



DOI: <https://doi.org/10.15688/mpcm.jvolsu.2019.4.6>

УДК 524.5-7

Дата поступления статьи: 24.06.2019

ББК 22.66

Дата принятия статьи: 29.10.2019

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ТЕРМИЧЕСКОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ В ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТЫХ ОБЛАКАХ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ¹

Виталий Владимирович Королев

Кандидат физико-математических наук,
доцент кафедры теоретической физики и волновых процессов,
Волгоградский государственный университет
korolev.vv@volsu.ru, vitokorolev@gmail.com
просп. Университетский, 100, 400062 г. Волгоград, Российская Федерация

Михаил Анатольевич Еремин

Кандидат физико-математических наук,
доцент кафедры теоретической физики и волновых процессов,
Волгоградский государственный университет
eremin@volsu.ru, ereminmikhail@gmail.com
просп. Университетский, 100, 400062 г. Волгоград, Российская Федерация

Елена Владимировна Жукова

Научный сотрудник кафедры теоретической физики и волновых процессов,
Волгоградский государственный университет
tf@volsu.ru, zhu4ok88@mail.ru
просп. Университетский, 100, 400062 г. Волгоград, Российская Федерация

Илья Геннадьевич Коваленко

Доктор физико-математических наук,
профессор кафедры теоретической физики и волновых процессов,
Волгоградский государственный университет
i.kovalenko@volsu.ru, ilya.g.Kovalenko@gmail.com
<https://orcid.org/0000-0003-1565-8940>
просп. Университетский, 100, 400062 г. Волгоград, Российская Федерация

Андрей Михайлович Занкович

Научный сотрудник кафедры теоретической физики и волновых процессов,
Волгоградский государственный университет
tf@volsu.ru, zed81@list.ru
просп. Университетский, 100, 400062 г. Волгоград, Российская Федерация

Аннотация. В работе представлены результаты численного моделирования развивающейся в протозвездном облаке конвективной неустойчивости в рамках двухмерной самосогласованной оптико-гидродинамической модели турбулентного газопылевого облака, учитывающей движение среды под действием собственной гравитации и радиационного давления. Показано, что при характерных для наблюдаемых диффузных облаков межзвездной среды параметрах облако переходит в конвективно неустойчивое состояние с инверсным распределением концентрации и температуры. Конвекция возникает в этом инверсном слое в виде маломасштабных вихрей. Со временем размеры вихрей достигают $\sim (0,05 - 0,1)\lambda_J$, а течение приобретает турбулентный характер по всей толще облака. Развивающаяся в облаке турбулентность является трансзвуковой со скоростями ~ 600 м/с и числами Маха до 1,2, однако сверхзвуковые области занимают малую часть объема облака.

Ключевые слова: межзвездная среда, диффузные облака, перенос излучения, турбулентность, конвекция.

Введение

Как показывают наблюдения, межзвездная газопылевая среда, включая диффузные и молекулярные облака и протозвездные туманности, сильно турбулизована [12; 25]. Однако в вопросе о физических механизмах, ответственных за возбуждение и длительное поддержание трансзвуковой турбулентности, до сих пор нет полной ясности. В числе таких процессов рассматривают аккрецию, струйные течения, гидро- и магнитогидродинамические неустойчивости, ударные волны, звездный ветер и радиационные механизмы.

В работе [2] было показано, что при наличии постоянно действующего источника подогрева в центральной части самогравитирующего газопылевого облака распределение газа в нем приобретает стратифицированный характер. Под действием ультрафиолетового излучения, для которого облако является оптически толстой средой, вещество выметается световым давлением из центральной части облака. На периферии вещество снова охлаждается, высвечивая тепло в инфракрасном диапазоне, в котором облако оптически прозрачно. В результате в облаке реализуется стационарное распределение оболочечного типа: в центральной части расположен горячий разреженный газ, затем область с плотным холодным газом, и далее на периферии газ с асимптотически спадающими к краю концентрацией и температурой. Такое инверсное распределение вещества в облаке является неустойчивым. Если локальные нарушения баланса сил давления газа и излучения, с одной стороны, и собственного тяготения, с другой, вызовут конвекцию, то с течением времени в облаке может развиваться и глобальная турбулентность.

Связанная с неоднородным прогревом облаков термическая турбулентность, поддерживаемая за счет источников излучения, исследована слабо. Сценарии поддержания равновесия межзвездного газа или развития неустойчивостей под влиянием излучения на масштабах от нескольких парсек до килопарсек предлагались во многих работах [9; 14; 21], но, как правило, анализ носил полукачественный характер без расчета детальной структуры течения. В работах [10; 15–17; 20; 22–24; 26; 28] рассматривались газопылевые течения масштаба парсек в эмиссионных туманностях и газопылевых оболочках звезд, однако в них не учитывалась самогравитация.

Целью данной работы является исследование конвективно неустойчивых газопылевых облаков, поддерживаемых в стратифицированном состоянии источниками излучения и самогравитацией, и моделирование развития турбулентности по сценарию, предложенному в работах [2; 3].

1. Физическая модель и основные уравнения

В основном мы отталкиваемся от идей и моделей работы [2], предполагая, что турбулентность развивается благодаря внутренним механизмам, самогравитации и источникам излучения в облаке, без участия магнитных полей. При этом задача рассматривается в рамках двумерного приближения и не предполагает стационарности. Кратко перечислим основные допущения, использованные в работе.

Облако моделируется как бесконечно протяженный неоднородный газопылевой слой, оптически непрозрачный и зеркально-симметричный относительно экваториальной плоскости $z = 0$ (рис. 1). Вдоль этой плоскости расположены звезды – источники излучения, их пространственное распределение однородно, а излучение изотропно. Это позволяет ограничить построение решения только в одной из половин облака ($z > 0$).

