

УДК [524.35+524.54-76]:52-17

ЭМИССИЯ В ДАЛЬНОМ ИНФРАКРАСНОМ ДИАПАЗОНЕ ОТ ПОЗДНЕГО ОСТАТКА СВЕРХНОВОЙ В НЕОДНОРОДНОЙ СРЕДЕ

© 2025 С. А. Дроздов^{1*}, С. Ю. Дедиков^{1**}, Е. О. Васильев^{1***}¹Физический институт им. П. Н. Лебедева, Москва, 119991 Россия

Поступила в редакцию 1 июля 2024 года; после доработки 25 сентября 2024 года; принята к публикации 13 октября 2024 года

Межзвездные пылевые частицы нагребаются при расширении остатка сверхновой (СН), проникают за фронт ударной волны, где нагреваются и разрушаются в горячем газе. Это приводит к изменению эмиссионных свойств таких частиц. В работе рассмотрена эволюция инфракрасной (ИК) светимости остатка СН, расширяющегося в неоднородной межзвездной среде с логнормальным распределением возмущений плотности. ИК-светимость нагретой межзвездной пыли быстро возрастает в течение первых нескольких тысяч лет после вспышки СН и достигает максимума. Затем она уменьшается из-за разрушения частиц в горячем газе и падения их эмиссионной способности в охлаждающемся газе оболочки. Показана зависимость эволюции ИК-светимости пыли в остатке от дисперсии плотности газа перед фронтом ударной волны от СН. Найдено, что полоса с центром на длине волны 70 мкм может рассматриваться как наиболее оптимальная для исследования поздних остатков, поскольку максимум ИК-светимости значительное время (40–50 тысяч лет) располагается в ее пределах. В процессе эволюции температура пыли изменяется от 70 К до 20 К и слабо зависит от уровня неоднородности среды. На радиационной фазе в спектрах остатка на фоне пылевого континуума появляются сильные линии ионов металлов. Их светимость быстро растет и превышает светимость пыли в континууме под линией примерно в $10-10^3$ раз. Момент достижения высокой светимости в линиях существенно зависит от неоднородности среды. Обсуждаются возможности наблюдений ИК-эмиссии как в пылевом континууме, так и в линиях. Ожидается, что их соотношения позволят оценить степень неоднородности среды, в которой расширяется остаток.

Ключевые слова: галактики: МЗС — МЗС: оболочки — ударные волны — остатки сверхновых

1. ВВЕДЕНИЕ

Межзвездная пыль в значительном количестве производится в выбросе (эжекте) сверхновых II типа (Todini and Ferrara, 2001; Nozawa et al., 2003; Sarangi and Cherchneff, 2015; Sluder et al., 2018). Во множестве наблюдений остатков СН возрастном несколько сотен лет наблюдается мощное ИК-излучение, которое определенно можно связать с недавно сформированными пылевыми частицами (Dwek and Arendt, 1992; Williams et al., 2006; Matsuura et al., 2022; Priestley et al., 2022).

С другой стороны, при расширении остатка СН межзвездная пыль нагревается ее оболочкой и подвергается разрушению сильными УВ, идущими от СН (Jones et al., 1996; Vocchio et al., 2014; Micelotta et al., 2016), в процессах теплового и кинетического испарения (sputtering) в горячем газе с $T \gtrsim 10^6$ К (Barlow, 1978; Draine and Salpeter,

1979a,b) и раскалывания (shattering) при столкновениях частиц пыли между собой в плотных областях (Borkowski and Dwek, 1995; Jones et al., 1996; Vocchio et al., 2016). Пылевые частицы из-за своей инерции могут проникать далеко за фронт УВ и попадать в более горячий газ, проводить там несколько десятков тысяч лет и эффективно разрушаться в течение этого периода (Slavin et al., 2020; Vasiliev and Shchekinov, 2024a). Охлаждение, связанное с пылевыми частицами в горячем газе, по-видимому, может значительным образом влиять на его тепловую эволюцию (Ostriker and Silk, 1973; Smith et al., 1996). Мерой этого влияния является отношение потоков в инфракрасном и рентгеновском диапазонах (Dwek, 1987; Dwek et al., 1987). Наблюдаемое отношение для остатков СН оказывается заметно ниже теоретического (Seok et al., 2015; Matsuura et al., 2022), что связывают с разрушением пыли в горячем газе или с вариацией распространенности пылевых частиц в газе перед ударным фронтом (Seok et al., 2015).

