

УДК 52-4; 52-62

РАЗРУШЕНИЕ ПЫЛИ В ГОРЯЧИХ ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ТЕЧЕНИЯХ

С. А. Дроздов¹, Е. О. Васильев^{2,1,3}

Предложен приближённый метод оценки влияния разрушения полидисперсной пыли в горячих газовых течениях на её излучательную способность в инфракрасном диапазоне. Метод основан на соотношении характерных времен разрушения пыли и поддержания газа горячим в процессе вспышки звездообразования. Для примера рассчитаны эмиссионные карты пыли с учётом и без разрушения пылинок в горячем газе галактического ветра, образованного в результате кумулятивных вспышек сверхновых звёзд. Приведена оценка массовой доли разрушенной пыли.

Ключевые слова: горячий газ; межзвездный, межгалактический, межзвездная пыль, эмиссионные спектры пыли, разрушение пыли.

Введение. Коллективные вспышки сверхновых в галактиках с активным процессом звездообразования могут приводить к образованию протяжённых выбросов горячего газа [1], которые наблюдаются в рентгеновском [2, 3] и инфракрасном (ИК) диапазонах [4–6]. Эмиссия в ИК диапазоне связана с пылевыми частицами, которые производятся при вспышках сверхновых, переносятся вместе с горячим газом.

Пылинки в горячем газе испытывают стохастический нагрев при столкновениях с электронами за фронтами ударных волн, причём флуктуации температуры тем сильнее, чем меньше размер пылинки. Самые мелкие частицы могут прогреваться вплоть до температур ~ 500 К и выше [7, 8], что приводит к избытку излучения в коротковолновой части спектра. Столкновения с протонами способствуют эффективному разрушению частиц наименьших размеров [9] и тем самым также меняют заметным образом спектральное распределение. По этой причине учёт разрушения пылинок важен для мо-

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: sai.drozдов@gmail.com.

² Южный Федеральный университет, 344006 Россия, Ростов-на-Дону.

³ Институт астрономии РАН, 119017 Россия, Москва.

делирования излучения пыли в горячем газе, где пылевые частицы могут находиться в агрессивном окружении $\sim 30\text{--}100$ млн. лет [10].

Описание движения пылинок в газе должно представлять собой в общем случае динамику системы лагранжевых частиц. Распределение пыли по размерам в межзвездной среде оказывается довольно крутым: $f(a) \sim a^{-3.5}$ [11]. Для полидисперсной пыли с размерами в интервале $30\text{--}3000 \text{ \AA}$ это означает одну крупную частицу на $\sim 10^7$ мелких. Из-за этого соотношения, в основном, ограничиваются рассмотрением частиц только одного размера (сорта). Однако для расчета эмиссионных характеристик и массы пыли необходимо учитывать несколько размеров, поскольку в случае указанного выше распределения по размерам мелкие частицы определяют экстинкцию, а крупные – массу.

При таком количестве мелких частиц, приходящихся на одну крупную, практически невозможно отслеживать траектории частиц. В некоторых случаях можно применять гибридные схемы расчета динамики, основанные на усреднении взаимодействия между газом и пылевыми частицами (см., напр., [12] и ссылки в ней). При этом надо еще иметь в виду, что часть пылевых частиц испаряется в процессе их взаимодействия с газом. Таким образом, общая задача для описания движения пылевых частиц оказывается практически не реализуемой. В этом случае имеет смысл рассмотреть приближенные методы для конкретных физических условий.

В этой работе мы приводим описание такой методики учёта разрушения пыли в горячем газе и приводим пример расчёта эмиссионных характеристик пыли в галактическом ветре.

