $E_M$ ,  $M_M$ ,  $P_M$ ,  $\rho_M$ ,  $T_M$  — соответственно масштабы с размерностями расстояния, времени, скорости, энергии, массы, давления, плотности и температуры, полученные путем комбинации размерных параметров задачи (см. [4]). Для удобства при численном интегрировании размерные параметры, входящие в масштабы, нормируются на характерные для них численные значения так, чтобы численные значения масштабов в каждой конкретной задаче были в свою очередь характерными для рассматриваемых в ней физических величин. Численные значения масштабов, используемых далее при построении самосогласованной модели оболочечной структуры в NGC 5128, взяты из работы [4].

При численном интегрировании системы (5) — (10) в начальный момент времени  $\tau = 0$  предполагается существование в околоядерной области галактики небольшой «затравочной» оболочки радиусом  $\bar{R}_0$  ( $\bar{R}_0 \ll 1$ ) и массой  $M_{0,s} = \alpha \frac{4\pi}{3} \bar{\rho}_g(0) \bar{R}_0^3$ , которая находится в равновесном положении ( $\bar{V}_0 = 0$ ) в гравитационном поле звезд массой  $\bar{M}_{0,*} = \frac{4\pi}{3} \bar{\rho}_*(0) \bar{R}_0^3$ . Значение  $\bar{E}_0$  выбирается так, чтобы компенсировать гравитационное притяжение и противодействие, т. е. чтобы сохранялось равновесие оболочки. При  $\tau > 0$  «включается» галактический ветер мощностью  $L$  от ядра галактики и начинается раздувание оболочки.

Система уравнений (1) — (5) описывает процесс раздувания оболочечноподобных структур с учетом противодействия в неоднородных гравитирующих средах под влиянием нестационарного источника энергии. В рассматриваемом случае — это активное ядро галактики, генерирующее мощный ветер. Уравнения (1) — (5) записаны в общем виде и, вероятно, могут быть полезными для объяснения природы наблюдаемых особенностей в спектрах излучения, а также для объяснения структурных особенностей таких активных астрофизических объектов, как планетарные туманности, звезды Вольфа—Райе, квазары, лацертиды и т. д. (см., например, [6, 8]).

Выбор начальных данных позволяет (в случае необходимости с помощью системы уравнений (1) — (5)) исследовать астрофизические явления, в которых в начальный момент времени происходит выброс массивной оболочки. При этом  $\bar{M}_{0,s}$  и  $\bar{V}_0$  будут задавать массу и скорость сбрасываемой оболочки.

**Численное моделирование оболочечной структуры в NGC 5128.** Изолированная эллиптическая галактика NGC 5128, масса звезд в которой  $M_* \approx 2 \cdot 10^{11} M_\odot$ , известная как ближайшая гигантская радиогалактика Сеп А, находится на расстоянии  $d \approx 4.4$  Мпк [1] и обладает некоторыми замечательными свойствами. Среди них — широкая полоса поглощающей материи, пересекающая оптическое изображение галактики, трехзонная структура радиоизлучающей области, наличие одностронней струи, проявляющейся в радио-, оптическом и рентгеновском диапазонах (рис. 1). В галактике NGC 5128 обнаружены также оболочечноподобные структуры. На негативе ее снимка, полученного на 4-метровом телескопе, во внешней части галактики отчетливо видна система оболочек, схема расположения которых представлена на рис. 1. Оболочечные структуры видны вплоть до расстояния  $14.0'$  от центра галактики, т. е. до расстояния  $17.9$  кпк. Расстояние отдельных оболочечно-

подобных структур в NGC 5128 по радиусу от центра:

$r$ , угл. мин	$r$ , кпк
3.0	3.8
8.3	10.6
9.5	12.1
12.0	15.3
14.0	17.9

Расположение оболочек в плоскости снимка, как видно на рис. 1, коррелирует с направлением струн, что, по-видимому, служит дополнительным аргументом определяющего влияния активности ядра на формирование этих структур. С другой стороны, данные наблюдений ионизованного газа в NGC 5128 свидетельствуют о существовании в ней областей, возбужденных ударными волнами [23]. Это, в свою очередь, является аргументом в пользу рассматриваемого ударно-ветрового механизма.