Уже после нескольких тысяч лет расширения остатка СН масса нагретой пыли может до-

*E-mail: sai.drozdov@gmail.com

**E-mail: s.dedikov@asc.rssi.ru

***E-mail: eugstar@mail.ru

стигнуть нескольких солнечных масс (Slavin et al., 2020; Vasiliev and Shchekinov, 2024a; Dedikov and Vasiliev, 2025), что значительно превышает массу пыли, произведенной в СН, которая по оценкам оказывается меньше $1 M_{\odot}$ (Stanimirović et al., 2005; Rho et al., 2008; Sandstrom et al., 2009; Barlow et al., 2010; Matsuura et al., 2011; Gomez et al., 2012; Temim and Dwek, 2013; Matsuura et al., 2015; De Looze et al., 2017, 2019; Niculescu-Duvaz et al., 2021; Wesson and Bevan, 2021). Поэтому в дальнейшем в суммарной ИК-эмиссии остатка вклад от нагретой межзвездной пыли, по-видимому, становится заметным, если не доминирующим. Очевидно предположить, что произведенная пыль должна быть более горячей, чем нагретая. Однако проникающая далеко за фронт межзвездная пыль тоже оказывается в горячем газе, и ее по массе становится больше, чем инжектированной, уже через несколько тысяч лет эволюции остатка. Поэтому ее вклад в ИК-светимость остатка будет возрастать. Нагретая пыль находится в толстом слое за фронтом УВ, размер этого слоя постепенно уменьшается за счет падения скорости расширения оболочки и торможения пыли в нем (Slavin et al., 2020; Vasiliev and Shchekinov, 2024a). Таким образом, частицы постепенно оказываются в газе с меньшей температурой и их эффективное испарение прекращается. Динамика охлаждения горячего газа при расширении оболочки СН зависит в общем случае от энергии взрыва и свойств окружающей среды, точнее, от плотности и металличности газа, степени его неоднородности.

Благодаря ИК-обзорам Галактики и Магеллановых Облаков (Arendt, 1989; Saken et al., 1992; Ita et al., 2008; Pinheiro Gonçalves et al., 2011; Kato et al., 2012; Seok et al., 2013; Chawner et al., 2019, 2020; Millard et al., 2021; Matsuura et al., 2022) понимание эмиссионных свойств в ИК-диапазоне, морфологии и эволюции остатков СН значительно улучшилось. Большая часть наблюдаемых остатков моложе нескольких тысяч лет (например, Milisavljevic et al., 2024) и, следовательно, их ИК-излучение, по-видимому, связано с пылью, произведенной СН. Однако несколько остатков имеют большой возраст, поэтому ожидается, что нагретая межзвездная пыль обуславливает их ИК-светимость. Ее величина должна зависеть от эволюции массы горячего газа в остатке, которая определяется свойствами среды. В частности, при расширении остатка в неоднородной среде ударный фронт проникает между плотными фрагментами, сохраняя более высокую скорость более продолжительное время (Korolev et al., 2015; Slavin et al., 2017; Wang et al., 2018). Эволюция пылевых частиц, находящихся в диффузном газе и плотных фрагментах, различается (например, Martínez-González et al., 2019; Kirchschrager et al.,

2022; Vasiliev and Shchekinov, 2024a) и зависит от дисперсии плотности в среде (Dedikov and Vasiliev, 2025). В этих работах обсуждаются вариации распределения частиц по размерам в различных тепловых фазах. Однако не уделено должного внимания возможным изменениям эмиссионных свойств межзвездной пыли, нагретой оболочкой СН. Изучению влияния неоднородностей окружающей среды на ИК-излучение пыли в остатке посвящена эта работа.

