

УДК 524.3-52; 524.575

## ГИДРОДИНАМИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ САМОГРАВИТИРУЮЩЕГО ОПТИЧЕСКИ ТОЛСТОГО ГАЗОПЫЛЕВОГО ОБЛАКА

© 2015 Е. В. Жукова, А. М. Занкович, И. Г. Коваленко\*, К. М. Фирсов

Физико-технический институт Волгоградского государственного университета,  
Волгоград, 400062 Россия

Поступила в редакцию 22 апреля 2014 года; принята в печать 18 июня 2015 года

Предложен оригинальный механизм генерации незатухающей турбулентности в газопылевых облаках, заключающийся в систематическом создании условий для возникновения и поддержания в облаке конвективной неустойчивости. Рассмотрена квазистационарная одномерная модель самогравитирующего плоского облака со звездными источниками излучения в его центре. Вещество облака рассматривается как двухкомпонентная двухскоростная сплошная среда, в которой первая компонента, прозрачная к излучению звезд, — газ — покоится, находясь в состоянии гидростатического равновесия, а вторая, оптически плотная, — пыль — выносится давлением излучения звезд наружу к периферии облака. Пыль задается как набор графических или силикатных сферических частиц одинакового размера (проведены расчеты для пылинок радиусами 0.05, 0.1 и 0.15 мкм). Учитывается рассеяние и поглощение УФ-излучения звезд пылинками с последующим переизлучением в инфракрасном диапазоне, относительно которого среда считается прозрачной. Пылевой звездный ветер выметает газ из центра облака, образуя в газе и пыли структуру типа кокона. Для потока излучения, соответствующего концентрации в одну звезду светимостью приблизительно  $5 \times 10^4 L_{\odot}$  на квадратный парсек на плоскости источников, размеры газового кокона составляют 0.2–0.4 пк, пылевого — от нескольких десятых парсека до шести парсек. Газ и пыль в центре каверны разогреваются до температуры 50–60 К для модели с графитовыми пылинками и примерно до 40 К — с силикатными, в то время как равновесная фоновая температура вне каверны задается равной 10 К. Характерная скорость разлета пыли составляет приблизительно  $1-7 \text{ км с}^{-1}$ . В пылевом коконе можно выделить три структурных элемента, задающих иерархию масштабов. Соотношение размеров разреженной центральной каверны, плотной оболочки, окружающей каверну, и тонкого слоя внутри оболочки, в котором оседает пыль, составляет  $1 : \{1-30\} : \{10^{-7}-10^{-6}\}$ . Перепады плотности (каверна–оболочка) в пылевом коконе существенно резче чем в газовом, при этом течение пыли в оболочке имеет многопоточный характер, так что в точках поворота и в слое накопления образуются пылевые каустики с бесконечной концентрацией. Приводятся аргументы в пользу того, что получающееся в установившемся течении пыли инверсное распределение плотности газа должно быть неустойчиво и может служить источником естественной, постоянно поддерживаемой турбулентности в облаке. Если данная гипотеза верна, предложенный механизм способен объяснить турбулентность в газопылевых межзвездных облаках на масштабах парсеков и субпарсеков.

Ключевые слова: *межзвёздная среда: облака — конвекция — неустойчивости — турбулентность*

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Процесс звездообразования в протозвездных облаках управляется комплексом физических процессов, среди которых одним из ключевых является турбулентность [1, 2]. Для того, чтобы успешно препятствовать гравитационному сжатию облака, турбулентность должна обладать энергией, превышающей тепловую энергию вещества облака, а это значит, что турбулентность должна быть около- или сверхзвуковой [3–5].

Наблюдения показывают, что газ в межзвездных облаках, действительно турбулизован, причем скорость турбулентных движений может быть сопоставима со звуковой [3, 6].

Для поддержания и около-, и сверхзвуковой турбулентности нужны постоянно действующие мощные источники энергии. Действительно, сверхзвуковая турбулентность сопровождается формированием ударных волн, за фронтами которых разогретое вещество облака быстро охлаждается высвечиванием. Характерные времена охлаждения газа облаков обычно много меньше характерного

\*E-mail: ilya.g.kovalenko@gmail.com

динамического времени процесса — времени свободного сжатия облака [1], — поэтому без постоянной подпитки энергией турбулентные движения должны быстро затухать.

В качестве возможных источников турбулентности в подавляющем большинстве работ рассматриваются разные механизмы — как внутренние для рассматриваемых физических систем (различные гидродинамические или магниторотационные неустойчивости, самогравитация и аккреция сжимающихся газовых филаментов), так и внешнего воздействия (разгон вещества звездным ветром, ионизационные фронты, ударные волны от взрывов сверхновых, струйные истечения и т.п.) [1, 7].

В гораздо меньшей степени изучены механизмы поддержания турбулентности термической природы, в которых причиной турбулентности служит неоднородный прогрев стратифицированной среды. При наличии постоянно действующего источника подогрева снизу и возможности терять тепло вследствие объемного излучения, в среде должны возникать конвективные движения.

Для реализации термического механизма турбулентности необходимо выполнение одновременно ряда условий: (1) в облаке должны существовать источники прогревающего излучения; (2) прогрев должен быть неоднородным, следовательно, вещество облака должно представлять собой оптически плотную среду; (3) поставляемая звездами энергия прогревающего излучения должна частично трансформироваться в энергию возбуждаемых турбулентных движений и частично удаляться из системы; (4) газ в облаке должен быть стратифицирован.

Пункт (1) реализуется, если в облаке присутствуют яркие молодые звезды. Посредником между газом облака и излучением звезд может выступать межзвездная пыль. Прогревающее ультрафиолетовое (УФ) излучение молодых О- и В-звезд наиболее эффективно поглощается или рассеивается не на атомах или молекулах газа, а на пылинках [8]. В то же время выхолаживание облака наиболее эффективно происходит в инфракрасном (ИК) диапазоне, для которого вещество облака почти прозрачно. Таким образом, пункты (2) и (3) выполнимы в случае газопылевых облаков. Вещество облака может быть стратифицировано, например, под действием сил собственного тяготения, следовательно, эффект, если он вообще возможен, должен проявляться на джинсовских масштабах. Таким образом, условия пункта (4) реализуются для массивных самогравитирующих облаков.

Для развития теории термической турбулентности в межзвездных облаках важно иметь в наличии некоторую опорную оптико-динамическую модель самогравитирующей оптически плотной газопылевой среды.

В качестве первого шага естественно рассмотреть модель, в которой распределение вещества в облаке предполагается установившимся. В работе [9] построена гидростатическая модель облака, в которой пыль считается «вмороженной» в окружающий газ, а само облако рассматривается как бесконечно протяженный плоский газопылевой слой.

В настоящей работе мы развиваем гидростатическую модель на предмет учета возможных относительных движений пыли и газа. Состояние среды более не предполагается статичным, однако течение рассматривается как установившееся, то есть модель из гидростатической превращается в гидродинамическую, но описывающую стационарное течение. Мы придерживаемся принятой в [9] плоской геометрии облака. Выбор такой геометрии диктуется во многом относительной простотой расчета переноса излучения и, конечно же, ограничивает класс рассматриваемых объектов протяженными уплощенными облаками. Как мы покажем ниже, предсказываемый в рамках плоской модели неустойчивый характер распределения вещества в облаке с равным успехом должен иметь место и при других геометриях облака. Развитие модели на предмет учета конечности размеров облака будет продолжено нами в последующих работах.

Заметим, что течения пылевого звездного ветра (dust-driven wind) изучались различными авторами для анализа структуры околозвездных пылевых оболочек и атмосфер звезд-гигантов, С-звезд и долгопериодических переменных [10–15], звезд типа Т Тельца [16] или коричневых карликов [17, 18]. Все эти постановки задач касались малых масштабов, в которых самогравитация незначительна. Большим линейным масштабам (1–10 пк) и, соответственно, массам (порядка  $10^4 M_{\odot}$ ) отвечают газопылевые ветры в эмиссионных туманностях. Хотя авторы [19, 20] и отмечают важность учета самогравитации, в своих моделях они ее не учитывают. Различные сценарии поддержания межзвездного газа в равновесии, разгона газа или его турбулизации посредством давления излучения на вмороженную в газ пыль на еще больших масштабах — порядка масштабов звездных скоплений — изучались во многих работах [21–23], но, как правило, анализ носил полукачественный характер без расчета детальной структуры течения. О газодинамических неустойчивостях, возникающих при силовом воздействии излучения на газопылевую среду известно еще с работы Филда [24]. Численное моделирование подтверждает возникновение турбулентности вследствие развития неустойчивости [17, 18, 25]. Однако, ни в одной работе, обсуждающей различные сценарии генерации турбулентности в межзвездных облаках, одновременно не рассматривались влияние давления излучения,

относительное движение пыли и газа и самогравитация. Постановка задачи, подобная рассматриваемой в настоящей статье, не ставилась.

Постановка задачи и построение физической модели облака приводятся в разделе 2. Детально обсуждаются процессы взаимодействия пыли с газом и с излучением, и выводятся основные уравнения радиационной гидродинамики — уравнения гидростатического равновесия для газа и уравнения движения для пыли, а также уравнения переноса излучения и лучистого равновесия. В разделе 3 приведены основные уравнения модели в безразмерной форме, удобной для численного интегрирования, перечислены основные параметры модели, указаны граничные условия и процедура расчета. Результаты численных расчетов для различных значений параметров приведены в разделе 4, раздел 5 посвящен обсуждению полученных результатов.

## 2. ФИЗИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ГАЗОПЫЛЕВОГО ОБЛАКА

### 2.1. Основные допущения и упрощения в модели

Наиболее ярким примером объектов, в которых формируются газопылевые потоки, разгоняемые давлением излучения звезд, и до некоторой степени прототипами для нашей модели газопылевого звездного ветра в облаках могут служить области Н II в окрестности ОВ-звезд, заполненные теплым или горячим ионизованным газом с температурой примерно до  $10^7$  К в центре разреженной каверны. Области Н II содержат также плотные холодные оболочки газа и пыли с температурами 10–100 К, излучающие в инфракрасном диапазоне. Характерные размеры пузырей приблизительно 1–20 пк в плотных облаках с концентрациями газа около  $10^2$ – $10^6$  см<sup>-3</sup> достигаются при светимостях центральных звезд — источников газопылевого ветра — порядка  $L/L_{\odot} \gtrsim 10^5$  [26].

Наблюдения пузырей Н II в инфракрасном диапазоне демонстрируют наличие в них значительного количества пыли. Почти все известные в Галактике области Н II имеют максимум ИК-излучения на длине волны  $\lambda \approx 100$  мкм, что указывает на наличие пыли с температурой примерно 30 К [26].

В качестве характерного объекта рассмотрим эмиссионную туманность Sh2-292, представляющую собой округлой формы газопылевое облако, окружающее яркую массивную молодую В0е-звезду HD 53367 светимостью в  $1.7 \times 10^5 L_{\odot}$  [27]. Объект Sh2-292 входит в состав туманности IC 2177 (Seagull nebula), его поперечный размер — не менее 3 пк.

Красочное изображение туманности,<sup>1</sup> полученное в обсерватории La Silla и опубликованное ESO в 2012 г., дает представление о структуре туманности. Мощное ультрафиолетовое излучение звезды ионизует газ туманности. В зонах Н II газ светится в линиях (сочные красные цвета на изображении туманности), а пыль рассеивает излучение (соответственно, бледные лазурные цвета). Области светящегося полупрозрачного вещества облака чередуются с протяженными черными пылевыми полосами. Фотография туманности позволяет различить разномасштабные детали в пыли и в газе, характерные для турбулизованной среды.

Подчеркнем, что в настоящей работе мы не ставим целью построить модель какого-либо конкретного объекта. Нас в первую очередь интересуют физические механизмы генерации самоподдерживающейся турбулентности. Это позволяет нам упростить модель, отказываясь от рассмотрения некоторых конкретных деталей, учет которых при анализе общих физических механизмов не является принципиальным. Например, мы отказываемся от учета дальнедействующих электромагнитных сил между частицами среды.

Важным для динамики пыли фактором является электрический заряд пылинок. Действительно, под действием мощного ионизирующего излучения звезды пылинки в зависимости от ее размеров и химического состава приобретает заряд  $Z$  от десятков до тысяч единиц [20].

В магнитном поле заряженная пылевая частица совершает ларморово движение вдоль силовых линий магнитного поля. В случае мощного магнитного поля с плотностью энергии, сравнимой с тепловой или кинетической энергией частиц звездного ветра, следует ожидать проявления анизотропии в форме пузыря Н II. Однако, многие эмиссионные туманности имеют формы, очень близкие к сферическим (упомянутая выше туманность Sh2-292, туманности RCW 82, RCW 120 [19]), что означает, что либо магнитные силовые линии направлены радиально, и тогда магнитное поле не оказывает влияния на радиальный разлет частиц, либо интенсивность магнитного поля мала. Это позволяет нам в нашей модели отказаться от учета магнитной составляющей силы Лоренца.

Более значимой для движения заряженной пылинки в ионизованной среде может оказаться электрическая составляющая силы Лоренца, проявляющая себя через кулоновское трение. Расчеты [20] по формулам, следующим из кинетической теории ионизованных газов (см., например, [28]), показывают, что для пылинок с зарядом  $Z \approx 200$  и 2000 в среде с характерной температурой  $T \sim 50$  К и

<sup>1</sup><http://www.eso.org/public/news/eso1237/>

концентрацией  $n_H \sim 10 \text{ см}^{-3}$  на расстоянии в 0.1 пк от звезды со светимостью примерно  $10^5 L_\odot$  кулоновское трение для силикатной частицы превышает столкновительное приблизительно в  $10^3$  раз. В таких условиях длина релаксации (характерное расстояние, на котором заряженная пылевая частица теряет начальную скорость и приходит в равновесие со средой) составляет тысячные доли парсека. Это означает, что пылинки следовало бы считать замороженными в вещество и не разделять газопылевое вещество на две компоненты. Такая одножидкостная модель газопылевого ветра нами уже была рассмотрена в работе [9]. Здесь же мы хотели бы изучить возможные эффекты, связанные с разделением движений пыли и газа.

