

УДК: 524.74

## О ФОРМИРОВАНИИ ФРАКТАЛЬНОЙ СТРУКТУРЫ ГИГАНТСКИХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКОВ ГАЛАКТИКИ

П.А. ТАРАКАНОВ

Поступила 19 декабря 2003

Принята к печати 4 апреля 2004

Как показывают наблюдения, молекулярные облака в межзвездной среде являются фракталами с размерностью, близкой к 2.35. В работе рассмотрена модель формирования облака из "облачков", выброшенных из звезд. Показано, что движение облачка в межзвездной среде описывается в рамках модели обобщенного броуновского движения и, следовательно, сформировавшееся облако должно иметь фрактальную структуру. Рассмотрена гипотеза, что фрактальная размерность облака полностью определяется законом изменения масс облачков. Обобщенное броуновское движение ансамбля частиц описывается как случайный процесс с зависимым от времени параметром. Рассматривается связь закона роста массы облачка, свойств процесса движения облачков и фрактальной размерности структур, получающихся в результате такого процесса. Показано, что фрактальная размерность формирующихся облаков соответствует "естественному" закону приращения массы при предположении о случайных столкновениях облачков.

1. *Введение.* По современным представлениям, наша Галактика является сложной динамической системой. Она содержит ряд подсистем: звезды, межзвездную среду (МЗС), космические лучи, магнитные поля. Эти подсистемы взаимодействуют друг с другом, оказывая существенное влияние на эволюцию всех компонентов Галактики, причем среди таких взаимодействий особенно важным является взаимодействие звезд и межзвездной среды.

До недавнего времени МЗС изучалась, как правило, без учета ее генетической связи со звездами, причем структура МЗС предполагалась статической, не изменяющейся со временем. Однако, как выяснилось, в рамках таких моделей объяснение формирования структуры МЗС сталкивается с существенными трудностями.

Крупнейшие структурные образования межзвездной среды - гигантские молекулярные облака (ГМО). Они выделяются большой величиной своей массы -  $10^5 + 10^6 M_{\odot}$ . По наблюдениям радиоизлучения молекул (в основном CO) установлено, что ГМО, как правило, вытянуты вдоль плоскости галактического диска, а максимальные размеры их порядка 100 пк [1]. Эти объекты крайне неоднородны и клочковаты, причем имеет место четкая иерархия более плотных и малых сгустков, погруженных в более крупные и разреженные. В Галактике около 5000

облаков с массами, превышающими  $10^5 M_{\odot}$  [2], в них сосредоточена основная доля массы межзвездной среды. Характерное время жизни ГМО оценивается как  $2 \cdot 10^7 + 10^8$  лет [3,4].

До настоящего времени не предложено самосогласованных и соответствующих наблюдениям моделей, объясняющих происхождение гигантских облаков и их наблюдаемые свойства. Все предлагаемые модели не лишены недостатков, причем некоторые наблюдаемые особенности ГМО, в частности, наличие иерархической (фрактальной) структуры, существующими моделями не объясняются.

**2. Фрактальная структура облаков.** Как уже упоминалось выше, межзвездные молекулярные облака обладают крайне неоднородной и клочковатой структурой. С возрастанием разрешающей способности наблюдательной аппаратуры газ также оказывается сильно фрагментированным (см., например, [5]). При дальнейшем увеличении разрешения фрагментация не исчезает и обнаруживается на всех масштабах, больших 400 а.е. [6]. Проследить ее наличие далее не позволяет современная разрешающая способность инструментов. Существенно, что в структурах облаков нет выделенных масштабов, что на данный момент надежно установлено вплоть до масштабов порядка 0.01 пк [7] по размерам и  $10^{-4} M_{\odot}$  по массе [5].

Существуют косвенные данные о наличии более детальной фрагментации. При определении плотности вещества в одной и той же области по наблюдениям в линиях разных молекул результаты различаются более чем на порядок, что не может быть объяснено погрешностью методов наблюдений или определения плотности по ним [8]. Это обстоятельство заставляет предположить существование неразрешенных фрагментов с различной плотностью. Как правило, у всех молекулярных облаков наблюдается сверхтепловое уширение линий. Так, например, у ряда объектов у широких сильных линий молекулы  $^{12}\text{CO } J=1 \rightarrow 0$  наблюдается гауссов профиль, что можно интерпретировать как блендирование отдельных сильных линий с негауссовым профилем от многих фрагментов, движущихся друг относительно друга [8]. В настоящее время считается, что минимальные фрагменты имеют размеры порядка нескольких десятков а.е. [9]. Это предположение косвенно подтверждается данными исследований линии поглощения  $\lambda 21$  см в спектрах пульсаров [10], демонстрирующими наличие в межзвездной среде фрагментации на пространственных масштабах  $5 + 100$  а.е.