В разделе 2 приводится описание модели и начальных условий. В разделе 3 представлены результаты. В разделе 4 обсуждаются применение результатов и их следствия. В разделе 5 кратко приведены основные выводы.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Рассмотрим эмиссионные свойства пыли и газа в остатке СН, расширяющейся в неоднородной среде. С помощью методов численного моделирования динамики газа и пылевых частиц в остатке, подробно описанных в работе Vasiliev and Shchekinov (2024a), было проведено трехмерное исследование эволюции изолированного остатка СН в зависимости от степени неоднородности среды (Dedikov and Vasiliev, 2025) и изучена динамика полидисперсной межзвездной пыли в нагретой оболочке СН. Здесь более детально остановимся на эмиссионных свойствах пыли. Перед этим приведем краткое описание начальных условий, отдельных аспектов эволюции пыли в остатке СН и методов расчета эмиссии пыли и газа.

2.1. Начальные условия

Для получения неоднородного поля плотности газа использован модуль `pyFC` (Lewis and Austin, 2002), который позволяет генерировать «фрактальные кубы» с логнормальным распределением амплитуды и степенным колмогоровским пространственным спектром с показателем $\beta = 5/3$. Поле плотности характеризуется средним значением $\langle n \rangle$ и стандартным отклонением σ . В моделях эволюции остатка СН, рассчитанных в работе Dedikov and Vasiliev (2025), средняя плотность газа по умолчанию предполагалась равной $\langle n \rangle = 1 \text{ см}^{-3}$; дисперсия σ варьировалась от 0 до 3, что соответствовало однородному распределению газа для $\sigma = 0$ и отклонению плотности от среднего до 300 раз для максимального σ . Таким же образом для некоторых значений σ были рассчитаны модели с различной средней плотностью $\langle n \rangle$: 0.3, 3, 10 см^{-3} . Максимальный размер флуктуаций плотности в рассматриваемых моделях составляет 6 пк (он определяется числом ячеек вдоль

стороны фрактального куба N_c , минимальным значением волнового числа k_{\min} и пространственным разрешением куба Δx).

Независимо от вариаций поля плотности предполагается, что газ в начальный момент времени находится в тепловом равновесии, то есть $\rho T = \text{const}$, с нулевыми скоростями газа и пылевых частиц. Для учета радиационных потерь в расчетах используется неравновесная функция охлаждения (Vasiliev, 2011; 2013). Она получена для изоэнтальпического процесса охлаждения газа от 10^8 К до 10 К, включающего ионизационную кинетику всех ионных состояний следующих химических элементов: H, He, C, N, O, Ne, Mg, Si и Fe. Нагрев газа задается так, чтобы стабилизировать среду, не возмущенную УВ от СН.

Отношение плотностей пыли и газа было равно 0.01, что стандартно для солнечной металличности, которая полагалась для межзвездного газа в моделях из работы Dedikov and Vasiliev (2025). В начальный момент времени распределение пылевых частиц по размерам следовало степенному закону с наклоном -3.5 (Mathis et al., 1977) в диапазоне $30-3000 \text{ \AA}$, разбитом на 11 равных интервалов в логарифмическом масштабе. Минимальный размер частиц пыли в расчетах равен 10 \AA . Учитывалось разрушение пылевых частиц за счет теплового и кинетического испарения (Draine and Salpeter, 1979b). Характерное время разрушения пылевых частиц благодаря столкновениям между собой оказывается больше времени расчета. Так, в теплой ионизованной среде с $(T, n) = 8 \times 10^3 \text{ K}, 0.1 \text{ cm}^{-3}$ типичное время для этого процесса оказывается больше 1–5 млн лет, а в теплой ($6 \times 10^3 \text{ K}, 0.3 \text{ cm}^{-3}$) и холодной ($10^2 \text{ K}, 30 \text{ cm}^{-3}$) нейтральных средах даже увеличивается до нескольких десятков миллионов лет (Hirashita and Yan, 2009). В остатках СН время столкновений между частицами варьируется в интервале 4–40 млн лет (Martínez-González et al., 2019). Рост пылинок наиболее эффективен в плотной и холодной среде, но для рассматриваемых условий время роста пыли оказывается больше нескольких десятков миллионов лет (Zhukovska et al., 2008). Поэтому этими процессами можно пренебречь.