Стоит обратить внимание на работу [20], авторы которой поставили под сомнение справедливость теоретических оценок величины кулоновского трения. Авторы отметили высокую степень неопределенности с точностью до одного порядка величины экспериментальных результатов по оценке фотоионизационного выхода, а также обнаруженный в 2011 г. и не учитывавшийся ранее эффект спонтанной электрической поляризации тонких пленок (материалов, моделирующих в натуральных экспериментах вещество космических пылинок), существенно увеличивающий работу выхода [29]. Наконец, сравнение авторами результатов своего численного моделирования при учете и без учета кулоновской составляющей силы трения показало расхождение с наблюдениями расчетов с кулоновским трением и, наоборот, согласие с наблюдениями модели без кулоновского трения. Следуя статье [20], мы учитываем кулоновскую составляющую силы трения как величину, не слишком сильно отличающуюся от столкновительной составляющей — отношение кулоновской силы к столкновительной задаем в интервале значений 0–3.

Используемые нами упрощения — отказ от учета эффектов, обусловленных сильной ионизацией газа (действие радиационного давления непосредственно на газ, слабое кулоновское трение), — фактически означают, что настоящая модель строится для облаков HI.

## 2.2. Геометрия и физико-химический состав облака в модели

Облако рассматриваем как бесконечно протяженный газопылевой слой, находящийся в состоянии динамического равновесия и неоднородный вдоль координаты  $z$ , которую мы условимся называть вертикальной. Считаем облако зеркально-симметричным относительно экваториальной плоскости  $z = 0$ , это позволяет ограничить построение решения только для одной из половин облака по его толщине.

Газопылевую среду в облаке рассматриваем как двухкомпонентную, двухскоростную жидкость, характеризующуюся массовыми плотностями газа  $\rho_g$  и пыли  $\rho_d$  и скоростями  $\mathbf{v}_g$  и  $\mathbf{v}_d$  соответственно. При этом газ считаем более массивным ( $\rho_g \gg \rho_d$ ) и неподвижным ( $\mathbf{v}_g = 0$ ).

Газовую составляющую облака рассматриваем как идеальный газ с показателем адиабаты  $\gamma = 5/3$ . Газ полагаем находящимся в форме атомарного водорода, распределение по компонентам (молекулярный водород, гелий и т.д.) не учитываем.

Масса облака считается большой по сравнению с массой излучающих звезд, поэтому учитывается только собственное гравитационное поле облака.

Считаем, что источники излучения сосредоточены в центре облака в плоскости  $z = 0$ , равномерно распределены вдоль плоскости и излучают изотропно.

Предполагается, что пыль под действием давления излучения источников выметается из центра облака к периферии. При этом подразумевается, что пыль либо производится в центре облака старыми звездами-гигантами, либо выметается из пылевой оболочки, сохранившейся в процессе звездообразования. Мы предполагаем такое истечение пыли из центра облака наружу стационарным. В то же время газ считается прозрачным по отношению к излучению источников, и воздействие излучения непосредственно на частицы газа несущественно. Воздействие излучения на газ происходит опосредованно за счет трения выметаемой пыли о газ. В направлениях, перпендикулярных оси  $z$ , предполагаем равновесие, т.е. баланс сил давления и самогравитации. Градиенты вдоль данных направлений считаем малыми по сравнению с соответствующим градиентом вдоль  $z$ , что позволяет ими пренебречь и считать газ однородным вдоль направлений, перпендикулярных  $z$ . Это фактически соответствует джинсовскому приближению. Таким образом, в итоге газ полагаем находящимся в покое.

Отметим, что среда в достаточной мере столкновительная, чтобы обеспечить выравнивание температуры газа и пыли на временах, малых по сравнению со временем прохождения пылинкой полутолщины облака  $t_{\text{dyn}} \sim 10^6$  млн лет (подробная оценка величины т.н. динамического времени задачи  $t_{\text{dyn}}$  приведена в разделе 4.2). Если взять за характерную температуру пылинки в нашей задаче  $T_d = 30$  К, а температуру газа  $T_g = 100$  К и концентрацию газа  $n_g = 10^2 - 10^6 \text{ см}^{-3}$ , то для графитовой пылинки радиусом в 0.1 мкм характерное время

выравнивания температур газа и пыли составля-  
ет [30]

$$t_{\text{rel}} \approx \frac{E}{\frac{dE}{dt}} \approx \frac{4\pi a^3 \rho_{\text{grain}} C T_d}{3n_g \sqrt{\frac{8k_B T_g}{\pi m_g}} \pi a^2 2k_B (T_g - T_d)} \quad (1)$$

$$\approx (3 \times 10^{-8} - 3 \times 10^{-4}) t_{\text{dyn}}$$

$$= (3 \times 10^{-2} - 3 \times 10^2) \text{ лет.}$$

Здесь  $E$  — тепловая энергия пылинки,  $C$  — удельная теплоемкость графита, которая для  $T \sim 100$  К составляет  $1.39 \times 10^4$  эрг/(г×К),  $\rho_{\text{grain}}$  — плотность вещества пылинки, которая обычно варьируется в диапазоне  $1.8-3.5$  г/см<sup>3</sup> [31].

Заметный дисбаланс температур газа и пыли может ощущаться либо на малых расстояниях вблизи источников пыли (однако с учетом оценки (1) характерная длина составит порядка одной ячейки расчетной сетки), либо далеко на периферии газового облака, где концентрация газа мала.

В этой связи температуру обеих компонент считаем одинаковой и равной  $T$ .

### 2.3. Взаимодействие излучения с веществом облака

Оптическую часть модели составляет решение задачи о лучистом переносе энергии. В качестве оптически плотной среды имеем набор пылевых частиц определенного размера и химического состава, освещаемый пучком света заданной интенсивности и частоты.

Взаимодействие излучения с пылью будем рассматривать в двухканальном приближении. Предполагаем, что максимум излучения звезд приходится на ультрафиолетовый диапазон, для которого пылевая компонента имеет большую оптическую толщину, поэтому перенос УФ-излучения рассчитывается с учетом его взаимодействия с пылью. Приобретенная пылинками при этом энергия затем частично преобразуется в энергию поступательного движения, что в модели учитывается через наличие давления излучения на пыль, а также частично излучается в инфракрасном диапазоне, относительно которого газопылевая среда предполагается прозрачной.

Граничные условия в терминах оптической толщины  $\tau$ , которую мы будем отсчитывать от центра облака  $z = 0$ , естественно поставить следующим образом. Так как источник излучения находится в центре облака, то кроме прямого излучения от источника  $F_0$ , падающего на внутреннюю границу

облака ( $\tau = 0$ ), на вещество будет оказывать влияние отраженное диффузное излучение от другой половины облака:

$$F_0^\downarrow(\tau = 0) = F_0^\uparrow(\tau = 0). \quad (2)$$

Здесь стрелками вверх и вниз мы помечаем восходящий (в отрицательном направлении  $z$ ) и нисходящий (в положительном направлении  $z$ ) потоки диффузного излучения соответственно.<sup>2</sup>

Внешнюю границу ( $\tau = \tau_h$ ) облака полагаем абсолютно черной, то есть, излучение свободно покидает границу, что соответствует отсутствию источников диффузного излучения извне:

$$F_0^\uparrow(\tau = \tau_h) = 0. \quad (3)$$

Интенсивность рассеянного излучения будет зависеть только от координаты  $z$  и направления распространения излучения, характеризуемого зенитным углом  $\theta$ , т.е. углом между направлением распространения излучения и осью  $z$ .

Таким образом, чтобы определить изменение интенсивности излучения при прохождении его через поглощающую, рассеивающую и излучающую среду, состоящую из плоскопараллельных слоев, необходимо решить уравнение

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau} = -I_\nu + \frac{\omega}{2} \int_{-1}^1 I_\nu(\mu, \mu'; \tau) p(\mu, \mu') d\mu' + \varepsilon_\nu, \quad (4)$$

где  $I_\nu = I_\nu(\tau)$  — искомая интенсивность излучения на частоте  $\nu$ ;  $p(\mu, \mu')$  — индикатриса рассеяния, характеризующая рассеяние излучения, поступившего из направления  $\mu' = \cos\vartheta'$ , в направлении  $\mu = \cos\vartheta$ ;

$$\omega = \frac{\sigma_\nu}{\sigma_\nu + k_\nu} \quad (5)$$

— альbedo однократного рассеяния, определяющее вероятность того, что фотон рассеется, а не поглотится;  $\sigma_\nu$  и  $k_\nu$  — коэффициенты рассеяния и поглощения соответственно, которые в сумме составляют коэффициент ослабления  $\alpha_\nu = \sigma_\nu + k_\nu$ ;

$$\varepsilon_\nu(\tau) = \frac{1}{2} F_0 \delta(\mu - \mu_0) e^{-\tau/\mu_0} \quad (6)$$

— коэффициент излучения, учитывающий радиацию от звезды как единственного в модели источника УФ-излучения;  $\mu_0$  — косинус угла между нормалью к поверхности и направлением падения фотонов от источника.

<sup>2</sup>В определении направления потоков мы следуем традиции, принятой в атмосферной оптике, когда под нисходящим понимается поток от источника.

Конкретные значения коэффициентов ослабления, рассеяния и поглощения вычислим по теории Ми [32].

Для определенности будем считать, что пыль представлена графитовыми частицами одинакового размера  $a_0$  и массы  $m_d$ , поскольку это наиболее распространенный материал пылинок в межзвездной среде [33]. Для сравнения мы приводим результаты однократного расчета структуры газопылевого облака для случая силикатных пылинок.

Для определения коэффициентов ослабления, поглощения и рассеяния необходимо знать функцию распределения пылинок по размерам. Для монодисперсного состава пылинок функция распределения по размерам выглядит следующим образом:

$$\int_{a_{\max}}^{a_{\min}} n(a) da = \int_{a_{\max}}^{a_{\min}} n_d \delta(a - a_0) da, \quad (7)$$

здесь  $n_d$  — полная концентрация пылевых частиц.

Для того, чтобы аккуратно определить вклад диффузной составляющей излучения во взаимодействие излучения со средой, необходимо задать индикатрису рассеяния. Мы рассматриваем пылинки с размерами не более (0.2 мкм), сравнимыми с длиной волны УФ-излучения. Тогда в качестве аппроксимации для индикатрисы рассеяния можно выбрать модельную индикатрису Хенни–Гринштейна [34]:

$$p \cos \vartheta = \frac{1 - g_{\text{HG}}^2}{(1 + g_{\text{HG}}^2 - 2g_{\text{HG}} \cos \vartheta)^{3/2}}, \quad (8)$$

где параметр  $0 \leq |g_{\text{HG}}| \leq 1$  характеризует степень вытянутости вперед индикатрисы: чем ближе он к единице, тем сильнее вытянутость.

Собственное инфракрасное излучение пылинок охлаждает их, унося тепловую энергию переизлученными фотонами. Из баланса прихода и расхода энергии можно определить температуру смеси «пыль–газ».

Скорость нагрева пылинки [8]

$$\frac{dE^+}{dt} = \int_0^\infty k_\nu J_\nu d\nu, \quad (9)$$

здесь  $J_\nu$  — средняя интенсивность излучения на заданной частоте  $\nu$ , усредненная по всем направлениям. Эффективность поглощения сравнительно мало меняется с частотой, и можно переписать уравнение к виду

$$\frac{dE^+}{dt} \approx kJ, \quad (10)$$

где  $k$  — коэффициент поглощения пылью излучения звезд на некоторой эффективной частоте, которая в нашей задаче соответствует частоте УФ-излучения. Охлаждается пылинка излучением со всей своей поверхности. Для сферических частиц скорость охлаждения равна [8]

$$\frac{dE^-}{dt} = \int_0^\infty k_\nu B_\nu(T) d\nu \approx k_* \frac{\sigma_{\text{SB}}}{\pi} T^4, \quad (11)$$

где  $B_\nu(T)$  — функция Планка,  $\sigma_{\text{SB}}$  — постоянная Стефана–Больцмана,  $k_*$  — коэффициент поглощения собственного излучения пылинки.

Итого, полная энергия, поглощаемая веществом в тепловом равновесии, равна полной излучаемой им энергии, то есть выполняется условие лучистого равновесия [35]

$$\int_0^\infty k_\nu J_\nu d\nu = \int_0^\infty k_\nu B_\nu(T) d\nu. \quad (12)$$

В нашем рассмотрении, где мы учитываем одновременно два эффекта: нагрев УФ-излучением и охлаждение излучением в ИК-диапазоне спектра — уравнение баланса лучистой энергии можно переписать в виде

$$kJ = k_* \frac{\sigma_{\text{SB}}}{\pi} T^4. \quad (13)$$

Заметим, что кроме излучения звезд, в межзвездной среде присутствуют и другие источники нагрева, например космические лучи. При низких температурах порядка 10 К доминирующим источником нагрева может служить диссипация в турбулентном газе [36]. Источником охлаждения газа за счет столкновений его атомов с фотонами служит излучение в линиях. Таким образом, в уравнении баланса (13) необходимо учесть дополнительные источники и стоки энергии. Мы знаем, что в отсутствие источника энергии в центре плотного облака, его типичные температуры  $T_b \approx 10\text{--}20$  К [8, 37]. Тогда тепловое излучение облака в отсутствие прямого источника излучения и будет определяться этой типичной температурой. В этом случае уравнение баланса можно переписать следующим образом:

$$kJ + W_b = k_* \frac{\sigma_{\text{SB}}}{\pi} T^4, \quad (14)$$

где слагаемое  $W_b = k_* \frac{\sigma_{\text{SB}}}{\pi} T_b^4$  — потери на собственное излучение пыли при равновесной фоновой температуре  $T_b$  в условиях теплового баланса в отсутствие звездного источника излучения.