При моделировании оболочечной структуры в NGC 5128 будем исходить из заданной массы галактики ( $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ ), характерного размера оболочек, приемлемых предположений о возможной массе межзвездного газа в период их формирования ( $M_g \leq 0.1 M_*$ ) и о мощности ветра от активного ядра галактики ( $L_w \leq L_{\text{крит}} = 1.2 \cdot 10^{38} \text{ Дж/с} \times M_{\text{ядра}}/10^7 M_{\odot}$  [14]) с характерной продолжительностью  $10^8$  лет. Как показывают численные расчеты, наблюдаемую оболочечную структуру можно получить (в рамках принятой модели это означает «выдуть» оболочку с  $M_s \approx (10^9 - 10^{10}) M_{\odot}$  на расстояние порядка 20 кпк за время примерно  $10^8$  лет) при различных профилях плотностей газа и звезд в галактике, а также при разных законах изменения мощности ветра. Рассмотрим некоторые из них.

Модель Кинга. Распределение плотности звездной составляющей в эллиптической галактике описывается в модели Кинга формулой

$$\rho_*(r) = \rho_*(0) (1 + r^2/r_c^2)^{-3/2}, \quad (12)$$

где  $\rho_*(0)$  — плотность звезд в центре;  $r_c$  — радиус ядра галактики. Примем  $\rho_*(0) = 4 \cdot 10^{-22} \text{ г/см}^3$ ,  $r_c = 1$  кпк. Тогда масса звезд внутри сферы радиусом 18 кпк будет равна  $2 \cdot 10^{11} M_{\odot}$ , т. е. будет равна массе NGC 5128.

Рассмотрим два варианта профилей плотности межзвездного газа в модели Кинга.

Модель I — случай теплого изотермического ( $T = 6 \cdot 10^3 \text{ К} = \text{const}$ ) газа с распределением плотности \*

$$\rho_g(r) = \rho_g(0) (1 + r^2/r_c^2)^{-1}. \quad (13)$$

Скорость звука в таком газе  $a \approx 9$  км/с. Выдуваемая оболочка будет двигаться в нем со сверхзвуковой скоростью, так как характерные скорости движения оболочек — около 100 км/с. Взаимодействие галактического ветра с межзвездной средой в этом случае происходит по схеме, представленной на рис. 2,  $a$ , в результате чего весь межзвездный газ сгребается в оболочку, т. е.  $\alpha = 1$ .

Модель II — случай равновесного распределения газа в гравитационном поле звезд (12) с профилем плотности

$$\rho_g^{eq}(x) = \rho_g(0) \left[ 1 + \frac{A}{N+1} \left( \frac{\ln(x + \sqrt{1+x^2})}{x} - 1 \right) \right]^N, \quad (14)$$

\* Чтобы удержать такой сравнительно холодный газ в равновесном состоянии (что, вообще говоря, необязательно) в гравитационном поле звезд с профилем плотности (12), нужны дополнительные факторы, например вращение, магнитные поля и др.

где  $x = r/r_c$ ;  $A = 4\pi r_c^2 \rho_*(0) G \frac{\mu m}{k T_g(0)}$ ;  $N = 1/(\gamma - 1)$ ;  $\gamma$  — показатель политропы. Равновесие необходимого для формирования оболочечной структуры количества межзвездного газа (около  $10^{10} M_\odot$ ) обеспечивается лишь при условии его изотермичности и высокой температуры ( $T \sim \sim 10^6$  K). Скорость звука в таком газе ( $a = 9.1 \sqrt{\frac{\gamma}{\mu} T/10^4 \text{K}}$  км/с) превышает характерные скорости движения оболочек, поэтому их формирование в этом случае происходит по схеме, представленной на рис. 2, б, с  $\alpha < 1$ .

Применимость приближения тонкого слоя при дозвуковом движении оболочки обеспечивается гравитационным взаимодействием оболочки и звезд. Толщина оболочки даже без учета противодействия определяется шкалой высот, т. е.  $\Delta R_s \approx H = a_s^2/g_{\text{эф}}$ , где  $a_s$  — изотермическая скорость звука в оболочке;  $g_{\text{эф}} = GM_*(R_s)/R_s^2$ . В рассматриваемом случае  $a_s \approx 10$  км/с и  $\Delta R_s/R_s \approx H/R_s = 2 \cdot 10^{-3}$  при  $R_s \approx 20$  кпк,  $M_* \approx 2 \times \times 10^{11} M_\odot$ .