При взрыве СН в малую область инжектируются масса и энергия. Размер этой области составляет 1.5 пк; при стандартном пространственном разрешении в 0.375 пк на радиус этой области приходится четыре ячейки. Энергия одной СН равна 10^{51} эрг и добавляется в виде тепловой энергии. Масса инжектируемого газа и металлов составляет $30 M_{\odot}$ и $10 M_{\odot}$ соответственно.

Для численного решения уравнений газовой динамики используется явная схема без расщепления потоков величин по пространству с

условием уменьшения полной вариации (total variation diminishing — TVD), которая позволяет отслеживать с высоким разрешением ударные волны и предотвращает нефизичные осцилляции. Схема относится к типу монотонных противопоточных схем (Monotonic Upstream-Centered Scheme for Conservation Laws — MUSCL-Hancock). Для повышения точности при расчете потоков на границах ячеек применяется приближенный метод Хартена–Лакса–ван Лира (Haarten–Lax–van Leer–Contact — HLLC) для решения задачи Римана (см., например, Toro, 2009). Динамика пыли описывается с помощью метода «суперчастиц», предложенного Youdin and Johansen (2007). Суперчастица представляет собой конгломерат одинаковых микрочастиц — пылинок. Для каждой суперчастицы решаются уравнения движения с учетом взаимного влияния на газ за счет сил трения (Epstein, 1924; Baines et al., 1965; Draine and Salpeter, 1979b) и уравнение для изменения радиуса пылинки из-за процессов теплового и кинетического испарения (Draine and Salpeter, 1979a). Более подробно методы были рассмотрены Mignone et al. (2019), Moseley et al. (2023) и адаптированы в используемом программном пакете (см. описание и тесты в приложении А в работе Vasiliev and Shchekinov, 2024a).

2.2. Эволюция остатка

В течение нескольких тысяч лет¹ после взрыва оболочка СН нагревает межзвездный газ, содержащий пыль. В зависимости от внешней плотности среды оболочка СН переходит либо на адиабатическую (при плотности $\langle n \rangle \lesssim 1 \text{ cm}^{-3}$), либо сразу на радиационную (при $\langle n \rangle \gtrsim 10 \text{ cm}^{-3}$) фазу расширения. То есть при расширении в неоднородной среде оболочка СН взаимодействует с газом разной плотности и УВ проникает в области с меньшей плотностью с большей скоростью и, наоборот, тормозится в плотных облаках (Korolev et al., 2015; Slavin et al., 2017; Wang et al., 2018). На рис. 1 представлены распределения плотности газа (левая и средняя колонки панелей) для остатка СН возрастом 40 тысяч лет, расширяющегося в среде с низким ($\sigma = 0.2$, рис. 1a,b,c) и высоким ($\sigma = 2.2$, рис. 1d,e,f) уровнем флуктуаций плотности. Особенности эволюции остатка СН подробно описаны в работе Dedikov and Vasiliev (2025). Здесь отметим, что благодаря инерции межзвездная пыль проникает далеко за фронт УВ (показан серой линией на рисунке) и попадает в газ с $T \gtrsim 10^6 \text{ K}$

¹ Этот период включает фазу свободного разлета и переходную (промежуточную) фазу, в течение которых масса нагретой оболочки становится заметно больше массы выброшенного СН газа.