В данной модели пыль является посредником между излучением и газом. В предельном случае,

когда пыль отсутствует вовсе, газ становится полностью прозрачным к излучению, и мы считаем его адиабатическим.

#### 2.4. Взаимодействие газовой и пылевой компонент облака

На движущуюся пылинку действует сила сопротивления со стороны окружающей среды. Сила трения складывается из столкновительной и кулоновской составляющих [28].

В случае, если скорость пылевой частицы значительно меньше тепловой скорости атомов газа, сила трения прямо пропорциональна массовой скорости пылинок, в обратном предельном случае — квадратична по скорости. В итоге сила трения приближенно может быть записана в виде [38]:

$$\mathbf{F}_d = (1 + \xi)n_g a^2 \Delta \mathbf{v} \sqrt{\frac{128\pi}{9} k_B T m_g + \pi^2 m_g^2 (\Delta \mathbf{v})^2}, \quad (15)$$

здесь  $n_g$  — концентрация газа,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $\xi$  — отношение кулоновской и столкновительной составляющих силы трения,  $\Delta \mathbf{v} = \mathbf{v}_g - \mathbf{v}_d = -\mathbf{v}_d$  — относительная скорость движения компонент.

Удобно ввести коэффициент трения  $\beta$ , определяемый соотношением

$$\frac{\mathbf{F}_d}{m_d} = \beta \Delta \mathbf{v}. \quad (16)$$

Уравнение движения пылинки, на которую действует сила трения со стороны газа, запишется в виде

$$\frac{d\mathbf{v}_d}{dt} = \beta \Delta \mathbf{v}. \quad (17)$$

С другой стороны, (17) с учетом (16) можно переписать как

$$\rho_d \frac{d\mathbf{v}_d}{dt} = \mathbf{F}_d n_d.$$

Тогда уравнение движения частицы газа единичного объема есть

$$\rho_g \frac{d\mathbf{v}_g}{dt} = -\mathbf{F}_d n_d.$$

Следовательно ускорение для газа можно записать в следующем виде:

$$\frac{d\mathbf{v}_g}{dt} = -\beta \Delta \mathbf{v} \frac{\rho_d}{\rho_g}. \quad (18)$$

#### 2.5. Радиационная гидродинамика

Вещество в облаке на масштабах задачи можно рассматривать как сплошную среду.

Если газ в облаке находится в гидростатическом равновесии, то весу вышележащих слоев газа противостоят сила трения о пыль и давление газа.

Давление газа определяется из уравнения состояния идеального газа

$$P_g = \frac{\rho_g k_B T}{m_g}, \quad (19)$$

где  $m_g$  — средняя масса газовой частицы.

Уравнение, определяющее условие баланса сил для газовой компоненты вдоль вертикальной координаты, с учетом силы тяжести и силы трения (18) запишется в виде:

$$-\frac{1}{\rho_g} \frac{dP_g(z)}{dz} - \frac{d\Phi(z)}{dz} + \frac{\beta v_d(z) \rho_d(z)}{\rho_g(z)} = 0. \quad (20)$$

Пыль рассматривается как компонента без собственного давления. Равновесное вертикальное движение пыли определяется действием силы тяжести, трения и радиационного давления. Уравнение движения для пыли с учетом (17) имеет вид:

$$v_d(z) \frac{dv_d(z)}{dz} = -\frac{d\Phi(z)}{dz} + \frac{4\pi}{c \rho_d(z)} \int_0^\infty (k(z, \nu) + (1 - g_{\text{HG}}) \sigma(z, \nu)) H(z, \nu) d\nu - \beta v_d(z). \quad (21)$$

Здесь  $k(z, \nu) \equiv k_\nu$ ,  $\sigma(z, \nu) \equiv \sigma_\nu$ , а  $H(z, \nu)$  — полный поток излучения.

Коэффициент трения  $\beta$  здесь в соответствии с

(15) и (16) определяется как

$$\beta = \frac{(1 + \xi)\pi a^2 m_g n_g(z)}{m_d} \left( \left( \frac{8\sqrt{2}c_s(z)}{3\sqrt{\pi}\gamma} \right)^2 + v_d^2(z) \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (22)$$

где скорость звука в политропном газе есть  $c_s(z) = \sqrt{\gamma P_g(z)/\rho_g(z)}$ .

Гравитационный потенциал  $\Phi(z)$  находится из уравнения Пуассона

$$\frac{d^2\Phi(z)}{dz^2} = 4\pi G(\rho_g(z) + \rho_d(z)). \quad (23)$$

Для пыли следует также добавить уравнение непрерывности, которое в стационарном случае сводится к закону сохранения потока массы пыли

$$\rho_d(z) v_d(z) = Q_d = \text{const}. \quad (24)$$

Замыкаем систему уравнением переноса излучения (4), определяющим изменение интенсивности излучения при прохождении его через поглощающую, рассеивающую и излучающую среду. Зная интенсивность излучения в среде  $I_\nu(z)$ , можем рассчитать среднюю интенсивность  $J_\nu(z)$  и поток излучения  $H_\nu(z)$ , как нулевой и первый моменты интенсивности по  $\mu$ , соответственно.

### 3. МАТЕМАТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ

#### 3.1. Основные уравнения и управляющие параметры модели

Обезразмерим физические переменные задачи следующим образом:

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_g &= \frac{\rho_g}{\rho_{g0}}, & \tilde{\rho}_d &= \frac{\rho_d}{\rho_{g0}}, & \tilde{v}_d &= \frac{v_d}{c_{s0}}, \\ \tilde{P}_g &= \frac{P_g}{\rho_{g0}c_{s0}^2}, & \tilde{\Phi} &= \frac{\Phi}{c_{s0}^2}, & \tilde{z} &= \frac{z}{\lambda_J}, \\ \tilde{T} &= \frac{T}{T_0}, & \tilde{c}_s &= \frac{c_s}{c_{s0}}, & \tilde{\alpha} &= \frac{\alpha}{\alpha_0}, \\ \tilde{k} &= \frac{k}{\alpha_0}, & \tilde{k}_* &= \frac{k_*}{\alpha_0}, & \tilde{\sigma} &= \frac{\sigma}{\alpha_0}, \\ & & \tilde{H} &= \frac{H}{H_0}. \end{aligned} \quad (25)$$

Далее мы опускаем индекс  $\nu$  у всех оптических величин, поскольку мы учитываем перенос только на одной частоте. В системе (25) все величины, отмеченные индексом «0», берутся как соответствующие характерные значения физических переменных; точное определение этих величин через безразмерные управляющие параметры задачи будет дано ниже. При этом характерные температура и массовая плотность газа связаны с характерными скоростью звука и концентрацией газа соотношениями

$$T_0 = \frac{c_{s0}^2 m_g}{\gamma k_B}, \quad \rho_{g0} = m_g n_{g0}. \quad (26)$$

Характерный поток  $H_0$  вводим как поток тепловой энергии, излучаемой с некоторой поверхности с температурой  $T_0$ :

$$H_0 = \sigma_{\text{SB}} T_0^4. \quad (27)$$

Величина

$$\alpha_0 = \frac{3\pi\rho_{g0}}{2\lambda\rho_{\text{grain}}} \quad (28)$$

имеет смысл обратной длины свободного пробега фотона. Здесь  $\lambda = c/\nu$  — длина волны излучения источника. Джинсовский масштаб определяется соотношением

$$\lambda_J = \frac{c_{s0}}{\sqrt{4\pi G\rho_{g0}}}. \quad (29)$$

С учетом введенных обозначений система уравнений для безразмерных переменных сводится к виду

$$\begin{aligned} 0 &= -\frac{1}{\tilde{\rho}_g} \frac{d\tilde{P}_g}{d\tilde{z}} - \frac{d\tilde{\Phi}}{d\tilde{z}} + \tilde{\beta} \frac{\tilde{\rho}_d}{\tilde{\rho}_g} \tilde{v}_d, \\ \tilde{v}_d \frac{d\tilde{v}_d}{d\tilde{z}} &= -\frac{d\tilde{\Phi}}{d\tilde{z}} + \tau_0 R \frac{(\tilde{k} + (1 - g_{\text{HG}})\tilde{\sigma})\tilde{H}}{\tilde{\rho}_d} - \tilde{\beta}\tilde{v}_d, \\ \frac{d^2\tilde{\Phi}}{d\tilde{z}^2} &= \tilde{\rho}_g + \tilde{\rho}_d, \quad \tilde{\rho}_d \tilde{v}_d = \tilde{Q}_d, \quad \tilde{P}_g = \frac{\tilde{\rho}_g \tilde{T}}{\gamma}, \end{aligned} \quad (30)$$

$$\frac{d\tilde{H}}{\tau_0 d\tilde{\tau}} = \tilde{J} - \tilde{S}, \quad \pi \tilde{k} \tilde{J} + \tilde{k}_* \tilde{T}_b^4 = \tilde{k}_* \tilde{T}^4,$$

$$\tilde{S} = \frac{\omega}{2} \iint_{-1}^1 \tilde{I}(\mu, \mu'; \tilde{\tau}) p(\mu, \mu') d\mu' d\mu + \frac{\tilde{F}_0}{2} e^{-\frac{\tilde{\tau}}{\mu_0}},$$

$$\tilde{\tau} = \int_0^{\tilde{z}} \tilde{\alpha} d\tilde{z}, \quad \omega = \frac{\tilde{\sigma}}{\tilde{\sigma} + \tilde{k}},$$

$$\tilde{\sigma} = \tilde{\rho}_d Q_s(x, m)/x, \quad \tilde{\alpha} = \tilde{\rho}_d Q_{\text{ext}}(x, m)/x,$$

$$\tilde{k} = \tilde{\rho}_d Q_a(x, m)/x, \quad \tilde{k}_* = \tilde{\rho}_d Q_a(x_*, m)/x_*. \quad (31)$$

Здесь  $\tilde{S}$  — обезразмеренная функция источников. Факторы эффективности ослабления  $Q_{\text{ext}}$ , поглощения  $Q_a$  и рассеяния  $Q_s$  излучения средой вычисляются по стандартным формулам [39]. Безразмерный радиус пылинки характеризуем параметром дифракции [39]

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda}. \quad (32)$$

Величина  $x_*$  определяется аналогично (32), где вместо  $\lambda$  подставляется длина волны собственного излучения пылинки  $\lambda_*$ . Размер пылинки  $a$  выбирается в диапазоне 0.05–0.15 мкм. Соответственно, для ультрафиолетового излучения с длиной волны в 0.22 мкм имеем  $x = 1.4$ –4.3. Для собственного излучения пылинки, длину волны которого мы задаем в длинноволновом инфракрасном диапазоне  $\lambda_* = 100$  мкм, что соответствует температурам пылинок 10–40 К, имеем  $x_* = 0.002x$ . Для рассматриваемого диапазона размеров параметр асимметрии  $g_{\text{NG}}$  полагаем 0.23–0.68.

Комплексный показатель преломления пылинки  $m$  для разных длин волн выбирается для графитовой пылинки равным  $m = 2.1 + i \times 1.5$  [40],  $m_* = 10.39 + i \times 9.592$  [41], а для силикатной пылинки, соответственно,  $m = 1.707 + i \times 0.166$ ,  $m_* = 2.723 + i \times 0.240$  [42].

Кроме двух микроскопических пространственных масштабов  $a$  и  $\lambda$  (а также  $\lambda_*$ ), в задаче присутствуют два макроскопических пространственных масштаба — гравитационный  $\lambda_J$  и оптический  $l_{\text{ph}} = \alpha_0^{-1}$  (длина свободного пробега фотона). Отношение этих масштабов определяет безразмерный управляющий параметр задачи

$$\tau_0 = \frac{\lambda_J}{l_{\text{ph}}} = \alpha_0 \lambda_J, \quad (33)$$

имеющий смысл характерной оптической толщины облака. Для графитовых пылинок с указанными размерами, рассматриваемой в нашей модели концентрации газа  $n_{g0} \sim 10^2$ – $10^6$  см $^{-3}$ , характерной массовой пропорции пылевой и газовой компонент  $\rho_{d0}/\rho_{g0} \approx 0.01$  и скорости звука в газе  $c_{s0} \approx 10^5$  см с $^{-1}$  характерная оптическая толщина  $\tau_0$  принимает значения от 120 до 12 000. В расчетах мы полагали  $\tau_0 = 120$  как для графитовых, так и для силикатных пылинок.

Другой безразмерный параметр, который в дальнейшем называем *радиационным*,

$$R = \frac{4\pi\sigma_{\text{SB}}m_g^3c_{s0}^6}{\gamma^4k_B^4n_{g0}c}, \quad (34)$$

характеризует относительный вклад силы давления излучения. По определению этот параметр есть отношение энергии излучения в цилиндре высотой, равной длине свободного пробега фотона  $l_{\text{ph}}$ , к тепловой энергии в цилиндре, высота которого равна джинсовской длине  $\lambda_J$ . Сила лучистого давления зависит от длины свободного пробега. Если  $l_{\text{ph}} > z_h$ , где  $z_h$  — полутолщина облака, фактически равная джинсовскому масштабу, то излучение свободно покидает среду, не оказывая силового воздействия на вещество облака. При  $l_{\text{ph}}$ , меньших полутолщины облака, излучение будет оказывать на вещество силовое давление, определяемое

столкновениями фотонов и частиц среды. Заметим, что радиационный параметр  $R$  может быть выражен через известное в теории теплопереноса радиационное число Больцмана  $\text{Bo}$ :

$$R = \frac{4\pi}{c} \frac{c_{s0}}{\gamma - 1} \frac{1}{\text{Bo}}, \quad (35)$$

которое определяет роль конвективного переноса энергии в направлении течения по сравнению с переносом энергии излучения [43]. Если принять характерную температуру  $T_0 = 100$  К, концентрацию газа допустить в указанном выше интервале  $10^2$ – $10^6$  см $^{-3}$ , массу частицы газа положить равной  $m_g = 1.67 \times 10^{-24}$  г, то радиационное число  $R$  будет в пределах от  $10^2$  до  $10^6$ .