Из наблюдений было получено, что фрактальная размерность проекций молекулярных облаков на небесную сферу близка к  $D_2 \approx 1.4$  (см. обзор [9]). Там же отмечается, что даже те молекулярные облака, которые с первого взгляда кажутся не имеющими фрактальной структуры, при

достаточно большом разрешении оказываются фракталами с той же размерностью.

Фрактальная структура характерна не только для межзвездных молекулярных облаков, но и для облаков нейтрального водорода, облаков  $L_{\alpha}$ -леса, а также "обычных" атмосферных облаков и химических систем, в частности, для суспензий и твердых агрегатов [11]. Отметим, что подобные структуры обладают той же пространственной фрактальной размерностью  $D \approx 2.35$ , что и межзвездные облака.

Таким образом, представляется вероятным, что называемые облаками образования различной природы всегда являются фракталами с пространственной размерностью, заключенной в пределах  $2.3 \leq D \leq 2.5$ , что, по-видимому, связано с наличием некоторых общих свойств у таких образований.

Заметим, что сильная неоднородность на больших интервалах масштабов характерна для облачных и облакоподобных структур вообще (молекулярные облака, межгалактические облака, атмосферные облака различных типов и т.п.). В то же время имеется очевидная схожесть внешнего вида всех облаков, несмотря на различный их состав и законы взаимодействия частиц. По-видимому, схожий внешний вид, как и общая фрактальная размерность, определяются некоторой общностью свойств облаков различной природы, которую можно попытаться выделить.

**3. Образование ГМО.** В молекулярных облаках содержится много тяжелых элементов, они образуются из выброшенного звездами вещества, приток которого в межзвездную среду обеспечивается в основном звездным ветром от красных гигантов [12], создающим сравнительно малые облачка. Для того, чтобы из потерянного звездами газа образовалось обычное молекулярное облако, необходимо, чтобы такие облачка от большого количества красных гигантов сблизились на малое расстояние, так как только после сближения возможно взаимодействие выброшенных масс.

Внешние оболочки красных гигантов сильно разрежены, в них существует сильная конвекция, причем размер конвективных ячеек оказывается большим [13]. Вследствие этого звездный ветер красных гигантов существенно неоднороден, вещество выбрасывается в виде отдельных сгустков - "клампов", в отдельных случаях наблюдаемых непосредственно [14]. Темп потери массы типичным красным гигантом составляет порядка  $10^{-4} + 10^{-6} M_{\odot}/\text{год}$  [15], количество вылетающих в год клампов - порядка  $10^1 + 10^2$  [14]. Заметим, что характерные размеры вылетевших клампов составляют десятки а.е., что совпадает с оценкой минимального масштаба фрагментации межзвездной среды.

Время, необходимое для сближения выброшенных газовых масс, составляет  $t \sim 10^7$  лет [16], причем оно приблизительно совпадает со

временем существования ГМО (или даже несколько превосходит его). Перемешивание вещества в получающемся облаке не успевает произойти, поэтому ситуация, когда применимы модели структуризации МЗС, связанные с действием неустойчивостей различных типов, не возникает - время образования квазиравновесной однородной среды, в которой может развиваться неустойчивость, превышает время существования ГМО. Следовательно, гигантские молекулярные облака являются неравновесными системами, а их наблюдаемая структура должна формироваться в процессе формирования облака.

Известно, что одним из основных аргументов против коагуляционных моделей образования ГМО является продолжительность накопления массы облака, превышающая характерное время существования облаков. Однако, поскольку ГМО является неравновесной системой, процессы формирования и разрушения облака могут идти одновременно. Заметим также, что в рамках такого механизма структура ГМО появляется фактически еще до окончательного формирования облака как целого и, следовательно, при формировании структуры облака (особенно мелко-масштабной) коагуляционный механизм может реализовываться в действительности.