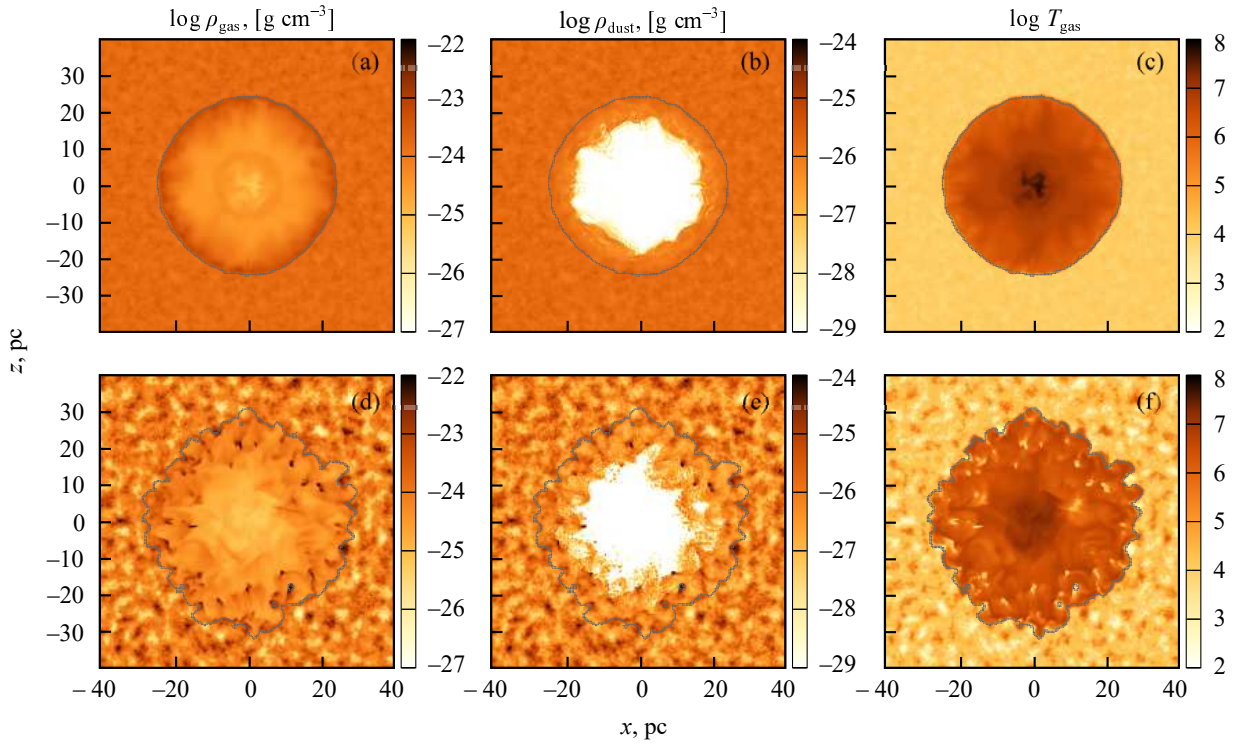


Рис. 1. Распределения плотности газа (панели (a) и (d)), межзвездной пыли (панели (b) и (e)) и температуры газа (панели (c) и (f)) в плоскости, проходящей через центр остатка СН, расширяющегося в неоднородной среде со средней плотностью $\langle n \rangle = 1 \text{ cm}^{-3}$ и дисперсией $\sigma = 0.2$ (панели (a)–(c)) и $\sigma = 2.2$ (панели (d)–(f)) в момент времени 40 тысяч лет. Серая линия соответствует внешней границе остатка СН, определенной по скачку скорости газа.

и $n \lesssim 0.1 \text{ cm}^{-3}$ (рис. 1), в котором существуют благоприятные условия как для испарения частиц, так и для их эффективной эмиссии.