Параметром, характеризующим источник излучения, является поток излучения источника, находящегося в начале координат, нормированный на поток тепловой энергии, излучаемой с некоторой поверхности с температурой  $T_0$ :

$$\tilde{F}_0 = F_0/\sigma_{\text{SB}}T_0^4. \quad (36)$$

Обезразмеренный поток излучения от источника  $\tilde{F}_0$  подбирался таким образом, чтобы вклад слагаемого с давлением излучения  $\tau_0 R \tilde{H} / \tilde{\rho}_d$  в уравнении динамического баланса был приблизительно 1–100. В противном случае либо давление излучения мало, и тогда динамический эффект излучения несуществен, а сама рассматриваемая модель перестает быть интересной, либо давление настолько велико, что отсутствует стационарное состояние равновесия. Для типичного в наших расчетах значения безразмерного потока  $\tilde{F}_0 = 2 \times 10^{-3}$  в пересчете на размерные величины на двустороннюю площадку с площадью в 1 км $^2$  на плоскости источников, получаем светимость источника порядка  $5 \times 10^4 L_{\odot}$ . Другими словами, расчет светимости плоского источника подразумевает интегрирование по тонкому слою, охватывающему плоскость источников.

Оценим порядок еще одного безразмерного параметра задачи — потока пыли  $\tilde{Q}_d$ . Для принятого соотношения между массами пыли и газа и начальной скорости пыли, равной скорости звука  $c_{s0}$ , получаем  $\tilde{Q}_d \approx 0.01$ . Скорость истечения пыли от источника  $\tilde{v}_{d0}$  также является свободным параметром модели. В расчетах он задавался величиной порядка единицы.

Коэффициент трения  $\beta$  обезразмериваем делением на характерное динамическое время задачи

$$t_{\text{dyn}} = \frac{\lambda_J}{c_{s0}} = (4\pi G m_g n_{g0})^{-1/2} \simeq 0.845 \times 10^{14} \left( \frac{n_{g0}}{10^2 \text{ см}^{-3}} \right)^{-1/2} \text{ с}. \quad (37)$$

Масса пылинки  $m_d$ , входящая в определение коэффициента трения (22), может быть вычислена следующим образом:

$$m_d = \frac{4}{3}\pi a^3 \rho_{\text{grain}} \simeq 9.34 \times 10^{-15} \left( \frac{a}{0.1 \text{ мкм}} \right)^3 \left( \frac{\rho_{\text{grain}}}{2.23 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}} \right) \text{ г.} \quad (38)$$

Плотность пылинки  $\rho_{\text{grain}}$  обычно варьируется в диапазоне 1.8–3.5 г/см<sup>3</sup> [31]. В нашей модели мы выбираем значение, характерное для графитовой пылинки и равное 2.23 г/см<sup>3</sup>. Определяем  $\tilde{\beta}$  из (22), используя (37) и (38):

$$\begin{aligned} \tilde{\beta}(\tilde{z}, \tilde{v}_d) &\equiv \beta t_{\text{dyn}} \\ &= \tilde{\beta}_0 \tilde{\rho}_g(\tilde{z}) \tilde{c}_s(\tilde{z}) \left( \frac{a}{0.1 \text{ мкм}} \right)^{-1} \left( 1 + \left( \frac{\tilde{v}_d(\tilde{z})}{\zeta \tilde{c}_s(\tilde{z})} \right)^2 \right)^{\frac{1}{2}}, \\ \zeta &= \frac{8\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi\gamma}}, \end{aligned} \quad (39)$$

где коэффициент  $\tilde{\beta}_0$  фактически является одним из управляющих параметров модели и равен

$$\begin{aligned} \tilde{\beta}_0 &\simeq 77.9 \left( 1 + \xi \right) \left( \frac{n_{g0}}{10^2 \text{ см}^{-3}} \right)^{1/2} \\ &\times \left( \frac{c_{s0}}{10^5 \frac{\text{см}}{\text{с}}} \right) \left( \frac{\rho_{\text{grain}}}{2.23 \frac{\text{г}}{\text{см}^3}} \right)^{-1}. \end{aligned} \quad (40)$$

В тех случаях, когда исследуется влияние величины коэффициента трения на характер течения, параметр  $\xi$ , определяющий вклад кулоновского трения в полную силу трения, мы варьируем в диапазоне 0–3, в остальных случаях полагаем его равным нулю.

Таким образом, в итоге имеем шесть безразмерных управляющих параметров модели:  $\tau_0$ ,  $R$ ,  $\tilde{F}_0$ ,  $\tilde{Q}_d$ ,  $\tilde{v}_{d0}$ ,  $\tilde{\beta}_0$ . Задавая  $\tau_0$  и  $R$ , из (28), (29), (33), (34) находим нормировочные константы  $n_{g0}$  и  $c_{s0}$ , а по ним из (26) восстанавливаем  $T_0$  и  $\rho_{g0}$ .

### 3.2. Граничные условия

Полная система уравнений (30)–(31) разбивается на две подсистемы: гидродинамическую (30) и оптическую (31). Для гидродинамической подсистемы мы решаем задачу Коши со следующими

граничными условиями в начале координат:

$$\begin{aligned} \tilde{\rho}_g(\tilde{z} = 0) &= 1, & \tilde{\rho}_d(\tilde{z} = 0) &= \frac{\tilde{Q}_d}{\tilde{v}_{d0}}, \\ \tilde{v}_d(\tilde{z} = 0) &= \tilde{v}_{d0}, \\ \tilde{\Phi}(\tilde{z} = 0) &= 0, & \frac{d\tilde{\Phi}}{d\tilde{z}}(\tilde{z} = 0) &= 0. \end{aligned} \quad (41)$$

Для оптической системы мы решаем краевую задачу с граничными условиями (2) и (3).

На температуру условие  $\tilde{T}(\tilde{z} = 0)$  не ставится. Распределение температуры по высоте, в том числе температуру в начале координат, рассчитываем путем итераций, решая совместно обе подсистемы (см. следующий подпункт). Давление в точке  $\tilde{z} = 0$  рассчитывается по формуле

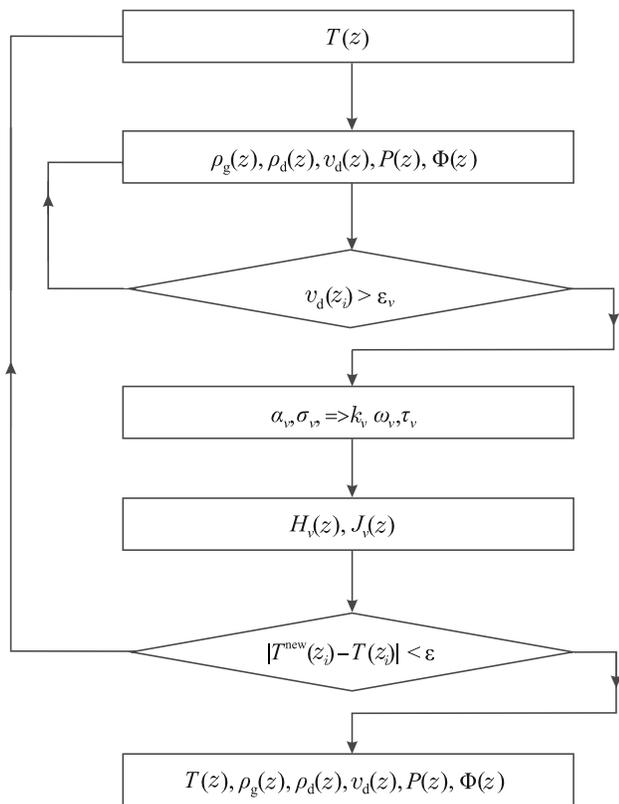
$$\tilde{P}(\tilde{z} = 0) = \frac{1}{\gamma} \tilde{T}(\tilde{z} = 0). \quad (42)$$

### 3.3. Процедура расчета

В расчетной модели учитываются два источника прогревающего излучения: точечный источник, расположенный в начале координат и соответствующий излучению звезды, и распределенный по  $\tilde{z}$  источник фонового излучения, поддерживающий в отсутствии точечного источника равновесную температуру во всем облаке  $\tilde{T}_b = 0.1$ .

Вообще говоря, распределение температуры, обеспечивающее равновесие, заранее не известно. Поэтому, воспользовавшись некоторым начальным приближением распределения температуры, путем итераций перестроим зависимость  $\tilde{T}(\tilde{z})$  так, чтобы поле излучения стало удовлетворять уравнению энергетического баланса (14). В качестве начального распределения для итераций задаем  $\tilde{T}(\tilde{z}) = \tilde{T}_b$ .

Конкретно процедура расчета сводится к следующему. Для некоторого начального приближения распределения температуры, в отсутствие источника излучения решаем гидродинамическую подсистему (30), из которой находим распределение плотностей пыли и газа. Используя полученные значения плотностей, находим оптические параметры задачи для неоднородной среды: оптическую толщину  $\tau_i$  и альbedo однократного рассеяния  $\omega_i$  в слое с координатами  $[\tilde{z}_i, \tilde{z}_{i+1}]$ . Для полученных параметров решаем уравнение переноса излучения в приближении  $\delta$ -Эддингтона [34, 44, 45] и из уравнения лучистого равновесия заново находим температуру. После этого итерационный процесс повторяется до тех пор, пока распределение температуры не сойдется к некоторому установившемуся (см. рис. 1).



**Рис. 1.** Итерационная процедура построения решения системы уравнений радиативной гидродинамики (30)–(31).

Условием выхода из процесса итераций считаем малость величины невязки, определяемой через разность температурных распределений в двух соседних,  $n$ -й и  $(n + 1)$ -й, итерациях:

$$\xi^n = \frac{\sum_{i=1}^N |\tilde{T}^{n+1}(\tilde{z}_i) - \tilde{T}^n(\tilde{z}_i)|}{\sum_{i=1}^N |\tilde{T}^n(\tilde{z}_i)|}. \quad (43)$$

Итерации продолжаются до тех пор, пока не выполнится условие  $\xi \leq \varepsilon_\xi$ , где  $\varepsilon_\xi$  — некоторая заданная точность. В расчетах мы ограничивались точностью  $\varepsilon_\xi = 10^{-4}$ .

Движение пыли как бесстолкновительной среды допускает возможность многопоточкового течения, которое возникает вблизи точек поворота. В нашей модели, как мы показываем в разделе 4, установившимся оказывается такое течение пыли, в котором формируются взаимопроникающие потоки, сходящиеся к слою накопления пыли.

В настоящей работе мы ограничиваемся рассмотрением переходной стадии, когда возвратные

течения еще не сформировались, и тогда движение пыли можно рассматривать как однопоточковое. Таким образом, здесь мы используем описание пыли как одножидкостного и односкоростного континуума.

Внутри каждого итерационного шага по температуре в гидродинамическом блоке ставится дополнительное условие останова, отвечающее достижению первой точки поворота  $\tilde{z}_T$  в потоке пыли, в окрестности которой выполняется условие  $|\tilde{v}_d| \leq \varepsilon_v$ . Как только данное неравенство выполняется, расчет в гидродинамическом блоке прекращается. В расчетах принималось значение  $\varepsilon_v = 10^{-2}$ .

Расчет может быть продолжен за пределами первой точки поворота. В этой области газ находится в равновесии, поддерживаемом силами собственного давления и гравитации. Поскольку в отсутствие пыли газ прозрачен к излучению и сам не излучает, нет необходимости рассчитывать его температурное распределение, и мы считаем его изотермическим.

## 4. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННОГО МОДЕЛИРОВАНИЯ

### 4.1. Структура течения: качественная схема, точки поворота и равновесия

Из всех возможных состояний движения пылинки в среде можно выделить два особых состояния. В точке поворота скорость пылинки равна нулю, а ускорение отлично от нуля. В положении равновесия (точка накопления) одновременно обращаются в ноль и скорость, и ускорение. Положение точек поворота определяется законом движения пылинки и не может быть определено только из сравнения действия сил. Для нахождения точки поворота требуется интегрировать полную систему дифференциальных уравнений. Напротив, наличие или отсутствие точек равновесия и их местоположение можно определить сравнивая только две силы, не зависящие от скорости движения пылинки — силу тяжести и силу радиационного давления.