Модель с гало. Некоторые эллиптические галактики, по-видимому, обладают протяженными гало; распределение плотности звезд в них имеет следующий вид [7]:

$$\rho_*(r) = \rho_*(0) (1 + r^2/r_c^2)^{-1}. \quad (15)$$

Чтобы масса звезд в галактике с таким  $\rho_*(r)$  совпала с массой NGC 5128 примем  $\rho_*(0) = 6.54 \cdot 10^{-23}$  г/см<sup>3</sup>,  $r_c = 1$  кпк. Равновесное распределение плотности межзвездного газа (модели III, IV) в гравитационном поле звезд (15) запишется как

$$\rho_g^{\text{eq}}(x) = \rho_g(0) \left[ 1 - \frac{A}{N+1} \left( \frac{\text{arctg } x}{x} + \frac{1}{2} \ln(1+x^2) - 1 \right) \right]^N. \quad (16)$$

Температура равновесного газа, как и в случае модели II, должна быть высокой, поэтому далее в моделях с гало  $\alpha < 1$ .

**Моделирование мощности ветра от активного ядра галактики.** Эволюционные изменения мощности ветра в моделях I, II, III задаем зависимостью

$$L(t) = L_0 [1 - \exp(-t/t_1)] \exp(-t/t_2), \quad (17)$$

обеспечивающей возможность регулирования мощности, скоростей ее нарастания и затухания, а также общей продолжительности действия ветра с помощью подбора параметров  $L_0$ ,  $t_1$ ,  $t_2$ . При исследовании рекуррентной активности ядра (модель IV) использовалась аппроксимация:

$$L(t) = 0.5L_0 [\sin(\pi t/t_3) + |\sin(\pi t/t_3)|]. \quad (18)$$

**Результаты расчетов.** Для моделей I—IV проведены циклы расчетов динамики выдуваемой ветром оболочки при различных значениях определяющих каждую модель параметров. Значения параметров выбирались в соответствии с данными наблюдений, с общепринятыми представлениями об активности ядер галактик и о пространственном распределении газа и звезд в эллиптических галактиках. В таблице и на рисунках 3, 4 представлены варианты расчетов и их результаты, согласующиеся с параметрами системы оболочек, наблюдаемой в NGC 5128.

Ударно-ветровой механизм, как следует из таблицы и рисунков 3, 4, обеспечивает необходимую для образования оболочечной структуры динамику выметенного газа: в выбранных для расчетов моделях оболочки замедляют скорость движения (иногда до полной остановки) с увеличением радиуса  $R_s$ . Именно при таком характере движения возможно возникновение оболочечноподобных структур. Численные расчеты показывают, что выдувание оболочки на периферию галактики происходит



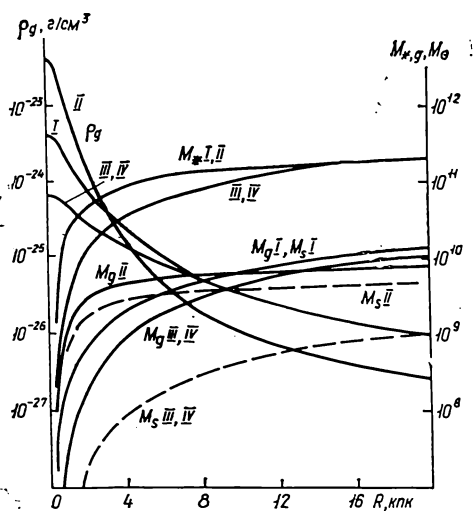
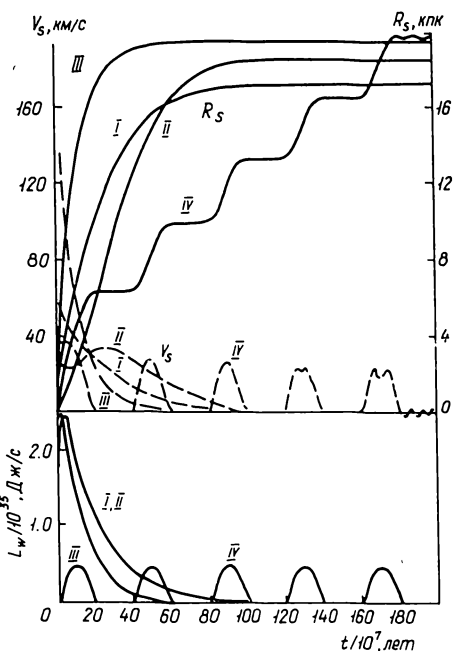


Рис. 3. Профили плотностей звездной и газовой составляющих в моделях NGC 5128 (римские цифры — номер модели)

Рис. 4. Эволюция мощности ветра от ядра галактики и динамика выдуваемой им оболочки в рассматриваемых моделях