2.3. Эмиссия пыли и газа

Нагрев пылевых частиц в горячем газе остатка СН производится в основном при столкновениях с электронами (Draine and Salpeter, 1979b). Частицы небольшого размера ($a \sim 30 \text{ \AA}$) испытывают сильные температурные флуктуации в горячем газе, поскольку характерное время остывания пылинки оказывается сравнимым или меньше среднего времени между столкновениями. Поэтому для расчета температуры таких пылевых частиц используется хорошо известный стохастический метод (Draine and Anderson, 1985). Построение функций распределения температуры (ФРТ) пылинок² основано на

²Здесь подразумевается температура вещества пылинки. Следует отличать температуру вещества пылинки от температуры пыли, определяемой по максимуму (модифицированного) планковского спектра, являющейся эффективным (усредненным) значением по спектрам излучения пылевых частиц. Обычно эти величины называют одним и тем же термином: «температура пыли» (см., например, Dwek and Arendt, 1992).

прямым моделированием столкновения частиц с пылинкой при помощи метода Монте-Карло (подробное описание реализации процедуры построения ФРТ можно найти в Drozdov, 2021). В то же время для частиц с размерами $a \gtrsim 1000 \text{ \AA}$ время остывания частицы превышает интервал между столкновениями, в этих условиях температура пыли близка к равновесной величине T_{eq} , которая следует из равенства потерь энергии на излучение и нагрева при столкновениях:

$$L_{\text{IR}}(a, T_{\text{eq}}) = H_{\text{coll}}(a, T_g, n_e),$$

где a — размер частицы, T_g — температура газа, n_e — концентрация электронов (например, Dwek and Arendt, 1992). Вклад от ультрафиолетовых (УФ) квантов диффузного поля с плотностью энергии порядка величины в локальной межзвездной среде (Habing, 1968) течение рассматриваемого здесь периода эволюции остатка, и им можно пренебречь. В этой работе нас больше интересуют эмиссионные свойства пыли в среднем и дальнем ИК-диапазонах, поэтому спектральные особенности, связанные с упругими колебаниями в молекулярной структуре мелких пылинок — полиароматических углеводородов (ПАУ) — с размерами менее 30 \AA и существенные на коротких длинах волн, не учитываются.

Для ускорения расчета темпа нагрева пылевых частиц была рассчитана библиотека (построена сетка) ФРТ в широком интервале параметров газа: $T = 4 \times 10^4 - 10^8$ К, $n = 10^{-5} - 10^2$ см $^{-3}$. Используя полученные функции распределения, мы вычислили спектры излучения пылевых частиц с размерами 30–3000 Å, разбитом на 11 равных интервалов в логарифмическом масштабе. Для частиц, находящихся в газе с $T \sim 10^4 - 4 \times 10^4$ К, спектры излучения получены для равновесной величины T_{eq} . Оптические параметры пылевых частиц взяты из работ Draine and Lee (1984) и Laor and Draine (1993). Предполагается, что пыль состоит из силикатных и графитовых частиц с равной массовой долей (например, Yamada and Kitayama, 2005; Corrales et al., 2016), хотя используются и другие соотношения (например, Draine and Lee, 1984). Спектр излучения рассчитывается в диапазоне длин волн от 1 до 1000 мкм. Таким образом, для построения карт эмиссии пыли суммируем спектры от всех пылинок, находящихся под воздействием локальных физических условий в каждой из численных ячеек вдоль луча зрения.

Для оценки температуры пыли² использовался модифицированный планковский спектр с показателем поглощения $\beta = 2$ (для частиц без ледяных мантий, например, см. работу Draine and Lee, 1984), температуру максимума которого можно определить следующим образом (см., например, уравнение I.76 в работе Galliano, 2022):

$$T_d = \frac{hc}{k_B \lambda_{\max} (4 + \beta) + W[-(4 + \beta) \exp(-(4 + \beta))]}, \quad (1)$$

где $W[.]$ — W -функция Ламберта, λ_{\max} — длина волны максимума спектральной светимости.