Геометрия задачи такова, что сила тяжести монотонно нарастает с высотой  $z$  по мере накопления всей гравитирующей массы облака в интервале от 0 до  $z_h$  и асимптотически выходит на постоянную величину  $|F_g(\infty)|$  (кривая  $|F_g|$  на рис. 2), поскольку масса в каждом вертикальном сечении облака конечна. В предельном случае, когда концентрация пыли исчезающе мала, и пыль не вызывает экранировку излучения, сила давления излучения, действующая на каждую пылинку, постоянна по высоте (штриховые линии  $F_{\text{rad}1}$  и  $F_{\text{rad}2}$  на рис. 2). Тогда возможны два случая в зависимости от соотношения между  $F_{\text{rad}}$  и  $|F_g(\infty)|$ . Если  $F_{\text{rad}} > |F_g(\infty)|$ ,

примером чего является штриховая прямая  $F_{\text{rad}1}$ , которая не имеет точек пересечения с кривой  $|F_g|$  (см. рис. 2), то пылинка уходит на бесконечность даже при наличии трения. Если  $F_{\text{rad}} < |F_g(\infty)|$ , то кривые  $F_{\text{rad}2}$  и  $|F_g|$  на рис. 2 будут иметь точку пересечения, которая соответствует положению равновесия. Из рисунка видно, что разность сил, возникающая при отклонении пылинки от положения равновесия, имеет характер возвращающей силы, и, следовательно, такое положение равновесия устойчивое. Если теперь учесть конечную концентрацию пыли, тогда эффект экранировки приведет к тому, что сила радиационного давления будет только монотонно убывать с высотой. Тогда, найдется конечное распределение концентрации, при котором кривые отвечающие силе давления излучения и силе тяжести будут иметь точку пересечения ( $F_{\text{rad}1}^{\text{ext}}$  и  $|F_g|$  на рис. 2). Сила трения не влияет на сам факт наличия равновесия и положение точек равновесия, но может менять вид особой точки. С увеличением силы трения устойчивый фокус превращается в устойчивый узел. Оба типа особых точек изображены на рис. 2 внизу.

4.2. Характерные временные масштабы. Расчет структуры течения в однопотоковом приближении

Течение можно считать установившимся, когда в каждой точке  $z$  параметры течения (скорость, концентрация) не меняются со временем. При наличии слоя накопления установившимся может быть течение всюду вне этого слоя, а в самом слое концентрация пыли со временем растет. Переход к установившемуся течению занимает формально бесконечное время, однако, в процессе установления можно выделить несколько этапов, характеризующихся каждый своим временем. Динамическое время  $t_{\text{dyn}}$ , которое мы определяем как время движения пылинки от источника к первой точке поворота, характеризует промежуточную стадию, на которой формируется пылевой кокон. Для характерных значений скорости пыли в нашей задаче  $v_d \sim 4-6 \text{ км с}^{-1}$  и масштаба кокона  $z_T \sim 0.2-6 \text{ пк}$ , где  $z_T$  — координата первой точки поворота, имеем в качестве динамического времени  $t_{\text{dyn}} \sim 3 \times 10^4 - 1.5 \times 10^6 \text{ лет}$ . Таким образом, на временах порядка долей миллиона лет формируется основной поток истечения из источника внутри кокона, а само течение остается однопотоковым. На временах, больших динамического, возникают обратные потоки, постепенно формируется область многопотокового течения (оболочка) и слой накопления внутри оболочки. Течение приближенно можно считать установившимся, если масса  $m_{\text{env}}$  накопившейся пыли в оболочке много больше массы пыли в основном потоке  $m_{\text{prim}}$ . Соответствующее время релаксации к установившемуся состо-

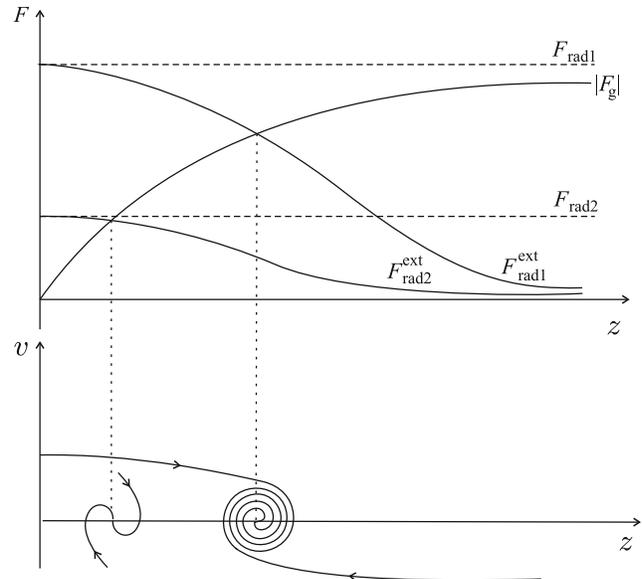


Рис. 2. Схематическое изображение распределений гравитационной силы  $F_g$  и силы давления излучения  $F_{\text{rad}}$  с высотой  $z$  (верхний рисунок). Источник излучения находится в начале координат. Штриховые линии  $F_{\text{rad}1}$  и  $F_{\text{rad}2}$  изображают силы радиационного давления для среды с пренебрежимо малой концентрацией пыли, а сплошные кривые  $F_{\text{rad}1}^{\text{ext}}$  и  $F_{\text{rad}2}^{\text{ext}}$  — для случая конечной концентрации пыли. Пересечению кривых соответствуют устойчивые точки равновесия на фазовой плоскости (нижний рисунок).

янию, следовательно,  $t_{\text{rel}} \sim \frac{m_{\text{env}}}{m_{\text{prim}}} t_{\text{dyn}} \gg t_{\text{dyn}}$ . Мы рассматриваем промежуточную стадию.

Можно предсказать, однако, что многопотоковость в оболочке и оседание пыли в слое накопления приведут к тому, что пыль полностью экранирует излучение за слоем накопления. Это означает, что точка поворота на внешнем крае оболочки должна приблизиться к точке накопления, и оболочка на стадии релаксации будет уже, чем на промежуточной стадии, которую мы здесь рассчитываем.

4.3. Вертикальная структура газопылевого облака для различных параметров модели.

Численные расчеты

Наиболее физически значимые динамические и тепловые эффекты взаимодействия прогревающего излучения с веществом проявляются в тех условиях, когда такое взаимодействие велико. Прогрев будет существенным, когда истинное поглощение УФ-излучения пылью  $\tilde{k}/\tilde{\rho}_d$  интенсивнее поглощения собственного излучения пылинки  $\tilde{k}_*/\tilde{\rho}_d$ . Рисунок 3 показывает, что в нашей модели это условие выполняется для всего допустимого диапазона

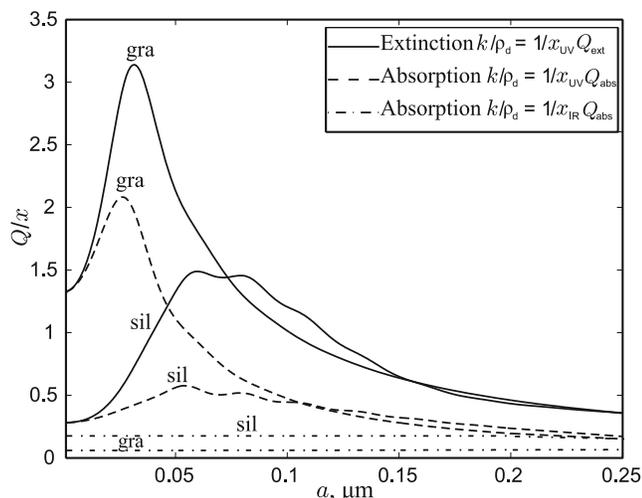


Рис. 3. Зависимости непрозрачности от размера пылинки для графитовой и силикатной пылинок.

размеров пылинок. Кроме того, условием применимости рассматриваемой модели является требование прозрачности среды к собственному охлаждающему излучению пыли. Рисунок 3 показывает также, что учет рассеяния важен, поскольку оно дает вклад, примерно равный вкладу поглощения в общем ослаблении излучения средой.

Вначале рассмотрим зависимость структуры течения от размера пылинок (рис. 4). Радиусы пылинок варьировались от  $a = 0.05$  до  $0.15$  мкм с шагом  $0.05$  мкм.

Качественно можно выделить следующие особенности течения. Под действием силы давления излучения, которая доминирует среди прочих сил в центральных областях облака (рис. 4е и 4f)), пылинки разгоняются до больших скоростей, составляющих в некоторых участках течения более десятка скоростей звука (рис. 4с), и выметают газ из центральных областей наружу (рис. 4b). В центре облака остается разогретая полость, обедненная как газом, так и пылью. По мере удаления от центра пылинки тормозятся за счет трения, за счет ослабления силы давления излучения вследствие экранировки его пылью, а также за счет нарастающей силы тяжести и в конце концов в некоторой точке с координатой  $\tilde{z}_T$  останавливаются и поворачивают назад.

На начальном этапе на расстояниях  $z \sim 0.2$  пк от центра, в тех областях, где концентрация газа высока (см. рис. 4b), пыль передемпфирована (т.е. выполняется примерное равенство разгоняющей силы давления излучения и тормозящей силы трения, рис. 4е и 4f) и движется с относительно небольшим ускорением. По выходу из газового кокона при  $z > 0.2$  пк газ становится разреженным, а сила трения, соответственно, резко уменьшается.

При этом сила тяжести все еще недостаточно велика, чтобы противостоять давлению излучения, и пылинка резко разгоняется. Оптические параметры для пылинок с размерами  $a = 0.1$  и  $0.15$  мкм таковы, что ускорение  $\tilde{f}_{\text{rad}}$ , создаваемое давлением излучения, оказывается выше для более крупных частиц. Как следствие, крупные пылинки разгоняются быстрее, их концентрация в силу сохранения потока массы пыли в пылевом коконе ниже, чем более мелких пылинок, они из-за этого слабее экранируют излучение и убегают на большие расстояния.

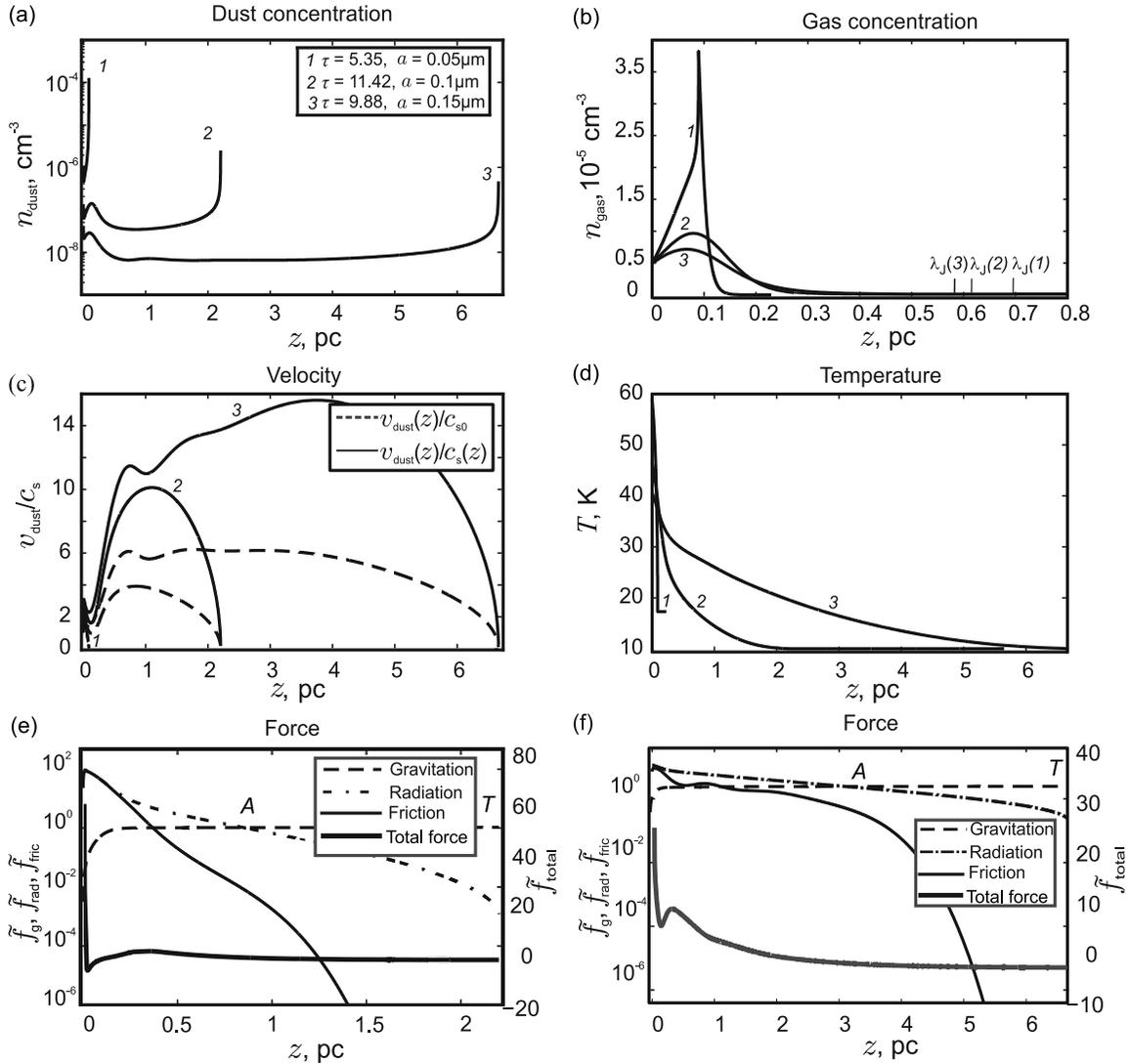
По мере релаксации к установившемуся течению пыль в облаке будет формировать структуру типа кокона с полушириной  $\tilde{z}_T$ , в котором основная масса пыли будет сосредоточена в оболочке в области возвратно-поступательных движений между первыми двумя точками поворота.

Пылинки в конечном итоге должны скапливаться в точке А — баланса сил гравитации и давления излучения (см. рис. 4е и 4е)) — в положении устойчивого статического равновесия.

Поскольку мы рассматриваем раннюю стадию формирования кокона, и возвратные течения пыли в оболочке не учитываются, вклад оболочки в экранирование излучения от источника на больших  $\tilde{z}$  недооценен, а значит кокон на данной переходной стадии течения избыточно растянут. По мере формирования оболочки на стадии релаксации к установившемуся течению, значения  $\tilde{z}_T$  и  $\tilde{z}_A$  будут уменьшаться. Таким образом, размеры пылевого кокона  $\tilde{z}_T$  и высоту  $\tilde{z}_A$  точки накопления в численных расчетах в настоящей работе следует считать оценками сверху.