Разрушение пыли. Пылевые частицы при столкновениях с протонами в горячем газе постепенно испаряются [9] с характерным временем, примерно равным [13]:

$$\tau_s \approx 10^5 (1 + T_{g,6}^{-3}) a_{0.1} n_p^{-1}, \quad (1)$$

где τ_s выражается в годах, $a_{0.1}$ – радиус пылинки в единицах 0.1 мкм , n_p – концентрация протонов в см^{-3} , $T_{g,6} = T_g/10^6 \text{ К}$ – температура газа. Этот процесс продолжается пока газ остается достаточно горячим, то есть в течение времени короче локального времени охлаждения газа с металличностью Z в солнечных единицах: $t_c \sim 10^5 T_{g,6} n_p^{-1} Z^{-1}$ лет (напр., [14]). Нагрев газа внутри сверхоболочек может производиться ударными волнами от вспышек сверхновых в области звездообразования. Эффективность нагрева элемента газа пропорциональна частоте прохождений ударных волн от сверхновых, следовательно, характерное время нагрева напрямую зависит от частоты вспышек сверхновых: $t_h \sim \nu_{SN}^{-1}$ (здесь учитываются только первичные ударные волны, с этой точки

зрения, это оценка снизу) и пылевые частицы эффективно разрушаются в горячем газе пока $t_h \lesssim t_c$.

Для описания динамики пыли в газе с высокой температурой, поддерживаемой множественными и частыми ударными волнами, можно воспользоваться двумя обстоятельствами: во-первых, пространственные распределения плотности газа и пыли, температуры в таком горячем газе не будут испытывать значительных флуктуаций (объемный фактор заполнения газа с существенными флуктуациями величин заметно меньше единицы), как например, во внутренних областях (кавернах) сверхоболочек, и во-вторых, пылевые частицы имеют скорость порядка скорости газа. Можно ожидать, что в горячем, почти однородном газе пылинка определенно разрушится, если время испарения (1) окажется меньше динамического времени t_{dyn} для газопылевого течения. Из близости скоростей пыли и газа следует, что масса пыли пропорциональна массе газа, это позволяет рассчитать спектральные характеристики горячих газопылевых течений и оценить массу пыли различных размеров. Отметим, что в незамагниченной среде время нетеплового разрушения пылевых частиц за фронтами ударных волн определяется временем торможения частиц, $\tau_{ns} \sim 2 \times 10^5 T_{g,6}^{-0.5} a_{0.1} n_p^{-1}$ лет [9], следовательно, характерное время совместного (теплового и нетеплового) разрушения в горячем газе оказывается порядка $\tau_s \sim \tau_{ns}$.

Таким образом, в численном моделировании динамики горячих газопылевых структур отношение времени жизни пылинки к динамическому времени, $\eta(a) = \tau_s(a)/t_{\text{dyn}}$, можно использовать для оценки эффективности разрушения пылевых частиц: при значении $\eta(a) < 1$ считаем, что частицы размера a разрушаются в численной ячейке и они не учитываются при вычислениях эмиссии и массы пыли. Соответственно, при $\eta \geq 1$ пыль заданного размера выживает. Еще одной необходимой величиной для этих вычислений является содержание пыли в газе, определяемое, например, из металличности газа, которая в численном моделировании может либо полагаться постоянной, либо рассчитываться как динамически пассивная компонента.

Этот приближенный метод достаточно прост, поскольку основан на соотношении характерных времен, может быть применен на этапе обработки результатов и не требует затратных расчетов, совместных с газовой динамикой. Предлагаемый метод приводит к нижним оценкам массы и светимости выжившей пыли, в частности, по той причине, что пыль вбрасывается в горячий газ на протяжении всего времени вспышек звезд в скоплении. Поэтому в газе присутствует пыль “разных возрастов”. Однако поступление пыли происходит неравномерно во времени. Если предположить, что масса

произведенной пыли пропорциональна массе сверхновой, то большая часть пыли будет вбрасываться на начальных этапах вспышки звездообразования: более 80% массы пыли будет добавляться в первую половину периода звездообразования (~ 7.5 млн. лет, если массы сверхновых лежат в интервале $10\text{--}40 M_{\odot}$). То есть оценки массы и светимости выжившей пыли, полученные на основе предложенного метода, будут более реалистичны для сверхоболочек большего возраста. После прекращения поступления пыли в газ (например, после окончания вспышки звездообразования) пыль будет продолжать разрушаться до тех пор пока газ остается горячим. Отметим, что время испарения мелких пылинок с радиусом 30 \AA составляет ~ 30 млн. лет для характерных условий во внутренних областях горячих пузырей: $T_g \sim 10^7 \text{ K}$, $n_p \sim 10^{-4} \text{ cm}^{-3}$, а время охлаждения такого горячего газа существенно длиннее, ~ 300 млн. лет.