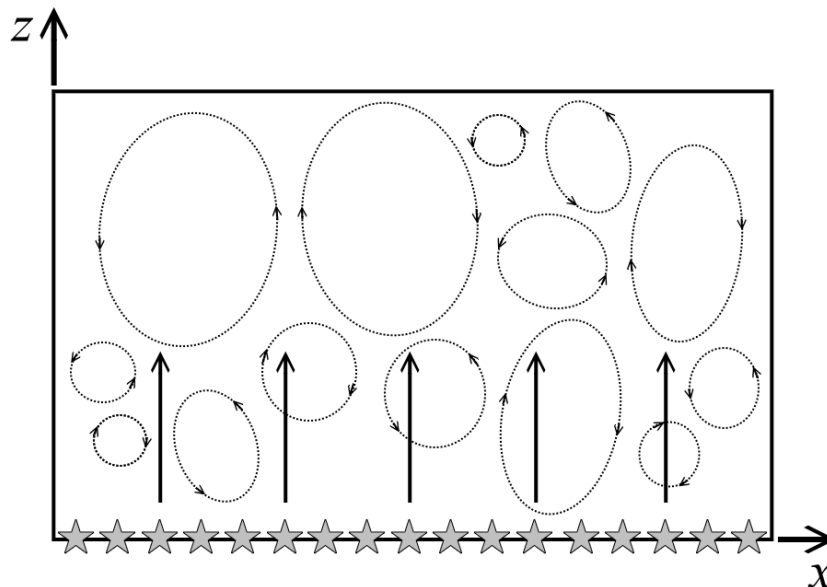


Рис. 1. Схема постановки задачи: пунктирными линиями условно показано предполагаемое конвективное движение среды, серыми звездочками — расположение источников излучения, вертикальными стрелками — направление излучения

Пылевую компоненту облака предполагаем менее массивной в сравнении с газовой и считаем, что скорости частиц пыли подстраиваются к скорости течения газа за времена, существенно меньшие динамических времен эволюции облака. Фактически это означает, что пыль вморожена в газ. Поэтому среду облака «газ + пыль» далее можно характеризовать общими значениями плотности ρ , концентрации n , скорости $\mathbf{u} = \{u_x, u_z\}$, температуры T и давления p .

Облако будем считать состоящим из водорода в атомарной форме (H I), не учитывая молекулярного водорода, гелия и других элементов, содержание которых в газовой фазе

мало [25]. При характерных для облаков HI значениях плотностей можно рассматривать газопылевую среду как сплошную, а сам газ как идеальный с показателем адиабаты $\gamma = 5/3$ и уравнением состояния в форме

$$p = \frac{\rho k_B T}{m_0}, \quad (1)$$

где k_B — постоянная Больцмана; m_0 — масса атома водорода.

Облако предполагается существенно более массивным по сравнению с излучающими звездами, поэтому в модели учитывается только собственная гравитация газопылевой среды. Силы тяготения \mathbf{f} определяются по гравитационному потенциалу $\Phi(x, z)$, который находится из уравнения Пуассона

$$\Delta\Phi = 4\pi G\rho, \quad (2)$$

$$\mathbf{f} = -\nabla\Phi, \quad (3)$$

где G — гравитационная постоянная.

В модели переноса излучения в газопылевом облаке используется двухканальное приближение. Будем считать, что максимум излучения в спектре звезд приходится на ультрафиолетовый диапазон 0,1–0,5 мкм. Так как для этих длин волн пылевая компонента среды имеет большую оптическую толщину, энергия проходящих через нее квантов частично передается пылинкам и, как следствие, газу через давление излучения, преобразуясь в кинетическую энергию среды, а частично высвечивается пылью в виде инфракрасного излучения на длинах волн ~ 100 мкм, для которых среда является прозрачной.

Рассеяние проходящего через среду излучения в каждом малом объеме среды должно происходить в разных направлениях. Однако моделирование многомерного переноса излучения в неоднородной среде является крайне ресурсоемкой процедурой. Для существенного упрощения алгоритма вычислений будем рассматривать одномерную модель переноса для восходящего и нисходящего вдоль оси z потоков диффузного излучения. Такой подход означает, что в каждом столбе газопылевой среды шириной в одну ячейку расчетной области и ориентированном вдоль z излучение, частично поглощаясь или рассеиваясь, взаимодействует со слоями среды только в своем столбе независимо от соседних.

В итоге система уравнений радиативной газовой динамики, описывающая движение среды с учетом перечисленных выше факторов и допущений, запишется в виде:

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \nabla(\rho\mathbf{u}) = 0, \quad (4)$$

$$\frac{\partial(\rho\mathbf{u})}{\partial t} + \nabla(\rho\mathbf{u} \otimes \mathbf{u} + p) = \rho\mathbf{f} + \frac{4\pi}{c}\rho\alpha_\nu\mathbf{H}_\nu, \quad (5)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla((E + p)\mathbf{u}) = \rho\mathbf{f}\mathbf{u} + 4\pi\rho(k_{UV}J_\nu - k_{IR}\sigma_{SB}T^4) + \frac{4\pi}{c}\rho\alpha_\nu\mathbf{H}_\nu\mathbf{u}. \quad (6)$$

Здесь $E = \rho u^2/2 + p/(\gamma - 1)$ — полная энергия единицы объема среды; $\mathbf{H}_\nu = H_\nu(z)\mathbf{e}_z$ — полный поток излучения; $J_\nu = J_\nu(z)$ — средняя интенсивность излучения; α_ν — непрозрачность среды; k_{UV} — коэффициент поглощения среды для УФ-излучения; k_{IR} — коэффициент поглощения среды для ИК-излучения; σ_{SB} — постоянная Стефана — Больцмана; c — скорость света.

Интенсивность диффузного излучения $I_\nu = I_\nu(\mu; z)$ определяется из уравнения переноса излучения:

$$\mu \frac{dI_\nu}{dz} = -\alpha_\nu I_\nu + \frac{\sigma_\nu}{2} \int_{-1}^1 I_\nu(\mu, \mu'; z) p(\mu, \mu') d\mu' + \alpha_\nu \varepsilon_\nu, \quad (7)$$

$$\varepsilon_\nu(\tau) = \frac{1}{2} F_0 \delta(\mu - \mu_0) e^{-\tau/\mu_0}, \quad \tau \equiv \tau(z) = \int_0^z \alpha_\nu(z) dz, \quad (8)$$

а функции $J_\nu(z)$ и $H_\nu(z)$ вычисляются, соответственно, как нулевой и первый моменты функции $I_\nu(\mu; z)$:

$$J_\nu(z) = \int_{-1}^1 I_\nu(\mu; z) d\mu, \quad H_\nu(z) = \int_{-1}^1 I_\nu(\mu; z) \mu d\mu. \quad (9)$$

Здесь $\varepsilon_\nu(\tau)$ — коэффициент излучения, учитывающий излучение звезд и зависящий от плотности источников УФ-излучения F_0 ; τ — оптическая толщина; $p(\mu, \mu')$ — индикатриса, описывающая рассеяние излучения, поступившего из направления $\mu' = \cos \vartheta'$, в направлении $\mu = \cos \vartheta$; $\mu_0 = 1$ — косинус угла между осью z и направлением эмиссии фотонов источника; $\delta(\mu)$ — δ -функция Дирака.