Таким образом, межзвездный газ оказывается изначально структурированным. Важнейшим обстоятельством, в силу которого образовавшаяся указанным выше образом фрагментация газа сохраняется, является отсутствие перемешивания облачков - обмена газом между ними практически не происходит. Очевидно, что при малых временах перемешивания иерархичность структуры системы должна была бы сгладиться и она стала бы однородной [11]. Вместе с тем, при сближениях облачка могут объединяться. Поскольку массы элементов малы и относительно друг друга они движутся случайным образом, существенное взаимодействие между ними, по-видимому, возможно только на расстояниях, сравнимых с размерами облачков, и может приводить к агрегации элементов [17].

Для того, чтобы выбрасываемые красными гигантами клампы могли служить "строительным материалом" для образования облаков, требуется, чтобы они не рассеивались в пространстве, не успев встретиться с другими такими же клампами. Вещество, разлетающееся в вакуум, быстро охлаждается, поэтому достаточно корректный расчет динамики этого процесса невозможен без учета молекуляризации вещества клампа, а также, возможно, и образования в нем пыли. Подобный механизм возникновения пылевых частиц (в применении к Солнечной системе) предлагался уже достаточно давно в работе [18], для нас же сейчас существенно, что фазовый переход в расширяющемся в вакуум газе

может привести к практически полной остановке расширения для достаточно заметной доли (до половины) исходной массы расширяющегося клампа [19]. Таким образом, с определенной долей уверенности можно считать, что газовые клампы, выбрасываемые красными гигантами, могут служить материалом для образования межзвездных облаков.

4. *Модель формирования облаков.* Рассмотренные ранее в работе [11] простейшие аналитические модели фрактальных облаков, хотя и имеют достаточно близкую к наблюдаемой фрактальную размерность, не проясняют детали процесса образования облаков. Очевидно, что при образовании облаков путем агрегации газовых клампов возникновение плотных упаковок клампов маловероятно, получающаяся структура должна быть более рыхлой. Это обстоятельство должно приводить к уменьшению фрактальной размерности для феноменологических моделей, однако достаточно точное вычисление фрактальной размерности при использовании только феноменологических моделей невозможно. С другой стороны, также рассмотренные ранее [20] численные модели процесса формирования облаков не позволяют объяснить универсальность фрактальной размерности облачных структур различной природы. Поэтому желательным является построение более детальной аналитической модели.

Известно [21], что структуры, формирующиеся путем агрегации отдельных частиц, являются фрактальными в том случае, если их динамика описывается в рамках представлений об *обобщенном броуновском движении* (другие названия - винеровский процесс, обобщенная марковская цепь).

По определению (см., например, [21]), обобщенным броуновским движением в пространстве  $\mathbb{R}^n$  с показателем Херста  $H$  называется движение частицы, приращение координаты которой зависит от времени специальным образом:

$$\|B_H(t_2) - B_H(t_1)\| \propto \xi |t_2 - t_1|^H, \quad t_2 \geq t_1; \quad \mathbb{R} \xrightarrow{B_H} \mathbb{R}^n, \quad (1)$$

причем это соотношение должно выполняться для любых  $t_1$  и  $t_2$ . Здесь  $\xi$  - нормально распределенная случайная величина,  $\langle \xi \rangle = 0$ . Частным случаем обобщенного броуновского движения при  $H = 1/2$  является обычное броуновское движение.

Легко показать, что обобщенное броуновское движение обладает следующим важным свойством: в случае  $H \neq 1/2$  приращения не являются независимыми, и процесс обладает памятью. В случае  $H > 1/2$  в процессе поддерживается имеющаяся тенденция, а при  $H < 1/2$  тенденция к росту в прошлом означает тенденцию к уменьшению в будущем и наоборот.

Отметим, что время корреляции обобщенного броуновского движения является бесконечно большим. Подобное свойство процесса является необычным для рассматриваемых в большинстве случаев в физике

процессов. Как правило, предполагается, что корреляционное время процесса конечно, любые значения отдельных реализаций процесса в два момента времени  $t_1$  и  $t_2$  при предельном переходе  $|t_2 - t_1| \rightarrow \infty$  обязательно оказываются некоррелированными. Такое предположение является следствием представления о термодинамическом равновесии в системе. Однако системы, описываемые в рамках модели обобщенного броуновского движения, являются существенно неравновесными, поэтому применение равновесных моделей при описании таких структур не является корректным.