**Возможные модели образования оболочечной структуры в NGC 5128**

Параметр	Модель Кинга		Модель с гало	
	Модель I	Модель II	Модель III	Модель IV
$M_*$ ( $R=18$ кпк), $M_\odot$	$2 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{11}$	$2 \cdot 10^{11}$
$M_g$ ( $R=18$ кпк), $M_\odot$	$1.2 \cdot 10^{10}$	$7.8 \cdot 10^9$	$1.0 \cdot 10^{10}$	$1.0 \cdot 10^{10}$
$M_g/M_*$ , %	6.0	3.9	5.0	5.0
$\alpha$	1.0	0.6	0.1	0.1
$M_s$ ( $R=18$ кпк), $M_\odot$	$1.2 \cdot 10^{10}$	$4.7 \cdot 10^9$	$1.0 \cdot 10^9$	$1.0 \cdot 10^9$
$\rho_*(0)$ , г/см <sup>3</sup>	$4.0 \cdot 10^{-22}$	$4.0 \cdot 10^{-22}$	$6.54 \cdot 10^{-23}$	$6.54 \cdot 10^{-23}$
$\rho_g(0)$ , г/см <sup>3</sup>	$4.0 \cdot 10^{-24}$	$4.0 \cdot 10^{-23}$	$6.54 \cdot 10^{-25}$	$6.54 \cdot 10^{-25}$
$T_g(0)$ , К	$6.0 \cdot 10^3$	$2.0 \cdot 10^6$	$1.9 \cdot 10^6$	$1.9 \cdot 10^6$
$\gamma$	1.00	1.01	1.01	1.01
$L(t)$ , формула	(17)	(17)	(17)	(18)
$L_0$ , $10^{35}$ Дж/с	3.0	3.0	3.1	0.5
$t_1$ , $10^7$ лет	1.0	1.0	0.58	—
$t_2$ , $10^7$ лет	20.0	20.0	11.6	—
$t_3$ , $10^7$ лет	—	—	—	20.4
$W = \int_0^\infty L(t) dt$ , $10^{51}$ Дж	1.95	1.95	1.06	$0.2n$
$R_{max}$ , кпк	17.0	18.5	19.5	19.8
$t_{max}$ , $10^8$ лет	4	8	2	20
$\Delta t_w$ , $10^8$ лет	4	4	2	$2n$

Примечание.  $R_{max}$  — максимальное удаление оболочки от центра галактики;  $t_{max}$  — характерное время, за которое оболочка уходит на расстояние  $R_{max}$ ;  $\Delta t_w$  — продолжительность действия ветра;  $n=1, 2, 3, \dots$  — число периодов активности ядра.

за время примерно  $10^8$ — $10^9$  лет. За это время в сжатом слое газа оболочка может появиться и частично проэволюционировать звездное население. Такая ситуация реализуется при разных профилях плотностей газа и звезд в галактике, а также при различных законах изменения мощностей ветра без введения условий, неестественных для природы эллиптических галактик.

В случае однократного включения галактического ветра (модели I—III) формирование системы оболочек должно происходить по схеме периодического звездообразования, предложенной в [27]. Более привлекательной и правдоподобной представляется модель рекуррентной активности ядра (модель IV), в которой процесс звездообразования происходит в период «спокойного» ядра. При каждом включении галактического ветра оболочка будет передвигаться на новое расстояние, на котором она задерживается до следующего периода активности (рис. 4). При этом в ней в результате процесса звездообразования возникают звезды, которые остаются на прежнем расстоянии от центра при передвижении оболочки дальше на периферию галактики под влиянием очередного импульса галактического ветра. Если интервал между стадиями активности ядра меньше времени остывания газа внутри пузыря, очерченного оболочкой, то каждое включение галактического ветра только восстанавливает внутреннюю ударную волну. Если же это условие не выполняется, то может возникнуть ситуация, когда газ внутри пузыря за время периода спокойствия ядра успевает остыть и, возможно, даже фрагментировать с образованием холодных облаков. Тогда при очередном включении ветра будет выдуваться новая оболочка. В этом случае число наблюдаемых оболочек равно числу циклов активности ядра, а особенности их расположения объясняются сильной анизотропией галактического ветра в каждом периоде активности ядра и уменьшением мощности ветра на каждой последующей стадии активности.