В расчетах использовалась модельная индикатриса Хеньи — Гринстейна [11]:

$$p(\cos \vartheta) = \frac{1 - g_{HG}^2}{(1 + g_{HG}^2 - 2g_{HG} \cos \vartheta)^{3/2}}, \quad (10)$$

где параметр $0 \leq |g_{HG}| \leq 1$ характеризует степень вытянутости индикатрисы. В расчетах он принят равным $g_{HG} = 0,6$.

2. Параметры моделей и методы решения

В начальном состоянии распределение вещества предполагалось изотермическим (с начальной температурой $T_0 = 10$ К), однородным вдоль направления x и стационарным, удерживаемым в равновесии давлением и собственным тяготением вдоль направления z . Значения плотности и давления при этом определяются интегрированием системы обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\frac{d\Phi}{dz} = 4\pi G m_0 n, \quad (11)$$

$$k_B \frac{dn}{dz} = -n \frac{d\Phi}{dz}, \quad (12)$$

которая получается из уравнений (2)–(6) при условии стационарности и отсутствия в начальный момент источников излучения. В качестве начального условия использовалось значение концентрации в плоскости $z = 0$ $n(x, z = 0) = n_0$. В разных моделях значение параметра n_0 выбиралось в пределах $10^2 - 10^5$ см⁻³, что соответствует характерными значениями концентрации газа в облаках межзвездной среды. Характерное время задачи

определяется величиной $t_0 = \lambda_J / c_{s0}$, где λ_J — джинсовский масштаб, а c_{s0} — адиабатическая скорость звука в плоскости $z = 0$ в начальном состоянии. При $n_0 = 10^3 \text{ см}^{-3}$ и $T_0 = 10 \text{ К}$ эти параметры равны $t_0 \approx 1,6 \cdot 10^6$ лет и $\lambda_J \approx 0,8$ пк.

Для приходящего от источников в ближнем ультрафиолетовом диапазоне излучения, нагревающего среду, была принята длина волны $\lambda_{UV} = 2 \cdot 10^{-5} \text{ см}$, на которой излучение эффективно взаимодействует с пылью. Собственное инфракрасное излучение пылинок имеет непрерывный спектр с характерной длиной волны $\lambda_{IR} = 10^{-2} \text{ см}$, что соответствует температуре частиц в диапазоне $T_d = 10\text{--}40 \text{ К}$. Поток излучения F_0 от источников на границе $z = 0$ подбирался таким образом, чтобы вклад слагаемого с давлением излучения был сопоставим с начальным давлением газа, но не настолько велик, чтобы стать доминирующим. Типичное в наших расчетах значение F_0 в плоскости источников $z = 0$ в пересчете на размерные величины дает светимость порядка $10^4 L_\odot$ на площадку в 1 пк^2 .

Расчет коэффициентов поглощения, ослабления и рассеяния в газопылевой среде производился согласно теории Ми [1]. При этом мы полагали аналогично работе [2], что пылинки ведут себя как пассивная примесь одинаковых сферических частиц из графита с диаметром $d_g = 10^{-5} \text{ см}$ и плотностью материала $\rho_g = 2,23 \text{ г/см}^3$. Комплексный показатель преломления для графитовой пылинки на разных длинах волн принимался равным $m_{UV} = 2,1 + 1,5i$, $m_{IR} = 10,39 + 9,592i$ [13], действительная часть этих параметров характеризует рассеяние, мнимая — поглощение.

Для решения уравнений (2)–(7) была использована численная схема с расщеплением по физическим процессам [6; 8]. Оригинальная расчетная программа включает три распараллеленных модуля, отвечающих за решение основных подзадач: расчет динамики течения в заданном поле сил, вычисление гравитационного потенциала по известному распределению вещества и моделирование переноса излучения в газопылевой среде. Гидродинамическая часть программы, аналогичная коду AstroChemHydro [4], была реализована на основе схемы MUSCL TVD [7; 18; 19; 27] третьего порядка точности по пространству и второго по времени. Решение уравнения Пуассона для гравитационного потенциала (2) производилось методом последовательной верхней релаксации [5]. Для решения подсистемы уравнений, отвечающей за расчет оптических и тепловых процессов, применялась итерационная процедура вычисления температуры и потоков излучения на основе метода δ -Эдингтона, подробно описанная в работах [2; 3].

Расчетная область представляла собой прямоугольник с размерами $0,5\lambda_J$ вдоль направления x и $1,5\lambda_J$ вдоль z . Шаг сеток $h = 0,002\lambda_J$ при разрешении 250×750 . Условия на нижней границе области $z = 0$ предусматривают наличие источников излучения и отвечают оговоренным выше условиям симметрии относительно оси x . Для боковых границ было выбрано периодическое граничное условие, а для верхней — свободное с кусочно-постоянной экстраполяцией значений.

3. Результаты и обсуждение

После включения источников излучения первоначальная вертикальная структура облака ко временам $t \approx (0,5 - 0,8)t_0$ существенно перестраивается (см. рис. 2). В области высот $z < 0,1\lambda_J$ образуется каверна, из которой газ выметается излучением. В связи с тем, что облако остается почти однородным по x , далее для наглядности будем использовать усредненные по этой координате параметры.