Рассмотрим процесс обобщенного броуновского движения с возможностью агрегации элементов при сближении их на достаточно малые расстояния. В результате такого процесса в пространстве  $\mathbb{R}^3$  образуются агрегаты с фрактальной размерностью  $D=3-H$ . Это утверждение не является доказанным строго, но неоднократно проверялось в вычислительных экспериментах (см. обзор [21]). Если движение элементарных облаков в Галактике представимо в рамках модели обобщенного броуновского движения, то можно путем моделирования движения клампа получить значение показателя Херста и оценить таким образом фрактальную размерность получающихся облаков.

Модель, описанная выше, если пренебречь возможностью агрегации элементарных облаков, фактически определяет обычное броуновское движение - полностью случайные блуждания частицы. Единственный неслучайный фактор - асимметрия распределения скоростей звезд - устраняется путем введения соответствующих масштабов для осей координат. Такое движение должно быть хорошо представимо частным случаем модели обобщенного броуновского движения с  $H=1/2$ .

При учете возможной агрегации в процессе появляется память, связанная с накоплением массы элементарным облаком. В таком случае можно ожидать, что движение облака представимо моделью обобщенного броуновского движения с  $H \neq 1/2$ . Поскольку можно полагать, что процесс накопления массы элементарным облаком не сопровождается существенным обратным процессом потери массы (см. выше), то в случае обобщенного броуновского движения элементарных облаков тенденция накопления массы сохраняется и, следовательно, показатель Херста для движения элементарного облака  $H > 1/2$ . В случае обобщенного броуновского движения с  $H > 1/2$  среднее смещение облака от начального положения для любого момента времени оказывается аномально большим по сравнению со случаем обычного броуновского движения, дисперсия приращений координаты облака  $V(t)$  может быть получена из (1):

$$V(t) = \langle (B_H(t) - B_H(0))^2 \rangle \approx \bar{D}|t|, \quad (2)$$

где  $\bar{D}$  - т.н. коэффициент аномальной фрактальной диффузии, являющийся

функцией времени:  $\bar{D} \propto |t|^{2H-1}$ .

Дополнительным аргументом в пользу указанного механизма формирования фрактальной структуры являются также результаты моделирования изображений облаков, проводившиеся несколькими группами исследователей (см., например, [22] и библиографию там же). Выяснилось, что наилучшее сходство модельных изображений с реальными изображениями облаков получается при использовании так называемого "метода случайных сложений", предложенного Фоссом [23]. При использовании этого алгоритма получаются т.н. "броуновские поверхности", которые, как показано в обзоре [21], являются фракталами. Там же показано, что структура, образующаяся в результате обобщенного броуновского движения с агрегацией, является броуновской поверхностью с соответствующей фрактальной размерностью.

Поскольку изображения различных типов облаков хорошо моделируются броуновскими поверхностями, то можно думать, что возникновение фрактальной структуры в облаках любой природы связано с наложением агрегации, обуславливающей эффект памяти процесса, на обычное броуновское движение, которое существует во всех облаках, несмотря на различия в их природе. В таком случае конкретное значение показателя Херста для обобщенного броуновского движения (и, следовательно, фрактальная размерность образующегося облака) определяется исключительно законом изменения массы элементарного облака и не зависит от выбора конкретной физической системы, которая обеспечивает лишь обычное случайное блуждание элементарных облаков.

Недостатком численной модели формирования облака [20] является то, что возможность описания движения элементарного облака в рамках представлений об обобщенном броуновском движении проверяется лишь статистически. Поскольку утверждение о формировании фрактальной структуры с размерностью  $D = 3 - H$  в таком процессе проверено лишь путем численных экспериментов, но строго не доказано, вопрос о свойствах структуры, образующейся в процессе, лишь приближенно описываемом обобщенным броуновским движением, остается открытым. Для того, чтобы использованная в численной модели аппроксимация степенной функцией зависимости координаты облака от времени была оправданной, необходимо убедиться, что она является таковой и в "идеальном" случае.

*5. Аномальная диффузия как универсальный процесс структуризации ГМО.* При рассмотрении всей совокупности "элементарных облачков" "микроскопическое" описание движения непригодно, однако мы можем описывать обобщенное броуновское движение ансамбля частиц как обобщенный процесс диффузии с зависящим от времени коэффициентом - т.е. посредством так называемой аномальной диффузии.