1. Аллен К. У. Астрофизические величины.— М.: Мир, 1977.—448 с.
2. Бисноватый-Коган Г. С., Блишников С. И. Сферизация остатков несимметричного взрыва сверхновой в однородной среде // Астрон. журн.—1982.—59, вып. 5.— С. 876—887.
3. Блишников С. И., Имшенник В. С., Утробин В. П. Гигантский рентгеновский источник в Лебедь — остаток взрыва пекулярной Сверхновой // Письма в Астрон. журн.—1982.—8, № 11.— С. 671—678.
4. Гнатык Б. И., Кроль В. А. Ударные волны в проблеме формирования звездных оболочкоподобных структур в эллиптических галактиках.— Киев, 1986.—23 с.— (Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ-86-54Р).
5. Каждан Я. М. Распространение сферической детонационной волны в расширяющейся Вселенной с учетом гравитации // Астрон. журн.—1986.—63, вып. 3.— С. 434—445.
6. Колесник И. Г., Силц С. А. Происхождение и динамика гигантских расширяющихся оболочек нейтрального водорода.— Киев, 1987.—21 с.— (Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ-87-59Е).
7. Кроль В. А. Рентгеновское излучение от эллиптических галактик.— Киев, 1981.—17 с.— (Препринт / АН УССР. Ин-т теорет. физики; ИТФ-81-120Р).
8. Кроль В. А. О темпе потери массы ядрами планетарных туманностей // Кинематика и физика небес. тел.—1985.—2, № 4.— С. 42—48.
9. Лозинская Т. А. Сверхновые звезды и звездный ветер: Взаимодействие с газом Галактики.— М.: Наука, 1986.—304 с.
10. Надежин Д. К. О начальной фазе взаимодействия разлетающейся оболочки звезды с окружающей средой.— М., 1981.—44 с.— (Препринт / АН СССР. Ин-т теорет. и эксперим. физики; № 1).
11. Пасько В. П., Силц С. А. К теории распространения сильных ударных волн в неоднородных гравитирующих средах. II. Радиационная стадия // Кинематика и физика небес. тел.—1986.—2, № 3.— С. 15—21.
12. Пикельнер С. Б., Щеголов П. В. Движение газа в диффузных туманностях и звездный ветер // Астрон. журн.—1968.—45, вып. 5.— С. 953—961.
13. Черный Г. Г. Задача о точечном взрыве // Докл. АН СССР.—1957.—112, № 1.— С. 213—217.
14. Athanassoula E., Bosma A. Shells and rings around galaxies // Ann. Rev. Astron. and Astrophys.—1985.—23.— P. 147—168.
15. Camenzind M., Courvoisier T. J.-L. A wind and shock model for active galactic nuclei // Astrophys. J.—1983.—266, N 1.— P. L83—L87.

16. *Castor J., McCray R., Weaver R.* Interstellar bubbles // *Ibid.*—1975.—200, N 2.— P. L107—L110.
17. *Cox D. P.* Cooling and evolution of a supernova remnant // *Ibid.*—1972.—178, N 1.— P. 159—168.
18. *Fabian A. C., Nulsen P. E. J., Stewart G. C.* X-ray cooling flows in isolated elliptical galaxies // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1984.—208, N 1.— P. 185—195.
19. *Feigelson E. D.* Radio and X-ray structure of Centaurus A // *IAU Symp.*—1981.— N 97.— P. 107—114.
20. *Malin D. F., Carter D.* A catalog of elliptical galaxies with shells // *Astrophys. J.*—1983.—274, N 2.— P. 534—540.
21. *Malin D. F., Quinn P. J., Graham J. A.* Shell structure in NGC 5128 // *Ibid.*—1983.— 272, N 1.— P. L5—L7.
22. *Ostriker J. P., McKee C. P.* Analytic model for blast wave evolution in homogeneous or inhomogeneous and stationary or expanding media.—Princeton, 1983.—124 p.— (Prepr. Observatory; N 51).
23. *Phillips M. M.* The ionized gas in NGC 5128: evidence for a shock-heated component // *Mon. Notic. Roy. Astron. Soc.*—1981.—197, N 3.— P. 659—677.
24. *Quinn P. J.* On the formation and dynamics of shells around elliptical galaxies // *Astrophys. J.*—1984.—279, N 2.— P. 596—609.
25. *Steigman G., Strittmatter P. A., Williams R. E.* The Copernicus observations: interstellar or circumstellar material? // *Ibid.*—1975.—198, N 2.— P. 575—582.
26. *Weaver R., McCray R., Castor J. et al.* Interstellar bubbles. II. Structure and evolution // *Ibid.*—1977.—218, N 1.— P. 377—395.
27. *Williams R. E., Christiansen W. A.* Blast wave formation of the extended stellar shells surrounding elliptical galaxies // *Ibid.*—1985.—291, N 3.— P. 806—817.

Ин-т прикл. проблем механики  
и математики АН УССР, Львов,  
Ин-т теорет. физики АН УССР, Киев

Поступила в редакцию 20.04.87,  
после доработки 23.10.87