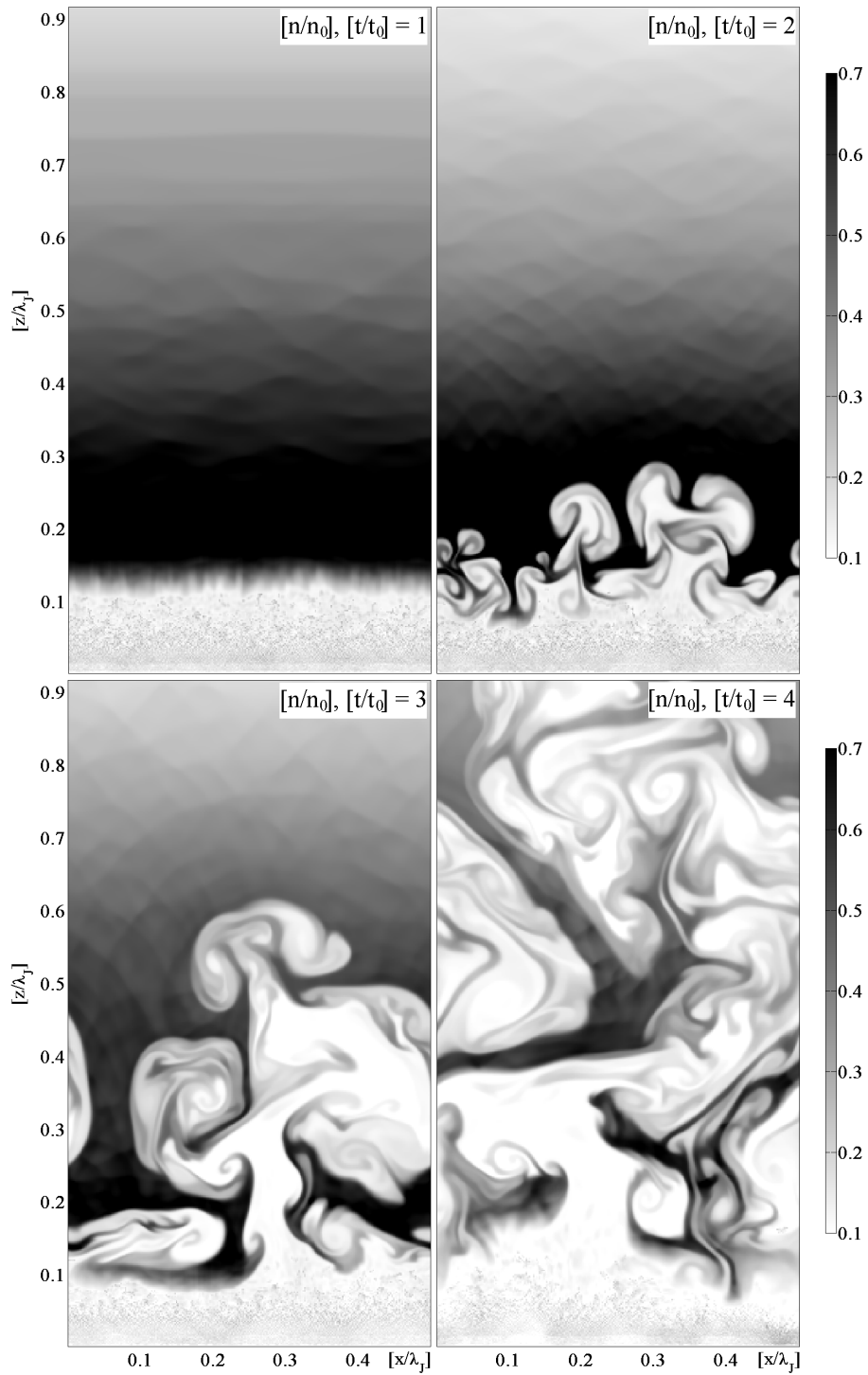


Рис. 2. Распределения относительной концентрации $n(x, z)/n_0$ газа в моменты времени $t/t_0 = 1, 2, 3, 4$

Как видно из рисунка 3, в каверне концентрация газа снижается до $\sim 0,2n_0$, а температура увеличивается до $\sim 6,5T_0$. Над каверной, на высотах $(0,1-0,3)\lambda_J$, располагается холодный газ с температурой $\sim T_0$. Его концентрация выше, чем в начальном состоянии на тех же высотах, максимум ее значений достигается на границе каверны и составляет $\sim 0,8n_0$. На больших высотах концентрация газа асимптотически уменьша-

ется. Таким образом, к моменту $t \sim t_0$ в облаке складывается инверсное распределение газа и появляются первые признаки конвективного течения.

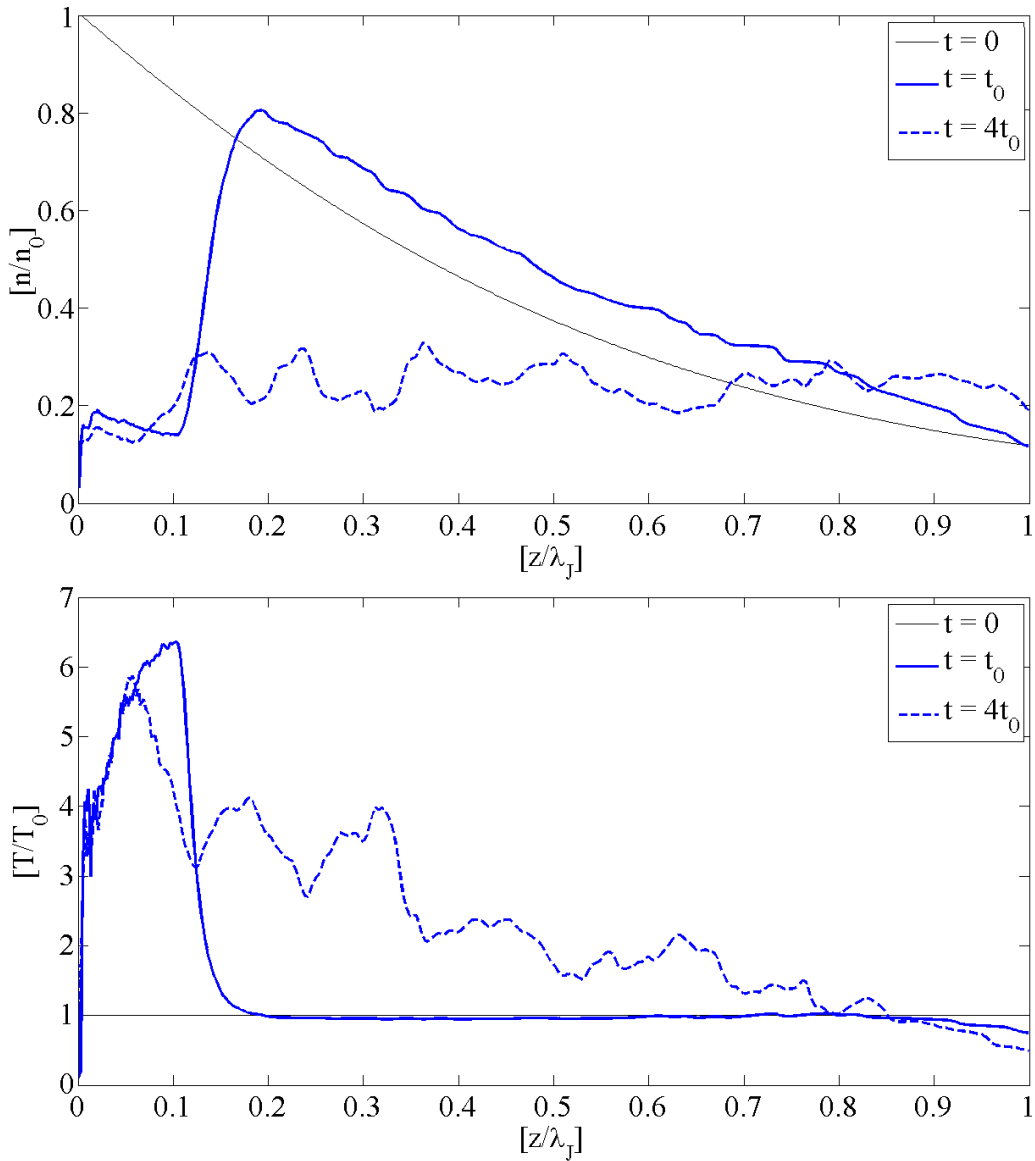


Рис. 3. Усредненные по x распределения относительной концентрации (вверху) и температуры (внизу) в моменты времени $t/t_0 = 0, 1, 4$