Газ, как и пыль, образует распределение с провалом плотности в центре и с максимумом на некоторой конечной высоте. Но по сравнению с пылью градиенты плотности в газовом коконе не так велики, при этом размеры образующейся в газе каверны и газовой оболочки примерно одинаковы. За полутолщину газового слоя естественно принять такую высоту  $\tilde{z}_h$ , при которой внутри интервала  $[-\tilde{z}_h, \tilde{z}_h]$  содержится основная масса газа (скажем, 99% от общего количества). Тогда возможны две различных конфигурации, когда полутолщина пылевого кокона  $\tilde{z}_T$  в облаке либо совпадает с полутолщиной газового слоя (кривая 1), либо его превышает (кривые 2 и 3). Причем разница в масштабах может достигать больших величин — 10–30 раз. На профиле пылевой оболочки в этом случае отчетливо прослеживается пик плотности в области расположения газовой оболочки.

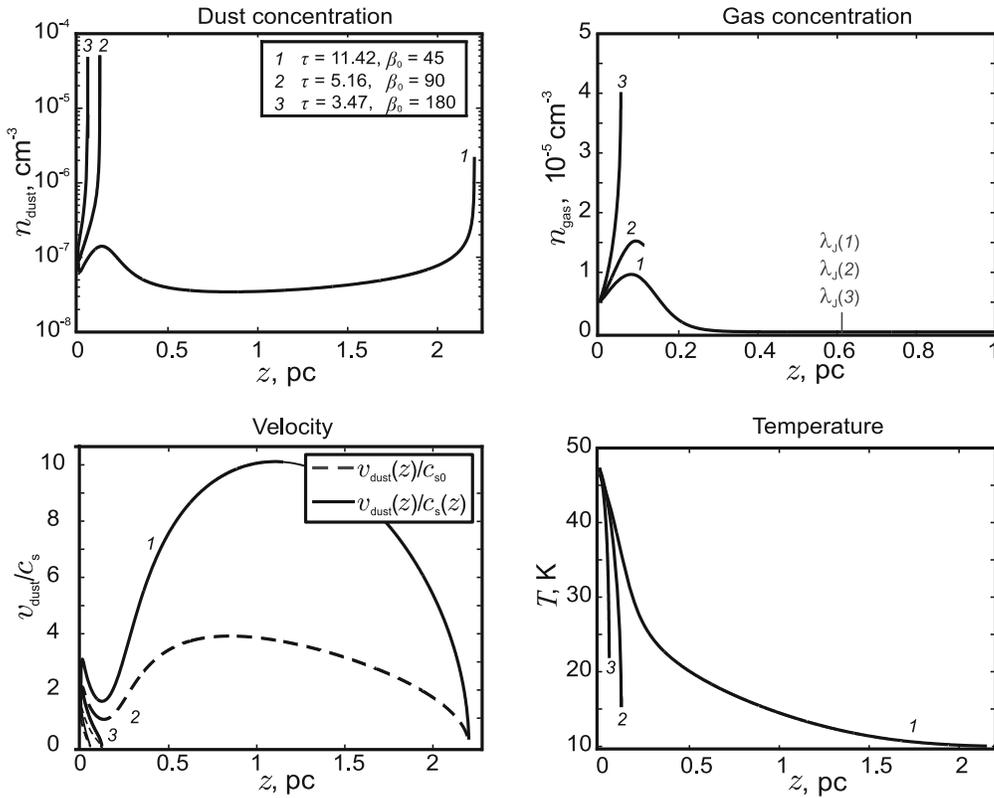
Заметим, что на рис. 4 мы приводим распределения концентрации газа, протягивающиеся за пределы пылевого кокона, в дальнейшем ограничиваемся представлением распределений только внутри кокона.



**Рис. 4.** Распределения с высотой  $z$ : (а) концентрации пыли; (б) концентрации газа; (с) скорости пыли, нормированной на локальную скорость звука в газе (сплошные кривые), а также абсолютной безразмерной скорости пыли  $\tilde{v}_d$  (штриховые кривые); (д) температуры; (е) ускорений, создаваемых силами тяжести ( $\tilde{f}_g$ , штрих), трения ( $\tilde{f}_{\text{fric}}$ , тонкая сплошная кривая) и давления излучения ( $\tilde{f}_{\text{rad}}$ , штрих-пунктир), определение ускорений дано в системе (30), а также полного ускорения  $\tilde{f}_{\text{total}}$  (жирная сплошная кривая), испытываемого пылинкой, для распределения 2; (ф) то же самое для распределения 3. В точке баланса сил давления излучения и гравитации (точка А) должен устанавливаться слой накопления пыли. Радиационное число  $R = 2 \times 10^3$ , коэффициент  $\tilde{\beta}_0 = 45$ , поток массы пыли  $\tilde{Q}_a = 0.015$ , поток излучения  $\tilde{F}_0 = 2 \times 10^{-3}$ . Распределения построены для трех разных значений размеров пылинки. Для модели 1 распределение концентрации газа построено в области, простирающейся за точку поворота. В легенде на панели (а) приведены значения оптических толщин  $\tau$  для всех трех распределений. На панели (б) отмечены значения оценки джинсовской длины  $\lambda_J$  (см. (29)) для всех трех распределений.

Наиболее физически интересным эффектом, следующим из рис. 4, по нашему мнению, является инверсное распределение газа с высотой, под которым мы понимаем такое распределение, когда более холодная тяжелая жидкость находится в поле тяжести над нагретой и более легкой. При таком распределении энтропия газа  $S \sim \ln(T/\rho^{\gamma-1})$  убывает с высотой, и в соответствии с критерием Шварцшильда оно конвективно-

неустойчиво [46]. Однако, рассматриваемая в нашей модели среда является открытой системой вследствие взаимодействия пылевой компоненты с внешним излучением, поэтому непосредственно к такой системе применять критерий Шварцшильда не корректно. Но если принять во внимание реальную многомерность облака и допустить, что вследствие тех или иных динамических процессов пыль перераспределяется неоднородно вдоль на-



**Рис. 5.** Распределения с высотой  $z$  концентрации пыли (слева сверху), концентрации газа (справа сверху), температуры (справа внизу) и скорости пыли (слева внизу), нормированной на локальную скорость звука в газе (сплошные кривые), а также абсолютной безразмерной скорости пыли  $\tilde{v}_d$  (штриховые кривые). Радиационное число  $R = 2 \times 10^3$ , поток массы пыли  $\dot{Q}_d = 0.015$ , падающий поток излучения  $\tilde{F}_0 = 2 \times 10^{-3}$ , размер пылинки  $a = 0.1$  мкм. Распределения построены для трех разных значений коэффициента  $\beta_0$ .

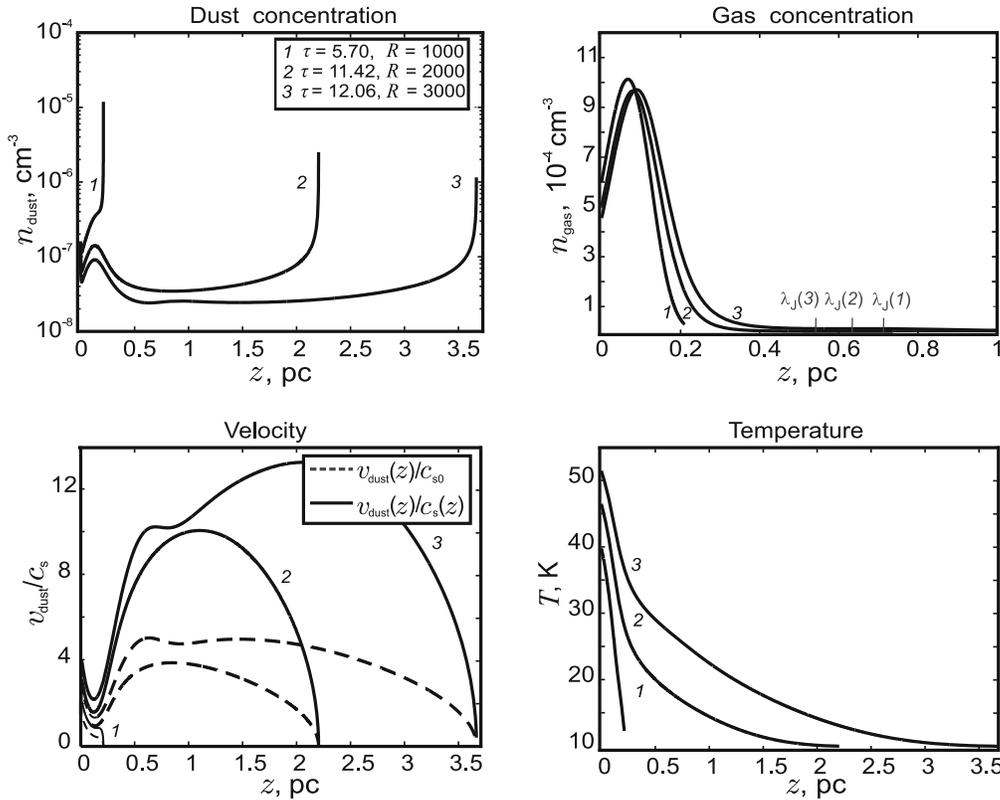
правлений, перпендикулярных высоте облака, то можно заметить, что условия для возникновения конвективной неустойчивости должны наступить. Пусть из некоторого столба газа пыль полностью перемещена в соседний столб газа. Тогда исходный столб газа станет полностью прозрачным к излучению, потеряет поддерживающую его силу трения пыли и потеряет равновесие, вследствие чего начнет сжиматься по высоте, стремясь восстановить равновесие. При таком одномерном адиабатическом сжатии энтропия каждой частицы газа сохраняется, и также сохраняется последовательность расположения частиц газа по высоте. Это означает, что если изначально в момент потери равновесия  $dS/dz < 0$ , то это неравенство останется справедливым и после перехода газа к равновесию, такое распределение заведомо конвективно-неустойчиво. Таким образом, в более общей многомерной оптико-динамической модели газопылевого облака мы вправе ожидать развития конвективных движений. Более того, мы вправе ожидать, что конвекция не будет затухать, поскольку перераспределения газа не будут устранять причину возникновения

конвективной неустойчивости и причины ее вызывающие: излучение от источника поддерживается постоянным, а пыль не может быть вынесена давлением излучения за пределы облака.

Отметим, что конвективно-неустойчивые распределения газа были обнаружены нами ранее в более частной модели, в которой предполагалась замороженность пыли в газ [9]. Такая модель соответствует предельному случаю  $\beta \rightarrow \infty, Q_d \rightarrow 0$ . В настоящей модели инверсное распределение сохраняется и при конечных коэффициентах трения, что следует как из рис. 4, так и из рис. 5, на котором приведены распределения для различных значений коэффициентов трения.

Относительный вклад силы давления излучения характеризует радиационный параметр  $R$ . Из рис. 6 следует, что с увеличением параметра  $R$  (это соответствует усилению давления излучения) при прочих равных условиях, точка поворота смещается в область больших высот, но распределение газа малочувствительно к вариациям  $R$ .

Рисунок 7 иллюстрирует влияние потока излучения  $\tilde{F}_0$  от источника на характер распределе-



**Рис. 6.** Распределения концентрации пыли (слева сверху), концентрации газа (справа сверху), температуры (справа внизу) и скорости пыли (слева внизу), нормированной на локальную скорость звука в газе (сплошные кривые), а также абсолютной безразмерной скорости пыли  $\tilde{v}_d$  (штриховые кривые). Коэффициент  $\beta_0 = 45$ , поток массы пыли  $\dot{Q}_d = 0.015$ , падающий поток излучения  $\bar{F}_0 = 2 \times 10^{-3}$ , размер пылинки  $a = 0.1$  мкм. Распределения построены для трех разных значений радиационного числа  $R$ .

ний. С увеличением потока излучения газ и пыль сильнее прогреваются, точка поворота смещается выше, при этом градиенты в распределении концентрации газа слегка усиливаются.

На рис. 8 приведены распределения для различных значений потока пыли. Графики показывают, что чем больше пыли впрыскивает источник в облако, тем сильнее пыль увлекает за собой газ (кривые 2 и 3). Истечения с малым количеством пыли создают более пологие распределения, но при этом пыль может уноситься далеко на периферию облака. Причиной этого служит более слабая экранировка излучения пылью.

Рисунок 9 показывает, что начальная скорость истечения пыли не является существенным параметром в модели. Процесс разлета пыли является практически безынерционным, а поле скоростей определяется балансом сил. Скорость пыли на малых начальных расстояниях (порядка одной сотой от размера пылевого кокона) подстраивается под установившееся равновесное распределение скорости.