Классическая теория броуновского движения исходит обычно из стохастического уравнения Ланжевена (см., например, монографию [24])

$$\frac{d\bar{p}}{dt} + \Gamma(t)\bar{p} = \bar{F}(t), \quad (3)$$

где  $t$  - время,  $\bar{p}$  - импульс частицы (т.е. облака в нашем случае),  $\bar{F}(t)$  - случайный процесс, описывающий недетерминированную составляющую силы, действующей на частицу ( $\langle \bar{F}(t) \rangle = 0$ ). Член  $\Gamma(t)\bar{p}$  соответствует изменению импульса облачка. Обычно коэффициент  $\Gamma$  считается независимым от времени, в таких случаях результатом решения уравнения Ланжевена является обычное броуновское движение частицы.

В рассматриваемой задаче, поскольку масса облака растет, усиливающееся динамическое трение приводит к уменьшению в среднем скорости движения облака со временем. Однако на начальных стадиях случайного блуждания (с уменьшением средней скорости) более ранние перемещения облака не компенсируются более поздними и вероятность возврата в начальную точку уменьшается. Поэтому облако быстрее удаляется от начальной точки, чем это происходило бы в случае случайного блуждания с постоянной (по величине) скоростью, и следует ожидать, что показатель Херста для такого движения  $H > 1/2$ .

Обсудим конкретный вид зависимости  $\Gamma = \Gamma(t)$ . Представим скорость облака  $\bar{v}(t)$ , также являющуюся случайным процессом, в виде суммы двух слагаемых: детерминированной компоненты скорости  $\bar{u}(t)$  и случайной компоненты  $\bar{w}(t)$ :

$$\bar{v}(t) = \bar{u}(t) + \bar{w}(t). \quad (4)$$

Поскольку  $\Gamma(t)\bar{p}$  - скорость изменения импульса облака, обусловленная детерминированной составляющей силы, действующей на облако, то

$$\Gamma(t) = - \left( \frac{du}{udt} + \frac{dm}{mdt} \right), \quad (5)$$

где  $m(t)$  - масса облака, зависящая от времени,  $u(t)$  - модуль детерминированной компоненты скорости.

Так как облака слипаются только при достаточно малых относительных скоростях (см., например, [25]), то при учете столкновений облака, сопровождающихся изменением его массы, можно считать, что скорости облаков, с которыми происходит слипание, распределены изотропно. При больших относительных скоростях возможно также разрушение облаков, однако учет этого фактора приводит лишь к некоторому увеличению характерного времени формирования структуры [20], но не влияет на получаемую фрактальную размерность.

Предположим для простоты, что расстояние, проходимое облаком между двумя последовательными слипаниями, постоянно. Выбрав в

качестве временного масштаба характерное время  $\tau$  между двумя слипаниями, получаем

$$\int_0^{\tau} \bar{w}(t) dt = 0. \quad (6)$$

Тогда закон роста массы может быть приближенно записан в виде

$$m(t) = m_0 + \alpha \int_0^t u(t') dt' \quad (7)$$

или

$$dm = \alpha u dt, \quad (8)$$

где  $m_0$  - начальная масса облака,  $\alpha$  - некоторая константа.

Запишем закон сохранения энергии для слипающихся облаков, считая, что диссипацией общей кинетической энергии облаков при слипании можно пренебречь. Учет диссипации приводит к неразрешимому аналитически уравнению, в то же время численные эксперименты [25] показывают, что такое приближение можно считать допустимым. Тогда

$$\frac{dm}{m} = -\frac{2 du}{u} \quad (9)$$

и

$$\Gamma(t) = -\frac{v_0^3 \alpha}{2h + 3v_0^3 \alpha t}, \quad (10)$$

где  $v_0$  - начальная скорость облака,  $h = mu^2$  - интеграл энергии.