В недавних наблюдениях обнаружено, что сверхновые являются основными поставщиками пыли в МЗС [15], так как они выбрасывают почти на порядок больше пыли, чем звёзды асимптотической ветви гигантов за время нахождения на этой стадии [16]. При этом высокоскоростные ударные волны от сверхновых способствуют эффективному переносу пыли внутри горячего пузыря, в отличие от сравнительно медленных ветров от звёзд поздних стадий.

Характеристики гигантских горячих структур, наблюдаемых в окрестности галактик с различным темпом звездообразования [3, 10], могут быть воспроизведены с помощью численных моделей множественных вспышек сверхновых [17]. В качестве примера рассмотрим модель динамики газа в гигантских горячих пузырях, расположенных в центральной области нашей Галактики [2]. Подобная структура может быть образована в результате последовательных взрывов сверхновых в стратифицированной газовой среде с шкалой высот газового слоя 100 парсек, начальная средняя плотность в плоскости диска ($z = 0$) составляет 0.3 cm^{-3} . Вспышка звездообразования с темпом $0.4 M_{\odot}/\text{год}$ происходит в плоскости диска. Предполагается, что начальная функция масс звёзд соответствует функции Солпитера и массы сверхновых лежат в интервале $10\text{--}40 M_{\odot}$. Функция охлаждения для радиационно остывающего газа взята из работы [14].

На рис. 1 показан срез распределения плотности и температуры в горячем ветре, близком по характеристикам к пузырям, наблюдаемым в нашей Галактике [2]. Динамическое время (возраст пузыря) для эпохи, представленной на рисунке, составляет 25 млн. лет. Из рис. 1 видно, что характерные значения плотности и температуры в оболочке составляют $n \sim 10^{-3} \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 10^6 \text{ K}$, это соответствует времени жизни пылинок с радиусом 30 \AA порядка 3 млн. лет, которое значительно меньше динамического вре-

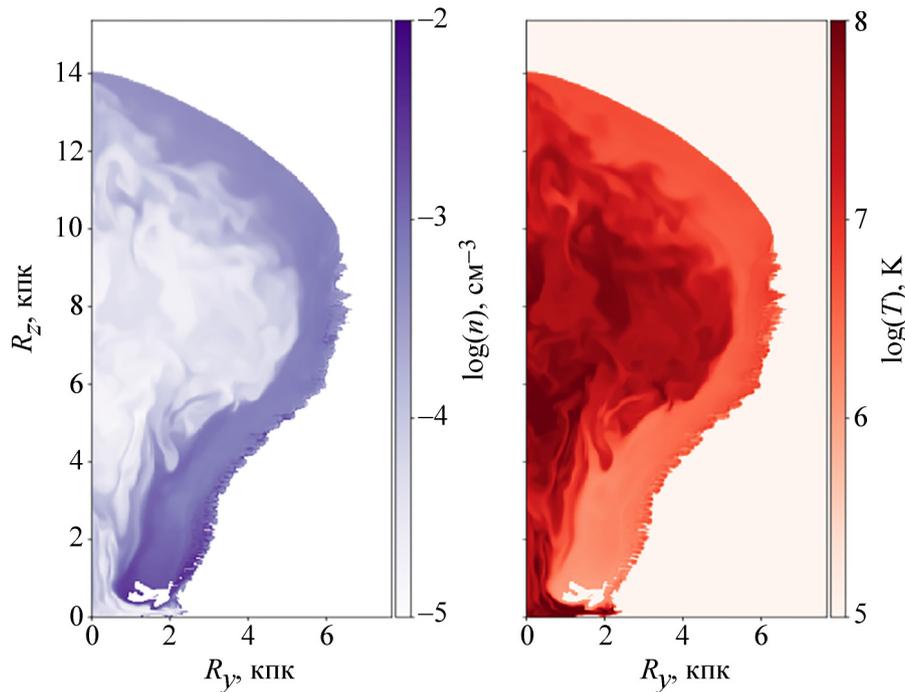


Рис. 1: Распределение логарифма плотности n (левая панель) и температуры T (правая) газа в горячем ветре.