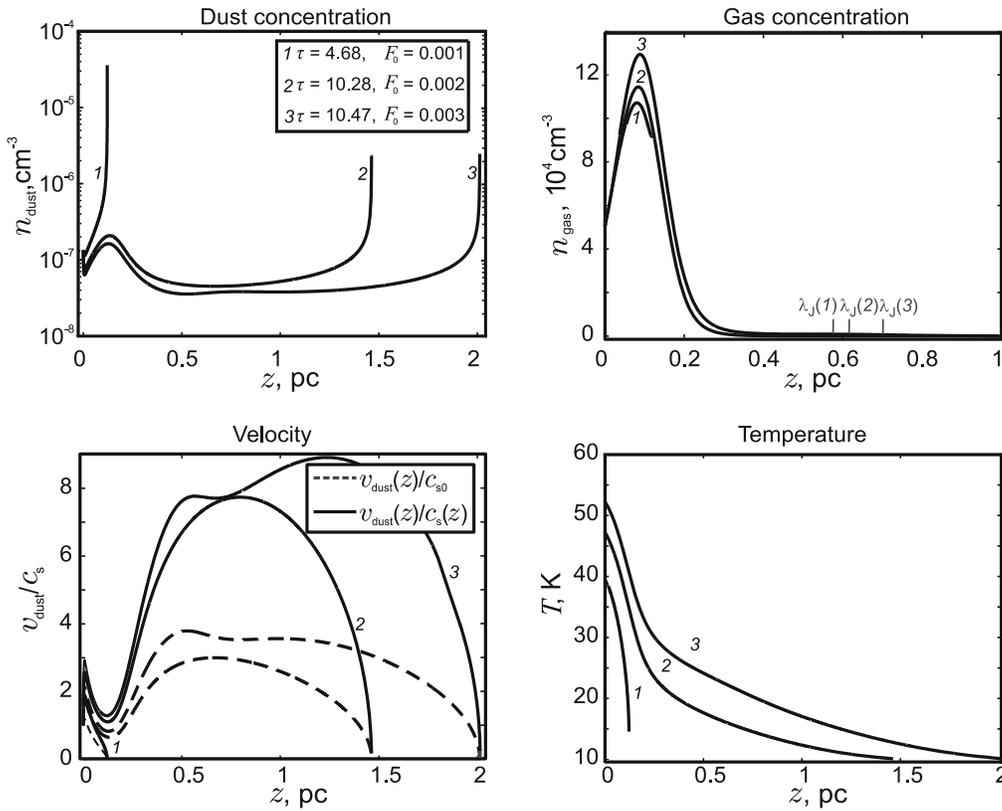
И, наконец, рис. 10 демонстрирует разницу в поведении графитовой и силикатной пылинок. Сили-

катные пылинки, как диэлектрики, слабее взаимодействуют с излучением, чем графитовые пылинки, которые имеют электрическую природу, близкую к металлам. Соответственно, пылевые коконы в случае силикатных пылинок более компактны.

### 5. ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

В настоящей работе разработана гидродинамическая модель самогравитирующего газопылевого межзвездного облака, пронизываемого излучением звезд, расположенных в его центре. Модель основывается на следующих допущениях:

- (1) облако составлено из холодного газа и холодной пыли с характерными температурами в диапазоне 10–60 К;
- (2) пылинки взаимодействуют с полем излучения звезд, расположенных в центре облака, и под действием давления излучения разгоняются до сверхзвуковых скоростей 1–7 км с<sup>-1</sup>;
- (3) учитывается перенос излучения на пыли, который рассчитывается в приближении  $\delta$ -Эддингтона;



**Рис. 7.** Распределения концентрации пыли (слева сверху), концентрации газа (справа сверху), температуры (справа внизу) и скорости пыли (слева внизу), нормированной на локальную скорость звука в газе (сплошные кривые), а также абсолютной безразмерной скорости пыли  $\tilde{v}_d$  (штриховые кривые). Радиационное число  $R = 1.2 \times 10^4$ , коэффициент  $\tilde{\beta}_0 = 45$ , поток массы пыли  $\tilde{Q}_d = 0.015$ , размер пылинки  $a = 0.1$  мкм. Распределения построены для трех разных значений потока излучения  $\tilde{F}_0$ .

- (4) пыль монодисперсна;
- (5) газ прозрачен к излучению, его равновесие обеспечивается балансом сил самогравитации облака, давления газа, а также поддерживается силой трения со стороны движущейся пыли;
- (6) пыль производится источниками в центре облака, движется из центра облака на периферию, а газ покоится, находясь в гидростатическом равновесии.

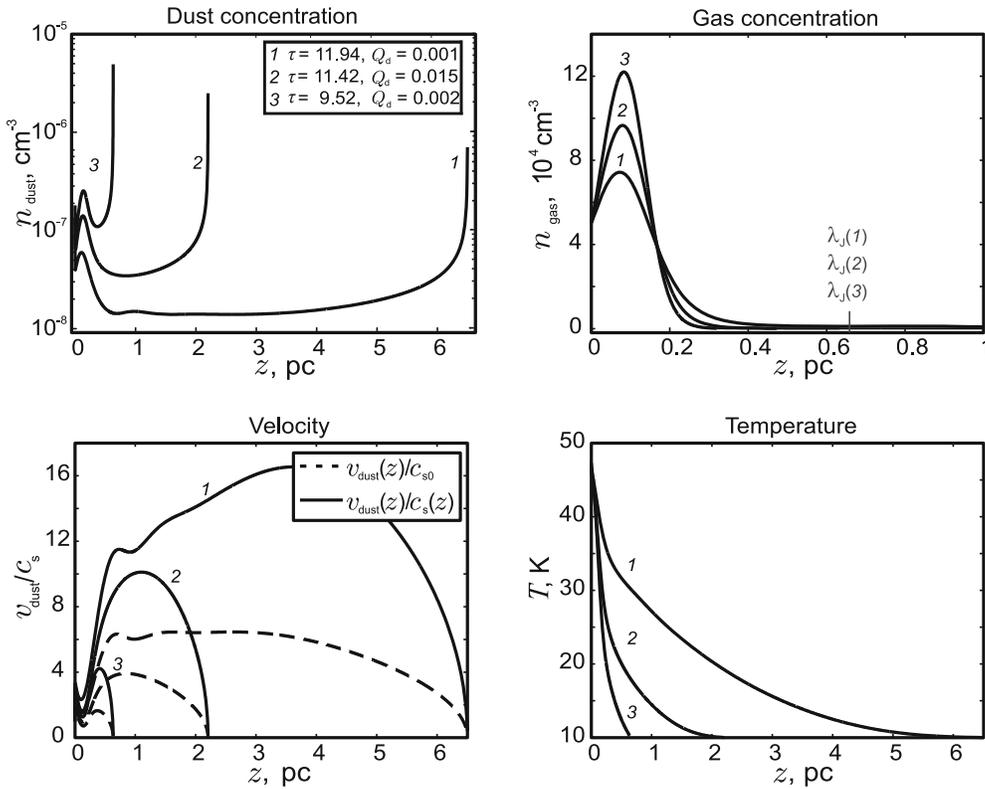
Отметим следующие основные результаты расчетов.

(1) Ключевой характеристикой, определяющей структуру газопылевого облака, пронизываемого излучением звезд, является оптическая толщина пылевой компоненты.

Если пыль разрежена и ее оптическая толщина мала, излучение звезд способно выметать пыль за пределы облака. Если концентрация пыли велика, в центре облака формируется пылевой кокон, т.е. конечной толщины слой, в котором концентрируется вся поставляемая звездными источниками пыль.

В строении пылевого кокона можно выделить три основных структурных элемента, характеризующихся иерархией масштабов. Первый элемент — каверна — внутренняя часть кокона, охватывающая пространственный интервал от центра кокона до оболочки, заполненная пылью и газом низкой концентрации. В этой части облака реализуется однопоточковый режим истечения пыли из центра облака к периферии. Характерные размеры каверны составляют от нескольких сотых до десятых долей парсека в зависимости от параметров модели. Размер каверны может быть как сопоставим по порядку величины с размером самого кокона, так и быть много меньше кокона.

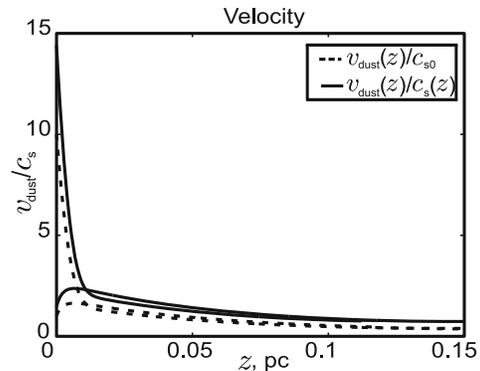
Второй структурный элемент кокона — оболочка, расположенная вблизи его поверхности и заполненная пылью с концентрацией в сотни, тысячи и более раз превышающей концентрацию пыли в каверне. В оболочке течение пыли имеет многопоточковый характер. Границей, отделяющей каверну от оболочки, служит точка второго поворота в потоке пыли — ближайшая к центру кокона из всех многочисленных точек поворота.



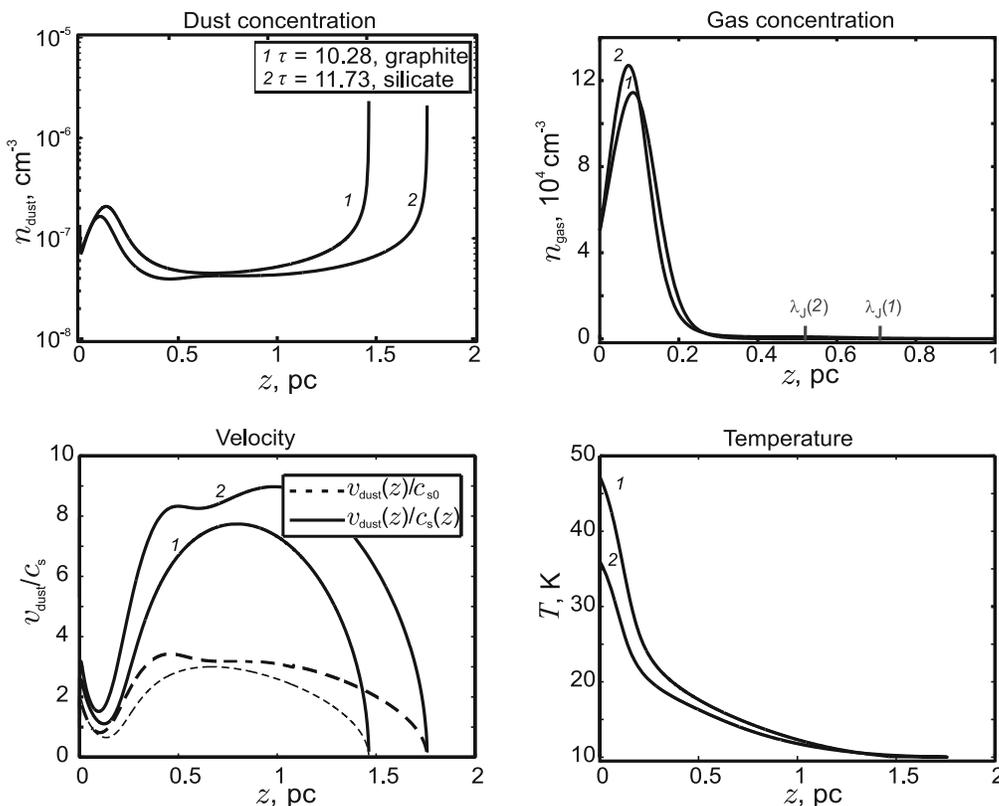
**Рис. 8.** Распределения концентрации пыли (слева сверху), концентрации газа (справа сверху), температуры (справа внизу) и скорости пыли (слева внизу), нормированной на локальную скорость звука в газе (сплошные кривые), а также абсолютной безразмерной скорости пыли  $\tilde{v}_d$  (штриховые кривые). Радиационное число  $R = 2 \times 10^3$ , коэффициент  $\tilde{\beta}_0 = 45$ , падающий поток излучения  $\tilde{F}_0 = 2 \times 10^{-3}$ , размер пылинки  $a = 0.1$  мкм. Распределения построены для трех разных значений потока пыли  $\tilde{Q}_d$ .

Характерная толщина пылевой оболочки  $l_{env}$  составляет в зависимости от мощности пылевого ветра десятые доли от поперечного размера кокона либо, в случае сильного ветра, кокон почти полностью состоит из оболочки. Однако в модели, отвечающей установившемуся многопотковому течению на стадии релаксации, мы ожидаем существенное уменьшение размеров оболочки, поскольку будет учтен вклад плотного слоя накопления в экранировку излучения.

Третий структурный элемент — это бесконечно тонкий слой, в котором происходит оседание пыли, и формально концентрация пыли в этом слое обращается в бесконечность. Физически толщина слоя накопления будет малой, но не нулевой. Толщина ограничивается в первую очередь процессами диффузионного расплывания пылевого слоя. Примем во внимание не учитывавшуюся до сих пор диффузию пылинок как ансамбля броуновских частиц. В окрестности точки равновесия результирующая двух сил — самогравитации и давления излучения — имеет характер возвращающей силы, линейной по малому смещению  $\Delta z$  относительно положения равновесия:  $\Delta F = -m_d \omega_0^2 \Delta z$ . Здесь  $\omega_0$  —



**Рис. 9.** Распределения безразмерных абсолютной  $\tilde{v}_d$  (штриховая линия) и относительной  $v_d/c_s$  (сплошная линия) скоростей для двух различных начальных значений скорости  $v_{d0}$ . Радиационное число  $R = 2 \times 10^3$ , поток массы пыли  $\tilde{Q}_d = 0.015$ , поток излучения  $\tilde{F}_0 = 2 \times 10^{-3}$ , размер пылинки  $a = 0.1$  мкм, коэффициент  $\tilde{\beta}_0 = 70$ . Точка поворота расположена за пределами рисунка и имеет координату  $\tilde{z}_T = 0.46$  пк.



**Рис. 10.** Распределения концентрации пыли (слева сверху), концентрации газа (справа сверху), температуры (справа внизу) и скорости пыли (слева внизу), нормированной на локальную скорость звука в газе (сплошные кривые), а также абсолютной безразмерной скорости пыли  $\tilde{v}_d$  (штриховые кривые) для силикатной (кривая 2) и графитовой (кривая 1) пылинок. Радиационное число  $R = 2 \times 10^3$ , коэффициент  $\beta_0 = 45$ , поток излучения  $\bar{F}_0 = 2 \times 10^{-3}$ , поток массы пыли  $\bar{Q}_d = 0.015$ , размер пылинки  $a = 0.1$  мкм.