Уравнение (3) является частным случаем уравнения Ито [26], рассматриваемого в теории случайных процессов. Решение его может быть записано в виде

$$\bar{p} = \exp\left[\frac{u}{3v_0} \ln\left(1 + \frac{3v_0 \alpha t}{2m_0}\right)\right] \cdot \left[ \bar{p}_0 + \int_0^t \frac{d\bar{Q}(t')}{\exp\left[\frac{u}{3v_0} \ln\left(1 + \frac{3v_0 \alpha t'}{2m_0}\right)\right]} \right], \quad (11)$$

где  $\bar{p}_0 = \bar{p}(0)$ ,  $\bar{Q}(t)$  - стационарный марковский случайный процесс, такой, что

$$\frac{d\bar{Q}}{dt} = \bar{F}(t). \quad (12)$$

Введем грубую шкалу времени, "сглаживающую" структуру случайного процесса  $\bar{Q}(t)$  - усредним все рассматриваемые нами величины по некоторому интервалу времени  $\tau$ , с одной стороны, достаточно малому по сравнению с характерными временами формирования структуры, с другой - существенно превышающему тот интервал времени, на котором значения  $\bar{Q}(t)$  могут считаться каким-либо образом скоррелированными.

Вспользуемся теоремой Дуба: для процесса  $\bar{Q}(t)$  корреляционная функция  $\mathfrak{Z}(t) = \mathfrak{Z}(0)e^{-\tau t}$  (см., например, [27]).

Тогда на грубой шкале времени  $\tau$  случайным слагаемым в решении (11) можно пренебречь, а стохастическое решение уравнения (3) оказывается детерминированной функцией, приводимой к виду:

$$\bar{p} = \frac{\left(h + \frac{3}{2} t v_0^3 \varkappa\right)^{1/3}}{h^{1/3}} \bar{p}_0. \quad (13)$$

Очевидно, что при  $t \rightarrow \infty$   $\bar{p} \propto t^{1/3}$ . Тогда зависимость среднего смещения элементарного облака от времени имеет вид:

$$|\bar{r}(t) - \bar{r}(0)| \propto \left| \int_0^t \frac{\langle \bar{p}(t) \rangle}{m(t)} dt \right| \propto t^{2/3}. \quad (14)$$

Полученный вывод может быть обобщен, если в выражении (8), описывающем закон роста массы, считать коэффициент  $\varkappa$  функцией, зависящей от времени. Решая уравнение (3) (также являющееся уравнением Ито) для случая  $\varkappa = \varkappa(t)$ , получаем показатель Херста для такого закона изменения массы

$$H = \lim_{t \rightarrow \infty} \frac{\ln \left( \exp \left[ \frac{1}{3} \int_0^t \frac{\varkappa(s)}{K(s) + C} ds \right] p_0 \right)^2}{\ln t}, \quad (15)$$

где

$$K(t) = \int_0^t \varkappa(s) ds. \quad (16)$$

Если асимптотика для  $K(t)$  имеет вид

$$K(t) \sim t^\alpha, \quad t \rightarrow \infty, \quad (17)$$

то показатель Херста может быть записан как

$$H = \frac{2}{3} \cdot \alpha, \quad (18)$$

Для обсуждавшегося выше случая движения облачка  $\varkappa = \text{const}$  и показатель  $\alpha = 1$ , при этом должны образовываться фрактальные структуры с фрактальной размерностью  $D = 3 - H = 2.33 \approx 2.35$ , которая и следует из наблюдений. По-видимому, процесс формирования фрактальной структуры должен обрываться на тех пространственных масштабах, на которых рост массы элементов со временем по тем или иным причинам прекращается. Существенным обстоятельством является то, что конкретный вид случайной функции  $\bar{F}(t)$  никак не сказывается на результате, условия, налагаемые на функцию  $\bar{F}(t)$ , реализуются как для облаков МЗС Галактики, так и для облачных структур другой

природы. Следовательно, предлагаемый механизм действительно оказывается универсальным и пригоден для объяснения формирования облаков произвольной природы.

Автор благодарен В.Г.Горбацкому за ряд полезных замечаний и советов. Работа была выполнена при финансовой поддержке программы "Ведущие научные школы" (НШ-1088.2003.2).