Вначале конвекция возникает на границе каверны в тонком стратифицированном слое толщиной $\sim 0,02\lambda_J$ и становится заметной на распределениях концентрации в виде тонких филаментов (см. рис. 4). Каждый такой филамент представляет собой движущийся вниз по z поток плотного холодного газа, окруженный восходящими потоками теплого газа, так что области поднимающегося и опускающегося газа чередуются друг с другом. В течение последующего интервала времени длительностью $\sim 0,3t_0$ филаменты продолжают вытягиваться вдоль оси z , но постепенно искривляются при торможении. Из-за этого возникают горизонтальные движения, формируются вихри и характерные грибовидные структуры.

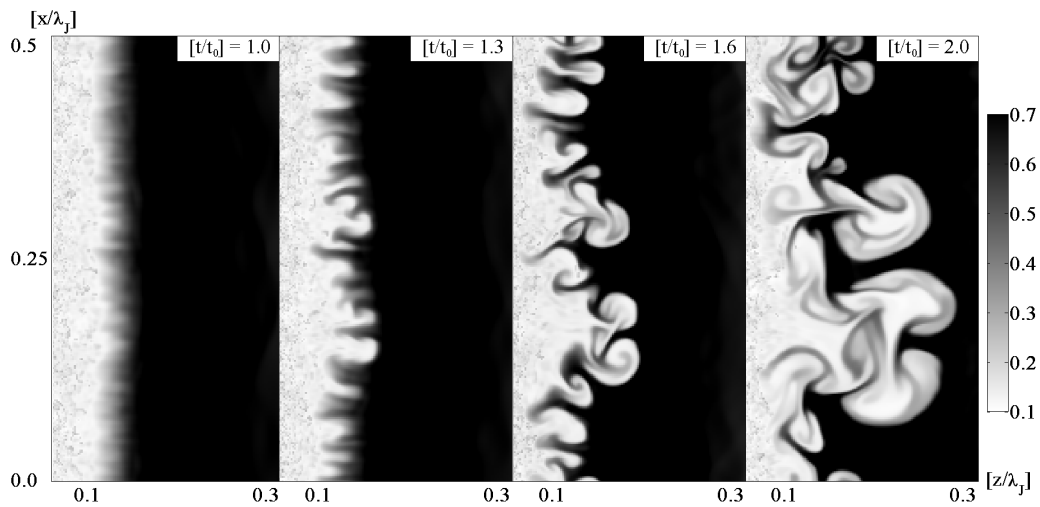


Рис. 4. Изменение распределений относительной концентрации при развитии конвективной неустойчивости и переходе течения в турбулентный режим на временах от $t/t_0 = 1$ до $t/t_0 = 2$

К моменту времени $t \sim 2t_0$ вихри, содержащие теплый газ, поднимаются до высот $0,3\lambda_J$ и занимают примерно половину объема плотной оболочки (см. рис. 2). Дальнейшая эволюция приводит к хаотизации течения и окончательному переходу конвекции в глобальную турбулентность с характерным масштабом вихрей $\sim (0,05-0,1)\lambda_J$. Скорость газа достигает в переводе на размерные величины значений 600 м/с и может превышать в отдельных областях скорость звука (рис. 5). Однако числа Маха не превышают 1,2, а объем, занимаемый сверхзвуковой частью течения, остается незначительным.

Крупномасштабная вихревая структура на всех высотах обеспечивает эффективный транспорт газа во внешние части облака, так что часть его уходит из расчетной области. К моменту времени $t = 4t_0$ концентрация газа на разных высотах в среднем выравнивается с вариациями значений $(0,1 - 0,3)n_0$ (рис. 3). Вблизи плоскости $z = 0$ сохраняются каверна с теплым газом и восходящее от нее вверх конвективное течение (см. рис. 5). В результате вертикальный температурный профиль облака перестает быть изотермическим. На больших высотах облако прогревается, и, как видно из рисунка 3, средняя температура $T(z)$ имеет вид убывающей функции с квазипериодическими перепадами и характерными значениями от $\sim 6T_0$ в каверне до $\sim T_0$ на внешней границе области.

Заключение

В настоящей работе рассмотрено развитие конвективной неустойчивости в стратифицированном межзвездном облаке с радиативным нагревом, в частности:

- 1) Разработана численная двумерная модель самогравитирующего оптически толстого газопылевого межзвездного облака, учитывающая нестационарные движения газа и его взаимодействие с излучением звезд в двухканальном приближении.
- 2) Показано, что при характерных для наблюдаемых объектов параметрах диффузных облаков межзвездной среды и разогревающих их звездных источников излучения облако переходит в конвективно неустойчивое состояние с инверсным распределением концентрации и температуры.

- 3) Результаты численного моделирования показывают, что конвекция возникает в инверсном слое в виде маломасштабных вихрей. Со временем размеры вихрей достигают $\sim (0,05 - 0,1)\lambda_J$, течение приобретает турбулентный характер по всей толще облака.