частота колебаний частицы в окрестности положения равновесия, характеризующая степень жесткости возвращающей силы. В стационарном случае для ансамбля пылинок устанавливается распределение Больцмана  $n_d \sim \exp(-m_d \omega_0^2 z^2 / 2k_B T)$ . Отсюда следует, что полуширина слоя накопления пылинок вблизи положения равновесия равна  $l_A = (2k_B T / m_d \omega_0^2)^{1/2}$ .

Численные расчеты для пылинок различных размеров для распределений, соответствующих изображенным на рис. 4, приведены в таблице.

Параметры пылевого слоя накопления для графитовых пылинок

$a$ , мкм	$T$ , К	$\omega_0$ , $\text{с}^{-1}$	$l_A$ , пк
0.05	17.3	$83 \times 10^{-12}$	$0.44 \times 10^{-7}$
0.1	15.8	$1.8 \times 10^{-12}$	$4.8 \times 10^{-7}$
0.15	16.1	$1.0 \times 10^{-12}$	$1.2 \times 10^{-7}$

Из таблицы следует, что толщина пылевого слоя накопления  $l_A \approx 10^{-7}$  пк.

В итоге имеем следующие пропорции:  $l_{\text{cav}} : l_{\text{env}} : l_A \approx 1 : \{1-30\} : \{10^{-7}-10^{-6}\}$ .

Все три элемента кокона содержат конечную массу пыли. В используемой нами модели пыль производится источниками в центре облака, проходит через каверну и оболочку и в конечном итоге оседает в слое накопления. В приближении стационарного течения, массы пыли в каверне и в оболочке постоянны, а масса пыли в слое накопления нарастает со временем. Последнее формально противоречит предположению о стационарности течения, однако на тех временах, пока масса пыли в слое накопления остается малой по сравнению с массой пыли в других частях кокона, изменением этой массы можно пренебречь, и тогда стационарное приближение оправданно. Вторым условием применимости стационарной модели является медленность процесса накопления пыли в слое накопления по сравнению с характерным временем релаксации течения к установившемуся режиму.

(2) Все сформулированные выводы относительно структуры кокона останутся в силе и для модели

облака с более реалистической сферической геометрией. Действительно, наличие или отсутствие точки накопления и ее пространственное положение определяются балансом сил гравитации и давления излучения. В плоской геометрии обе силы имеют одинаковую асимптотику на бесконечности (выход на константу), и баланс в основном определяется только соотношением между этими асимптотическими постоянными значениями сил. В сферической геометрии обе силы будут убывать с расстоянием по закону обратных квадратов и поэтому баланс сил в основном также будет определяться только соотношением между постоянными множителями при этих асимптотических зависимостях. При этом, однако, за счет ослабления сил с расстоянием в сферической геометрии, разгон пылинок и, соответственно, размеры кокона окажутся меньше, чем в настоящей плоской модели. С другой стороны, в сферическом случае пылинке для того, чтобы выбраться из гравитационной ямы, требуется преодолеть потенциальный барьер конечной высоты, а в плоском случае потенциальный барьер имеет бесконечную высоту. Таким образом, в сферическом случае возможен пылевой ветер с истечением пыли на бесконечность, а в плоском случае пыль оказывается заперта внутри кокона.

(3) Бесконечные значения концентрации пыли в точках поворота и в слое накопления, получаемые в рамках настоящей модели, обусловлены спецификой приближения монодисперсности пылевой компоненты. В реальности пыль полидисперсна, пылинки разных размеров будут поворачивать/накапливаться в разных точках по высоте облака. Как следствие, вместо резких пиков в оболочке будет наблюдаться сглаженное распределение концентрации пыли. Кроме того, очевидно, что в облаке появятся пространственные вариации в распределении пылинок по размерам. Этот вывод модели может быть проверен в наблюдениях. Подобного типа разделение пылинок по размерам наблюдается в диске Галактики [47], что, возможно, обусловлено динамическими процессами, например влиянием спиральных рукавов. Более детальные наблюдения позволяют отметить специфику таких распределений — к краю галактического диска [48] и с удалением от плоскости диска [49] размеры пылинок растут, и это согласуется с тем, что мы получаем в нашей модели (рис. 4).

(4) Еще более сложной станет картина, если учесть реальную неоднородность течения. Согласно приведенным в разделе 4.2 простым качественным рассуждениям, получающийся в наших расчетах газопылевой кокон с инверсным распределением плотности газа и температуры должен быть конвективно неустойчив, и, следовательно, в результате развития неустойчивости его структура будет перестроена. В частности, и тонкая пылевая

оболочка, и тем более слой накопления будут в результате конвективного перемешивания превращены в протяженную по толщине вихревую пленку с сильно сглаженными вдоль вертикальной координаты профилями распределений средних концентраций. Если наше предположение о развитии неустойчивости в облаке при наличии инверсных распределений газа под действием пылевого ветра окажется справедливым, то можно ожидать, что данный механизм будет способен объяснить происхождение турбулентности в газопылевых межзвездных облаках на масштабах парсеков и субпарсеков. В пользу данного предположения говорит двумерные численные расчеты нестационарных течений звездного ветра в пылевых околозвездных оболочках, указывающие на развитие неустойчивости, подобной конвективной [15, 17, 18].

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа выполнена в рамках проектов, поддержанных Российским фондом фундаментальных исследований (гранты 11-02-01332а и 15-42-02682-р-поволжье\_а). А. М. Занкович благодарит фонд «Династия» за финансовую поддержку. Авторы благодарны рецензенту за полезные замечания.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. M.-M. Mac Low and R. S. Klessen, *Rev. Modern Physics* **76**, 125 (2004).
2. B. Elmegreen, *Astrophys. J.* **577**, 206 (2002).
3. E. A. Bergin and M. Tafalla, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **45**, 339 (2007).
4. E. Vazquez-Semadeni, arXiv:1202.4498.
5. A. Burkert, *Comptes Rendus Physique* **7**, 433 (2006).
6. N. Schneider, Ph. André, V. Könyves, et al., *Astrophys. J.* **766**, L17 (2013).
7. A. Brandenburg and Å. Nordlund, *Reports on Progress in Physics* **74**, 046901 (2011).
8. Н. Г. Бочкарев, *Основы физики межзвездной среды* (Либроком, Москва, 2010).
9. Е. В. Жукова, А. М. Занкович, И. Г. Коваленко, К. М. Фирсов, *Вестник Волгоградского гос. университета, Сер. 1, Математика, Физика, № 1(16)*, 57 (2012).
10. D. Krüger, A. Gauger, and E. Sedlmayr, *Astron. and Astrophys.* **290**, 573 (1994).
11. D. Krüger and E. Sedlmayr, *Astron. and Astrophys.* **321**, 557 (1997).
12. N. Mastrodomos, M. Morris, and J. Castor, *Astrophys. J.* **468**, 851 (1996).
13. S. Höfner, M. U. Feuchtinger, and E. A. Dorfi, *Astron. and Astrophys.* **297**, 815 (1995).
14. Y. J. W. Simis, V. Icke, and C. Dominik, *Astron. and Astrophys.* **371**, 205 (2001).
15. P. Woitke, *Astron. and Astrophys.* **452**, 537 (2006).
16. W. H. Sorrell, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **334**, 705 (2002).

17. B. Freytag, F. Allard, H. G. Ludwig, et al., *Mem. della Soc. Astron. Italiana* **80**, 670 (2009).
18. B. Freytag, F. Allard, D. Homeier, et al., *ASP Conf. Ser.*, **450**, 125 (2011).
19. B. B. Ochsendorf, S. Verdolini, N. L. J. Cox, et al., *Astron. and Astrophys.* **566**, A75 (2014).
20. B. B. Ochsendorf, N. L. J. Cox, S. Krijt, et al., *Astron. and Astrophys.* **563**, A65 (2014).
21. N. Murray, E. Quataert, and T. A. Thompson, *Astrophys. J.* **709**, 191 (2010).
22. A. Ferrara, *Astrophys. J.* **407**, 157 (1993).
23. S. Bianchi and A. Ferrara, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **358**, 379 (2005).
24. G. B. Field, *Astrophys. J.* **165**, 29 (1971).
25. M. R. Krumholz and T. A. Thompson, *Astrophys. J.* **760**, 155 (2012).
26. L. D. Anderson, A. Zavagno, L. Deharveng, et al., *Astron. and Astrophys.* **542**, A10 (2012).
27. V. S. Shevchenko, O. V. Ezhkova, M. A. Ibrahimov, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **310**, 210 (1999).
28. B. T. Draine and E. E. Salpeter, *Astrophys. J.* **231**, 77 (1979).
29. O. Plekan, A. Cassidy, R. Balog, et al., *Physical Chemistry Chemical Physics* **13**, 21035 (2011).
30. B. T. Draine, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (Princeton Univ. Press, Princeton, 2011).
31. E. Krügel, *The Physics of Interstellar Dust* (IOP Publishing, Bristol and Philadelphia, 2003).
32. Г. ван де Хюлст, *Рассеяние света малыми частицами* (Изд. иностранной литературы, Москва, 1961).
33. A. Laor and B. T. Draine, *Astrophys. J.* **402**, 441 (1993).
34. B. P. Briegleb and B. Light, Technical note NCAR/TN-472+STR (National Center for Atmospheric Research, Boulder, CO, 2007).
35. D. Mihalas and B. W. Mihalas, *Foundation of Radiation Hydrodynamics* (Oxford Univ. Press, New York, 1984).
36. L. Pan and P. Padoan, *Astrophys. J.* **692**, 594 (2009).
37. P. A. R. Ade et al. (Planck Collab.), *Astron. and Astrophys.* **536**, A25 (2011).
38. B. T. Draine, in *The Cold Universe*, Ed. by A. W. Blain, F. Combes, B. T. Draine, et al. (Springer, 2004), Saas-Fee Advanced Course, Vol. 32, pp. 213–304.
39. К. Борен, Д. Хафмен *Поглощение и рассеяние света малыми частицами* (Мир, Москва, 1986).
40. B. Michel, Th. Henning, R. Stognienko, et al., *Astrophys. J.* **468**, 834 (1996).
41. <http://www.astro.princeton.edu/~draine/dust/dust.diel.html>
42. J. Dorschner, B. Begemann, T. H. Henning, et al., *Astron. and Astrophys.* **300**, 503 (1995).
43. R. Siegel and J. R. Howell, *Thermal Radiation and Heat Transfer* (McGraw Hill Book Company, New York, 1972).
44. J. H. Joseph and W. J. Wicombe, *J. Atmospheric Sci.* **33**, 2452, (1976).
45. W. J. Wicombe, *Delta-Eddington Approximation for a Vertically Inhomogeneous Atmosphere* (National Center for Atmospheric Research, 1977).
46. Ж.-Л. Тассуль, *Теория вращающихся звезд* (Мир, Москва, 1982).
47. G. Zasowski, S. R. Majewski, R. Indebetouw, et al., *Astrophys. J.* **707**, 510 (2009).
48. G. A. Goncharov, *Astronomy Letters* **39**, 83 (2013).
49. G. A. Goncharov, *Astronomy Letters* **39**, 550 (2013).

**Hydrodynamic Model of a Self-Gravitating Optically Thick Gas and Dust Cloud****E. V. Zhukova, A. M. Zankovich, I. G. Kovalenko, and K. M. Firsov**

We propose an original mechanism of sustained turbulence generation in gas and dust clouds, the essence of which is the consistent provision of conditions for the emergence and maintenance of convective instability in the cloud. We considered a quasi-stationary one-dimensional model of a self-gravitating flat cloud with stellar radiation sources in its center. The material of the cloud is considered a two-component two-speed continuous medium, the first component of which, gas, is transparent for stellar radiation and is supposed to rest being in hydrostatic equilibrium, and the second one, dust, is optically dense and is swept out by the pressure of stellar radiation to the periphery of the cloud. The dust is specified as a set of spherical grains of a similar size (we made calculations for dust particles with radii of 0.05, 0.1, and 0.15  $\mu\text{m}$ ). The processes of scattering and absorption of UV radiation by dust particles followed by IR reradiation, with respect to which the medium is considered to be transparent, are taken into account. Dust-driven stellar wind sweeps gas outwards from the center of the cloud, forming a cocoon-like structure in the gas and dust. For the radiation flux corresponding to a concentration of one star with a luminosity of about  $5 \times 10^4 L_{\odot}$  per square parsec on the plane of sources, sizes of the gas cocoon are equal to 0.2–0.4 pc, and for the dust one they vary from tenths of a parsec to six parsecs. Gas and dust in the center of the cavity are heated to temperatures of about 50–60 K in the model with graphite particles and up to 40 K in the model with silicate dust, while the background equilibrium temperature outside the cavity is set equal to 10 K. The characteristic dust expansion velocity is about 1–7  $\text{km s}^{-1}$ . Three structural elements define the hierarchy of scales in the dust cocoon. The sizes of the central rarefied cavity, the dense shell surrounding the cavity, and the thin layer inside the shell in which dust is settling provide the proportions 1 : {1–30} : { $10^{-7}$ – $10^{-6}$ }. The density differentials in the dust cocoon (cavity–shell) are much steeper than in the gas one, dust forms multiple flows in the shell so that the dust caustics in the turning points and in the accumulation layer have infinite dust concentration. We give arguments in favor of unstable character of the inverse gas density distribution in the settled dust flow that can power turbulence constantly sustained in the cloud. If this hypothesis is true, the proposed mechanism can explain turbulence in gas and dust clouds on a scale of parsecs and subparsecs.

Keywords: *interstellar medium: clouds—convection—instabilities—turbulence*