НИАИ им. В.В.Соболёва Санкт-Петербургского государственного университета, Россия, e-mail: peter@astro.spbu.ru

## ON THE FORMATION OF FRACTAL STRUCTURE OF GIANT MOLECULAR CLOUDS OF GALAXY

P.A.TARAKANOV

As show observations, the molecular clouds in ISM are fractals with fractal dimension about 2.35. The model of formation of a cloud is considered by "cloudlets" aggregation, thrown out from stars. It is shown, that the driving of a cloudlet in the interstellar medium is well described within the framework of model of a generalized Brownian motion and, hence, the formed cloud should have fractal structure. The hypothesis is considered, that the value of fractal dimension of a cloud is completely determined by cloudlet mass modification character. It is possible to describe a generalized Brownian motion of an ensemble of particles as generalized diffusion process with a time-dependent factor. The connection of the law of cloudlet mass increase, properties of process of cloudlets moving and fractal dimension of structures obtained as a result of such process is considered. It is shown, that the fractal dimensionality of formed clouds corresponds to the "natural" mass increment law following from the supposition about stochastic collisions of cloudlets.

Key words: *Galaxy: molecular clouds: fractal structure*

## ЛИТЕРАТУРА

1. *L.Blitz*, Giant Molecular Clouds in the Galaxy, Pergamon Press, Oxford, 1980, p.1.
2. *N.Z.Scoville, K.Hersh*, *Astrophys. J.*, **229**, 578, 1979.
3. *C.G.Lacey, S.M.Fall*, *Astrophys. J.*, **290**, 154, 1985.
4. *L.Blitz*, CO: 25 Years of Millimeter-wave Spectroscopy, Eds. W.B.Latter et al., Dordrecht: Kluwer, 1995, p.11.
5. *C.Kramer, J.Stutzki, R.Rohrig, U.Corneliussen*, *Astron. Astrophys.*, **329**, 249, 1998.
6. *P.C.Myers*, *Astrophys. J. Lett.*, **496**, L109, 1998.
7. *A.Heithausen et al.*, Interstellar Turbulence, Proc. of the 2nd Guillermo Haro Conference, Eds. J.Franco, A.Carraminana, Cambridge Univ. Press, 1998, p.56.
8. *J.Kwan, D.B.Sanders*, *Astrophys. J.*, **309**, 783, 1986.
9. *B.G.Elmergreen, E.Falgarone*, *Astrophys. J.*, **471**, 816, 1996.
10. *D.A.Frail, J.M.Weisberg, J.M.Cordes, C.Mathers*, *Astrophys. J.*, **436**, 144, 1994.
11. *В.Г.Горбацкий, П.А.Тараканов*, Письма в Астрон. ж., **25**, 270, 1999.
12. *В.Г.Горбацкий*, Введение в физику галактик и скоплений галактик, Наука, М., 1986.
13. *К. де Ягер*, Звезды наибольшей светимости, Мир, М., 1984.
14. *A.Richards et al.*, Asymptotic Giant Branch Stars, IAU Symp. №191, Eds. T. Le Bertre, A.Lebre, C.Waelkens, Univ. Manchester, 1999, p.315.
15. *D.Vanbeveren, C. De Loore, W. Van Rensbergen*, *Astron. Astrophys. Rev.*, **9**, 63, 1998.
16. *P.M.Solomon, A.R.Rivolo, J.Barrett, A.Yahil*, *Astrophys. J.*, **319**, 730, 1987.
17. *В.Г.Горбацкий, П.А.Тараканов*, *Астрофизика*, **41**, 81, 1998.
18. *Ю.П.Райзер*, Ж. эксперим. и теор. физ., **37**, 1741, 1959.
19. *Я.Б.Зельдович, Ю.П.Райзер*, Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений, Наука, М., 1966.
20. *П.А.Тараканов*, *Астрофизика*, **43**, 229, 2000.
21. *Е.Федер*, Фракталы, Мир, М., 1991.
22. *A.Hetem, J.R.D.Lépine*, *Astron. Astrophys.*, **270**, 451, 1993.
23. *R.F.Voss*, Fundamental Algorithms in Computer Graphics, Ed. R.A.Earnshaw, Springer-Verlag, Berlin, 1985, p.805.
24. *С.Чандрасекар*, Статистические проблемы в физике и астрономии, Гос. изд. ин. лит., М., 1947.
25. *В.Г.Горбацкий, А.Б.Кириенко*, *Астрон. ж.*, **73**, 170, 1996.
26. *В.С.Пугачев, И.Н.Синицын*, Теория стохастических систем, Логос, М., 2002.
27. *И.А.Квасников*, Термодинамика и статистическая физика. Теория неравновесных систем, МГУ, М., 1987.