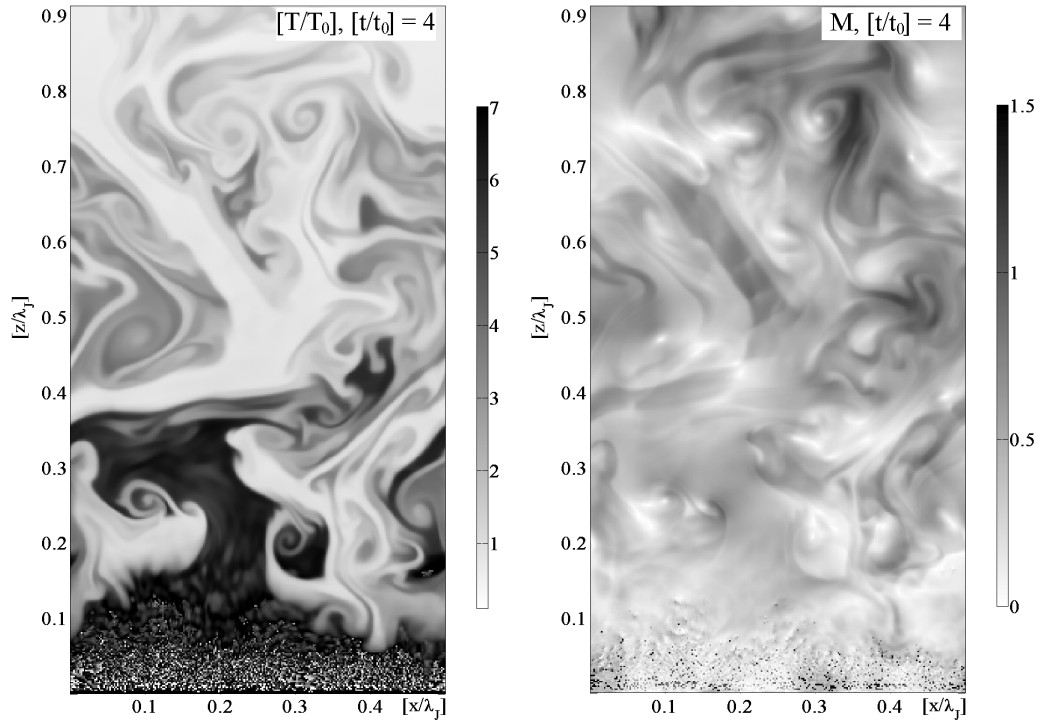


Рис. 5. Распределения относительной температуры газа $T(x, z)/T_0$ и числа Маха $M(x, z)$ при $t/t_0 = 4$

- 4) Развивающаяся в облаке турбулентность является трансзвуковой со скоростями ~ 600 м/с и числами Маха до 1,2, однако сверхзвуковые области занимают лишь малую часть объема облака.

ПРИМЕЧАНИЕ

¹ Работа поддержана грантом РФФИ и Администрации Волгоградской области № 18-42-340002 р_а «Турбулентность в оптически толстых газопылевых облаках межзвездной среды».

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Ван де Хюлст, Г. Рассеяние света малыми частицами / Г. Ван де Хюлст. — М. : Изд-во иностр. лит., 1961. — 536 с.
2. Гидростатическая модель самогравитирующего оптически плотного межзвездного облака / Е. В. Жукова, А. М. Занкович, И. Г. Коваленко, К. М. Фирсов // Вестник Волгоградского государственного университета. Серия 1, Математика. Физика. — 2012. — № 1 (16). — С. 57–73.

3. Гидродинамическая модель самогравитирующего оптически толстого газопылевого облака / Е. В. Жукова, А. М. Занкович, И. Г. Коваленко, К. М. Фирсов // *Астрофизический бюллетень*. — 2015. — Т. 70, вып. 42, № 4. — С. 502–503.
4. Еремин, М. А. AstroChemHydro: параллельный код для моделирования химико-динамической эволюции межзвездной среды / М. А. Еремин, Е. О. Васильев, В. Н. Любимов // *Вестник Уфимского государственного авиационного технического университета*. — 2012. — Т. 16, вып. 42, № 3 (48). — С. 99–107.
5. Калиткин, Н. Н. Численные методы / Н. Н. Калиткин. — СПб. : БХВ-Петербург, 2011. — 592 с.
6. Ковеня, В. М. Метод расщепления в задачах газовой динамики / В. М. Ковеня, Н. Н. Яненко. — Новосибирск : Наука. Сиб. отд-ние, 1981. — 304 с.
7. Колган, В. П. Применение принципа минимальных значений производной к построению конечноразностных схем для расчета разрывных решений газовой динамики / В. П. Колган // *Ученые записки ЦАГИ*. — 1972. — Т. 3, № 6. — С. 68–77.
8. Марчук, Г. И. Методы расщепления / Г. И. Марчук. — М. : Наука, 1988. — 263 с.
9. Bianchi, S. Intergalactic medium metal enrichment through dust sputtering / S. Bianchi, A. Ferrara // *Astrophys. J.* — 2015. — Vol. 358. — P. 379–396.
10. Blowing in the wind: The dust wave around sigma Ori AB / B. Ochsendorf, N. Cox, S. Krijt, F. Salgado, O. Berne, J. Bernard, L. Kaper, A. Tielens // *Astronom. & Astrophys.* — 2014. — Vol. 563. — P. A65–A80.
11. Briegleb, B. A Delta-Eddington Multiple Scattering Parameterization for Solar Radiation in the Sea Ice Component of the Community Climate System Model / B. Briegleb, B. Light. — Boulder, Colorado : National Center for Atmospheric Research, 2007. — 100 p.
12. Elmegreen, B. Interstellar Turbulence I: Observations and Processes / B. Elmegreen, J. Scalo // *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*. — 2004. — Vol. 1, iss. 42. — P. 211–273.
13. Extinction Properties of Dust Grains: A New Computational Technique / B. Michel, T. Henning, R. Stognienko, F. Rouleau // *Astrophys. J.* — 1996. — Vol. 468. — P. 834–841.
14. Ferrara, A. Can galactic HI be radiatively supported? / A. Ferrara // *Astrophys. J.* — 1993. — Vol. 407. — P. 157–162.
15. Heofner, S. Dust formation in winds of long-period variables. III. Dynamical models and confirmation of a dust-induced k-mechanism / S. Heofner, M. Feuchtinger, E. Dorfi // *Astronom. & Astrophys.* — 1995. — Vol. 297. — P. 815–827.
16. Kreuger, D. Two-fluid models for stationary dust-driven winds. I. Momentum and energy balance / D. Kreuger, A. Gauger, E. Sedlmayr // *Astronom. & Astrophys.* — 1994. — Vol. 290. — P. 573–589.
17. Kreuger, D. Two-fluid models for stationary dust-driven winds. II. The grain size distribution in consideration of drift / D. Kreuger, E. Sedlmayr // *Astronom. & Astrophys.* — 1997. — Vol. 321. — P. 557–567.
18. Leer, B. van. Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme III. Upstream-Centered Finite Difference Schemes for Ideal Compressible Flow / B. van Leer // *J. Comput. Phys.* — 1977. — Vol. 23. — P. 263–275.
19. Leer, B. van. Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme IV. New Approach to Numerical Convection / B. van Leer // *J. Comput. Phys.* — 1977. — Vol. 23. — P. 276–299.
20. Mastrodemos, S. On the stability of the dust-gas coupling in winds from late-type stars / S. Mastrodemos, M. Morris, J. Castor // *Astrophys. J.* — 1996. — Vol. 468. — P. 851–860.
21. Murray, N. The disruption of giant molecular clouds by radiation pressure and the efficiency of star formation in galaxies / N. Murray, E. Quataert, T. Thompson // *Astrophys. J.* — 2010. — Vol. 709. — P. 191–209.
22. Radiation pressure-driven dust waves inside bursting interstellar bubbles / B. Ochsendorf, S. Verdolini, N. Cox, O. Berne, L. Kaper, A. Tielens // *Astronom. & Astrophys.* — 2014. — Vol. 566. — P. A75–83.
23. Simis, Y. Origin of quasi-periodic shells in dust forming AGB wind / Y. Simis, V. Icke,