мени пузыря. Поэтому можно считать всю пыль этого размера разрушенной к этому моменту времени. Во внутренней части пузыря для типичных значений $n \sim 10^{-4} \text{ см}^{-3}$, $T \sim 10^7 \text{ К}$ время жизни таких же пылинок оказывается на порядок больше и, следовательно, они выживают.

На рис. 2 представлены карты отношения времени жизни пылинки к динамическому времени горячего ветра: $\eta(a)$ в проекции ZY для разных размеров. Выживание пыли определяется этим отношением, т. е. все ячейки, где η больше единицы для данного радиуса пыли, будут учитываться при расчёте эмиссионных характеристик, который детально описан в работе [18].

На рис. 3 показаны карты излучения горячего пузыря в ИК диапазоне (3–3000 мкм) без учёта разрушения пыли (левая панель) и с учётом (правая). Можно заметить, что в случае пыли с учётом разрушения пылинок поверхностная яркость в несколько ($\sim 3 - 10$) раз меньше, чем в случае без учёта разрушения. Это объясняется тем, что мелких пылинок, которые прогреваются до высокой температуры в результате стохастического нагрева, становится существенно меньше. Полная ИК светимость пузыря в диапазоне 3–3000 мкм падает более чем в 2 раза. Обратим внимание, что заметное влияние на на-

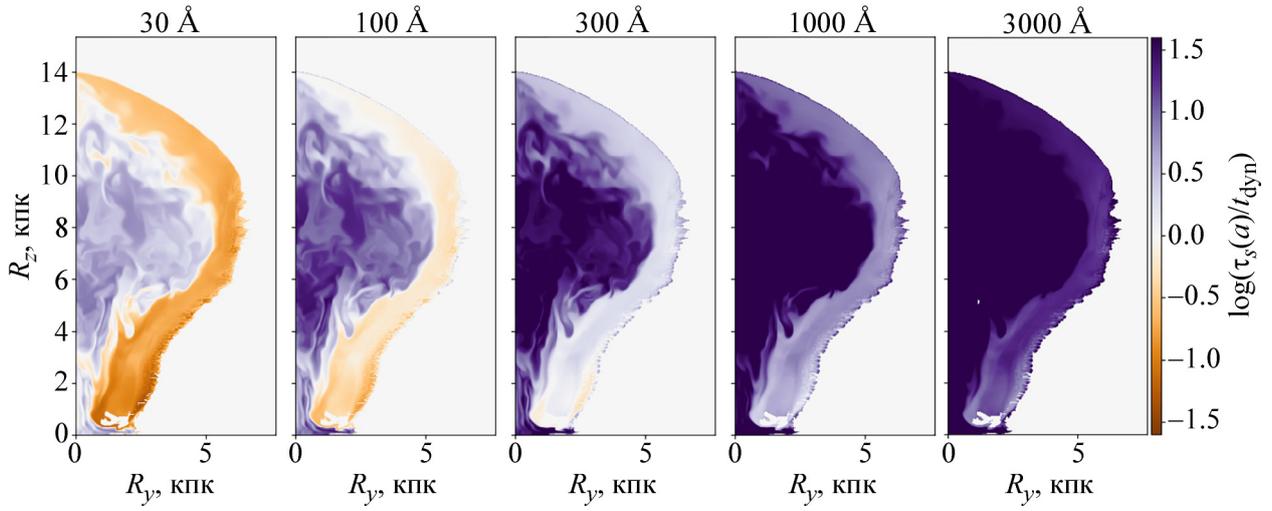


Рис. 2: Карты распределения времени жизни пылинок в горячем пузыре. Цветом показан логарифм отношения времени жизни пылинок с размерами (слева направо): 30 \AA , 100 \AA , 300 \AA , 1000 \AA , 3000 \AA к динамическому времени $t_{\text{dyn}} = 25$ млн. лет.