C. Dominik // *Astronom. & Astrophys.* — 2001. — Vol. 371. — P. 205–221.

24. Simulations of dust clouds in the atmospheres of substellar objects. Theory toddlers after observations / B. Freytag, F. Allard, H.-G. Ludwig, D. Homeier, M. Steffen // *Memorie della Societa Astronomica Italiana.* — 2009. — Vol. 80. — P. 670–673.

25. Snow, T. Diffuse Atomic and Molecular Clouds / T. Snow, B. McCall // *Annual Review of Astronomy & Astrophysics.* — 2006. — Vol. 44, iss. 1. — P. 367–414.

26. Sorrell, W. Spherical cocoon models for the flat infrablue spectrum of the T Tauri phenomenon / W. Sorrell // *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.* — 334. — Vol. 705–712. — P. 2002–2003.

27. Toro, E. Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics / E. Toro. — Berlin : Springer, 1999. — 624 p.

28. Woitke, P. 2D models for dust-driven AGB star winds / P. Woitke // *Astronom. & Astrophys.* — 2006. — Vol. 452. — P. 537–549.

REFERENCES

1. Van de Khyulst G. *Rasseyanie sveta malymi chastitsami* [Light Scattering by Small Particles]. Moscow, Izd-vo inostr. lit., 1961. 536 p.

2. Zhukova E.V., Zankovich A.M., Kovalenko I.G., Firsov K.M. Gidrostatischeeskaya model samogravitiruyushchego opticheskogo plotnogo mezhzvezdnogo oblaka [A Hydrostatic Model of Self-Gravitating Optically Dense Interstellar Cloud]. *Vestnik Volgogradskogo gosudarstvennogo universiteta. Seriya 1, Matematika, Fizika* [The Science Journal of Volgograd State University. Mathematics. Physics], 2012, no. 1 (16), pp. 57-73.

3. Zhukova E.V., Zankovich A.M., Kovalenko I.G., Firsov K.M. Gidrodinamicheskaya model samogravitiruyushchego opticheskoi tolstogo gazopylevogo oblaka [Hydrodynamic Model of a Self-Gravitating Optically Thick Gas and Dust Cloud]. *Astrofizicheskiy byulleten* [Astrophysical Bulletin], 2015, vol. 70, iss. 42, no. 4, pp. 502-503.

4. Eremin M.A., Vasilyev E.O., Lyubimov V.N. AstroChemHydro: parallelnyy kod dlya modelirovaniya khimiko-dinamicheskoy evolyutsii mezhzvezdnoy sredy [AstroChemHydro: Parallel Code for Simulation of Chemical Dynamics of Interstellar Medium]. *Vestnik Ufimskogo gosudarstvennogo aviatsionnogo tekhnicheskogo universiteta*, 2012, vol. 16, iss. 42, no. 3 (48), pp. 99-107.

5. Kalitkin N.N. *Chislennyye metody* [Numerical Methods]. Saint Petersburg, BKhV-Peterburg Publ., 2011. 592 p.

6. Kovenya V.M., Yanenko N.N. *Metod rasshchepeniya v zadachakh gazovoy dinamiki* [Splitting Method in the Problems of Hydrodynamics]. Novosibirsk, Nauka. Sib. otd-nie Publ., 1981. 304 p.

7. Kolgan V.P. Primenenie printsipa minimalnykh znacheniy proizvodnoy k postroeniyu konechnoraznostnykh skhem dlya rascheta razryvnykh resheniy gazovoy dinamiki [Application of the Principle of Minimizing the Derivative to the Construction of Finite Difference Schemes for Computing Discontinuous Solutions of Gas Dynamics]. *Uchenye zapiski TsAGI*, 1972, vol. 3, no. 6, pp. 68-77.

8. Marchuk G.I. *Metody rasshchepeniya* [Splitting Methods]. Moscow, Nauka Publ., 1988. 263 p.

9. Bianchi S., Ferrara A. Intergalactic Medium Metal Enrichment Through Dust Sputtering. *Astrophys. J.*, 205, vol. 358, pp. 379-396.

10. Ochsendorf B., Cox N., Krijt S., Salgado F., Berne O., Bernard J., Kaper L., Tielens A. Blowing in the Wind: The Dust Wave Around Sigma Ori AB. *Astronom. & Astrophys.*, 2014, vol. 563, pp. A65–A80.

11. Briegleb B., Light B. *A Delta-Eddington Multiple Scattering Parameterization for Solar Radiation in the Sea Ice Component of the Community Climate System Model*. Boulder, Colorado, National Center for Atmospheric Research, 2007. 100 p.

12. Elmegreen B., Scalo J. Interstellar Turbulence I: Observations and Processes. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 2004, vol. 1, iss. 42, pp. 211-273.

13. Michel B., Henning T., Stognienko R., Rouleau F. Extinction Properties of Dust Grains: A New Computational Technique. *Astrophys. J.*, 1996, vol. 468, pp. 834-841.
14. Ferrara A. Can Galactic HI Be Radiatively Supported?. *Astrophys. J.*, 1993, vol. 407, pp. 157-162.
15. Heofner S., Feuchtinger M., Dorfi E. Dust Formation in Winds of Long-Period Variables. III. Dynamical Models and Confirmation of a Dust-Induced K-Mechanism. *Astronom. & Astrophys.*, 1995, vol. 297, pp. 815-827.
16. Kreuger D., Gauger A., Sedlmayr E. Two-Fluid Models for Stationary Dust-Driven Winds. I. Momentum and Energy Balance. *Astronom. & Astrophys.*, 1994, vol. 290, pp. 573-589.
17. Kreuger D., Sedlmayr E. Two-Fluid Models for Stationary Dust-Driven Winds. II. The Grain Size Distribution in Consideration of Drift. *Astronom. & Astrophys.*, 1997, vol. 321, pp. 557-567.
18. Leer B. van. Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme III. Upstream-Centered Finite Difference Schemes for Ideal Compressible Flow. *J. Comput. Phys.*, 1977, vol. 23, pp. 263-275.
19. Leer B. van. Towards the Ultimate Conservative Difference Scheme IV. New Approach to Numerical Convection. *J. Comput. Phys.*, 1977, vol. 23, pp. 276-299.
20. Mastrodemos S., Morris M., Castor J. On the Stability of the Dust-Gas Coupling in Winds From Late-Type Stars. *Astrophys. J.*, 1996, vol. 468, pp. 851-860.
21. Murray N., Quataert E., Thompson T. The Disruption of Giant Molecular Clouds by Radiation Pressure and the Efficiency of Star Formation in Galaxies. *Astrophys. J.*, 2010, vol. 709, pp. 191-209.
22. Ochsendorf B., Verdolini S., Cox N., Berne O., Kaper L., Tielens A. Radiation Pressure-Driven Dust Waves Inside Bursting Interstellar Bubbles. *Astronom. & Astrophys.*, 2014, vol. 566, pp. A75-83.
23. Simis Y., Icke V., Dominik C. Origin of Quasi-Periodic Shells in Dust Forming AGB Wind. *Astronom. & Astrophys.*, 2001, vol. 371, pp. 205-221.
24. Freytag B., Allard F., Ludwig H.-G., Homeier D., Steffen M. Simulations of Dust Clouds in the Atmospheres of Substellar Objects. Theory Toddles After Observations. *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 2009, vol. 80, pp. 670-673.
25. Snow T., McCall B. Diffuse Atomic and Molecular Clouds. *Annual Review of Astronomy & Astrophysics*, 2006, vol. 44, iss. 1, pp. 367-414.
26. Sorrell W. Spherical Cocoon Models for the Flat Infrablue Spectrum of the T Tauri Phenomenon. *Monthly Notices Roy. Astronom. Soc.*, 334, vol. 705-712, pp. 2002-2003.
27. Toro E. *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics*. Berlin, Springer, 1999. 624 p.
28. Voitke P. 2D Models for Dust-Driven AGB Star Winds. *Astronom. & Astrophys.*, 2006, vol. 452, pp. 537-549.

NUMERICAL SIMULATION OF THE THERMAL TURBULENCE IN THE OPTICAL THICK CLOUDS OF THE INTERSTELLAR MEDIUM

Vitaliy V. Korolev

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor,
Department of Theoretical Physics and Wave Phenomena,
Volgograd State University
korolev.vv@volsu.ru, vitokorolev@gmail.com
Prosp. Universitetsky, 100, 400062 Volgograd, Russian Federation

Mikhail A. Eremin

Candidate of Physical and Mathematical Sciences, Associate Professor,
 Department of Theoretical Physics and Wave Phenomena,
 Volgograd State University
 eremin@volsu.ru, ereminmikhail@gmail.com
 Prosp. Universitetsky, 100, 400062 Volgograd, Russian Federation

Elena V. Zhukova

Researcher, Department of Theoretical Physics and Wave Phenomena,
 Volgograd State University
 tf@volsu.ru, zhu4ok88@mail.ru
 Prosp. Universitetsky, 100, 400062 Volgograd, Russian Federation

Ilya G. Kovalenko

Doctor of Physical and Mathematical Sciences, Professor,
 Department of Theoretical Physics and Wave Phenomena,
 Volgograd State University
 i.kovalenko@volsu.ru, ilya.g.Kovalenko@gmail.com
<https://orcid.org/0000-0003-1565-8940>
 Prosp. Universitetsky, 100, 400062 Volgograd, Russian Federation

Andrey M. Zankovich

Researcher, Department of Theoretical Physics and Wave Phenomena,
 Volgograd State University
 tf@volsu.ru, zed81@list.ru
 Prosp. Universitetsky, 100, 400062 Volgograd, Russian Federation

Abstract. We present the results of numerical modeling of convective instability developing in a protostar cloud in the framework of a two-dimensional self-consistent optical-hydrodynamical model of a turbulent gas-dust cloud taking into account the movement of the medium under the influence of its own gravity and radiation pressure. The work [2] shows that in the presence of a constantly acting source of ultraviolet radiation in the central part of the self-gravitating gas-dust cloud, gas distribution in it takes the form of a shell: hot rarefied gas is located in the central part, then comes a region with dense cold gas, and then on the periphery there is a gas with concentration and temperature asymptotically decreasing towards the edge. Such an inverse distribution of matter in the cloud is unstable. If local disturbances in the balance of gas and radiation pressure forces, on the one hand, and self-gravity, on the other, cause convection, then global turbulence may develop in the cloud over time. Therefore, with the characteristic parameters of the observed diffuse clouds in the interstellar medium, the cloud becomes convectively unstable and goes to a state with an inverse distribution of concentration and temperature. The cloud is modeled as an infinitely long inhomogeneous gas-dust layer optically opaque and mirror-symmetric with respect to the equatorial plane. Stars that are sources of radiation are uniformly located along this plane. The cloud is supposed to

be significantly more massive compared to the stars, therefore, the model takes into account only self-gravity of the gas-dust medium. We assume that the dust component of the cloud is less massive in comparison with the gas one, and we believe that the velocities of dust particles are adjusted to the gas flow velocity for times substantially shorter than the dynamic times of cloud evolution. The two-channel approximation is used in the model of radiation transfer in a gas-dust cloud. The medium is effectively heated due to ultraviolet radiation in the range of $0.1\text{--}0.5\ \mu\text{m}$, since for these wavelengths the dust component of the medium has a large optical thickness. The energy of this radiation is partially converted into thermal and kinetic energy of the medium, and partially radiated by dust in the form of infrared radiation at wavelengths of $\sim 100\ \mu\text{m}$, for which the medium is transparent. Convection arises in this inverse density distribution layer in the form of small-scale vortices. The sizes of the vortices reach $\sim (0.05\text{--}0.1)\lambda_J$ (λ_J is the Jeans length) with time, and the flow becomes turbulent throughout the entire thickness of the cloud. Turbulence developing in cloud is transonic with velocities of $\sim 600\ \text{m/s}$ and Mach numbers up to 1.2, however, supersonic regions occupy a small part of the cloud volume.

Key words: interstellar medium, diffuse clouds, radiation transfer, turbulence, convection.