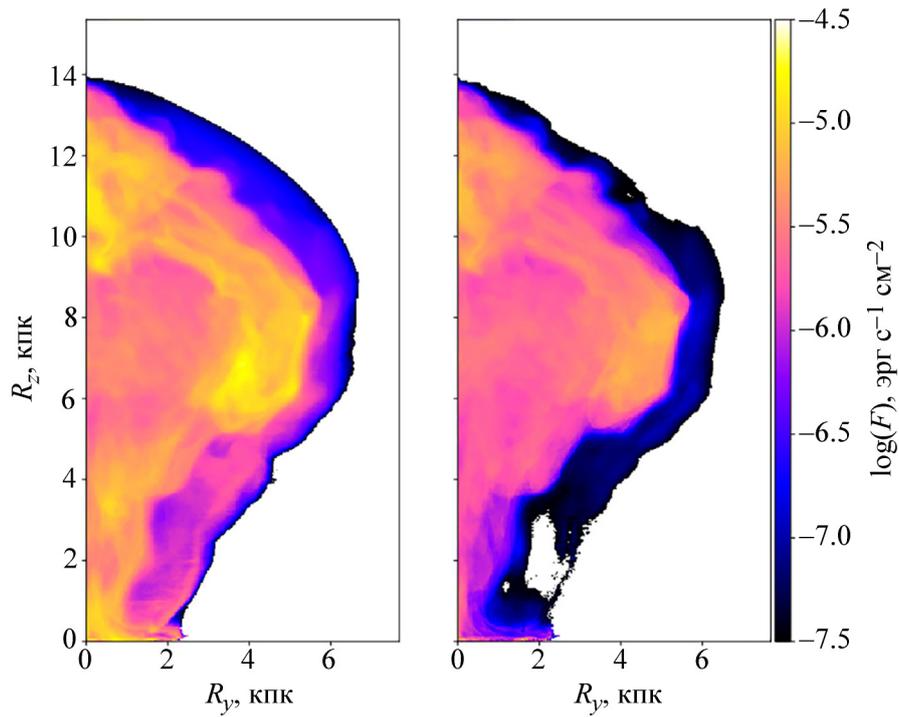


Рис. 3: Поверхностная яркость в ИК диапазоне (3–3000 мкм) пыли в горячем ветре без учёта разрушения пылинок (левая панель) и с учётом (правая панель).

грев пылинок может оказывать ультрафиолетовое (УФ) от звёздного населения диска галактики. Однако часть этого излучения, идущего извне пузыря, будет поглощаться в холодной оболочке на малых высотах над плоскостью диска, а поток излучения от родительского звездного скопления окажется несущественным на высотах больше ~ 1 кпк, в том числе и потому, что характерная энергия УФ кванта примерно в 10 раз ниже энергии электронов в горячем газе.

Часто при интерпретации наблюдаемых эмиссионных характеристик предполагается, что пылинки имеют одинаковый размер и температуру (напр., [5], хотя см. [19]). Из этого следует, что полная светимость пропорциональна массе пыли $L \sim M_d$. Тогда для случая, изображённого на рис. 3, отношение массы пыли без разрушения к массе пыли с учётом разрушения примерно равно 3.7. Существенно иной получается оценка, если учитывать только те пылинки, чьё время жизни оказалось больше возраста пузыря. В этом случае, массовая доля разрушенной пыли составит всего 5×10^{-3} .

Этот метод может быть применён в оценках эмиссионных характеристик газопылевых истечений как из локальных [17], так из ранних галактик на больших красных смещениях [20].

Заключение. Описан метод оценки влияния разрушения пылевых частиц нескольких размеров в горячем газе на эмиссионные свойства в ИК диапазоне. В основе метода лежит анализ соотношения характерных времен, в частности, сравнение времен жизни пылинок различного размера и динамического времени газопылевого течения. Для примера рассчитаны эмиссионные характеристики пыли с учётом и без разрушения пылинок в горячем газе галактического ветра. Получены оценки изменения полной светимости и массы пыли.

Численное моделирование динамики сверхоболочек проводилось при поддержке Российского научного фонда (грант № 19-71-20089) с использованием суперкомпьютера Ломоносов-2 (НИВЦ МГУ, проект RFMEFI62117X001).

Сергей Александрович Дроздов выражает благодарность проекту ФИАН ННГ-41-2020.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] S. Veilleux, G. Cecil, and J. Bland-Hawthorn, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **43**, 769 (2005). DOI: 10.1146/annurev.astro.43.072103.150610.

- [2] P. Predehl, R. A. Sunyaev, W. Becker, et al., *Nature* **588**, 227 (2020). DOI: 10.1038/s41586-020-2979-0.
- [3] R. Tüllmann, W. Pietsch, J. Rossa, et al., *Astronomy and Astrophysics* **448**, 43 (2006). DOI: 10.1051/0004-6361:20052936.
- [4] Planck Collaboration and 197 colleagues Planck intermediate results. *Astronomical Society* **502**, 969 (2021). DOI: 10.1093/mnras/staa 3583.
- [5] J. H. Yoon, L. Martin, S. Crystal, et al., *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **502**, 969 (2021). DOI: 10.1093/mnras/staa 3583.
- [6] P. B. Alton, J. I. Davies, and S. Bianchi, *Astronomy and Astrophysics* **343**, 51 (1999).
- [7] S. A. Drozdov and Y. A. Shchekinov, *Astrophysics* **62**, 540 (2019). DOI: 10.1007/s10511-019-09603-5.
- [8] E. Dwek, *The Astrophysical Journal* **302**, 363 (1986). DOI: 10.1086/163995.
- [9] B. T. Draine and E. E. Salpeter, *The Astrophysical Journal* **231**, 77 (1979). DOI: 10.1086/157165.
- [10] T. M. Heckman, L. Armus, and G. K. Miley, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **74**, 833 (1990). DOI: 10.1086/191522.
- [11] J. S. Mathis, W. Rumpl, and K. H. Nordsieck, *The Astrophysical Journal* **217**, 425 (1977). DOI: 10.1086/155591.
- [12] A. Mignone, M. Flock, and B. Vaidya, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **244**(2) (2019). DOI: 10.3847/1538-4365/ab4356.
- [13] B. Draine, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*, Princeton University Press: Princeton & Oxford (2011).
- [14] E. O. Vasiliev, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **431**, 638 (2013). DOI: 10.1093/mnras/stt189.
- [15] R. Indebetouw, M. Matsuura, E. Dwek, et al., *The Astrophysical Journal* **782**, (2014). DOI: 10.1088/2041-8205/782/1/L2.
- [16] P. Ventura, F. Dell’Agli, M. Lugaro, et al., *Astronomy and Astrophysics* **641**, (2020). DOI: 10.1051/0004-6361/202038289.
- [17] E. Vasiliev, S. Drozdov, B. Nath, Yu. Shchekinov, (2021), готовится к печати.
- [18] S. A. Drozdov, *Astrophysics* **64**, 126 (2021). DOI: 10.1007/s10511-021-09674-3.
- [19] M. Compiègne, L. Verstraete, A. Jones, et al., *Astronomy and Astrophysics* **525**, (2021). DOI: 10.1051/0004-6361/201015292.

[20] B. Nath, S. Drozdov, E. Vasiliev, Yu. Shchekinov, (2021), готовится к печати.

Поступила в редакцию 16 августа 2021 г.

После доработки 5 сентября 2021 г.

Принята к публикации 6 сентября 2021 г.

Публикуется по рекомендации оргкомитета 1-ой “Московской Международной конференции по миллиметровой и субмиллиметровой астрономии”, 12–16 апреля 2021, АКЦ ФИАН.