На рис. 2 показаны ИК-спектры от всего остатка СН возрастом 40 тысяч лет, расширяющегося в среде с дисперсией плотности $\sigma = 2.2$. Спектры рассчитаны в диапазоне 1–1000 мкм с разбиением на 120 бинов в логарифмическом масштабе. Температура пыли меняется от 20 до 80 К, что в длинах волн соответствует 45–175 мкм, то есть на этот интервал приходится 24 бина. Основной вклад в светимость в области максимума спектра ($\lambda \simeq 100$ мкм) вносят крупные пылинки с размером $a \gtrsim 500$ Å, в коротковолновой части ($\lambda < 40$ мкм) доминирует излучение от мелких частиц с $a \lesssim 200$ Å. Вклады от мелкой пыли расширяют спектр в область меньших длин волн и, по-видимому, смещают его максимум. Согласно уравнению (1), температура крупной пыли с размером $a \sim 1200$ Å составляет около 40 К, мелкие частицы с размером $a \sim 75$ Å «нагреты» до 60 К,

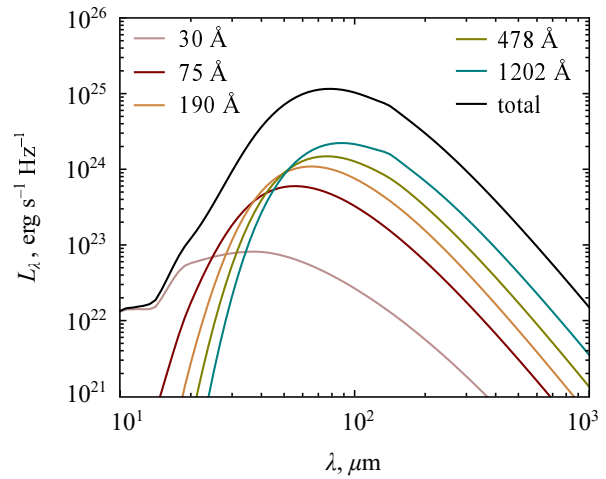


Рис. 2. ИК-спектры от остатка СН с возрастом 40 тысяч лет, эволюционирующего в среде с логнормальным распределением возмущений плотности со средним значением $\langle n \rangle = 1$ см $^{-3}$ и дисперсией $\sigma = 2.2$. Черная линия представляет суммарный спектр, цветные линии — примеры спектров для пылинок с размерами в нескольких интервалах (значение в легенде соответствует центру интервала размеров).

для $a \sim 30$ Å — почти до 80 К. При этом температура пыли для суммарного спектра оказывается $T_d \sim 40$ К, что соответствует характерному значению для крупной пыли. В процессе рассматриваемого здесь периода эволюции остатка СН картина сохраняется: температура пыли определяется крупными частицами с размером $a \gtrsim 1000$ Å. Заметим, что на длинах волн, меньших 20 мкм, вклад от ПАУ в полную ИК-светимость пыли не превышает нескольких процентов для характерных значений содержания ПАУ $q_{\text{PAU}} \sim 1\%$ и потока внешнего УФ-излучения в локальной межзвездной среде $U \sim 1$ (Draine and Li, 2007).

Для расчета светимости в линиях металлов вычисляется излучательная способность каждого элемента газа (ячейки сетки), определяемая температурой газа и концентрацией соответствующего ионного состояния; значение последней при заданной температуре находится из вычисленных ранее таблиц для соответствующих функций охлаждения (Vasiliev, 2013). Далее вдоль каждого луча зрения проводится интегрирование эмиссии в линии.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

Рассчитаем эмиссию пыли от остатка СН, расширяющегося в неоднородной среде с дисперсией плотности σ . Для примера на рис. 3 показаны карты поверхностной яркости (вдоль луча зрения, с суммированием по оси z и в интервале длин волн от 1 мкм до 1000 мкм) в ИК-диапазоне от пыли в

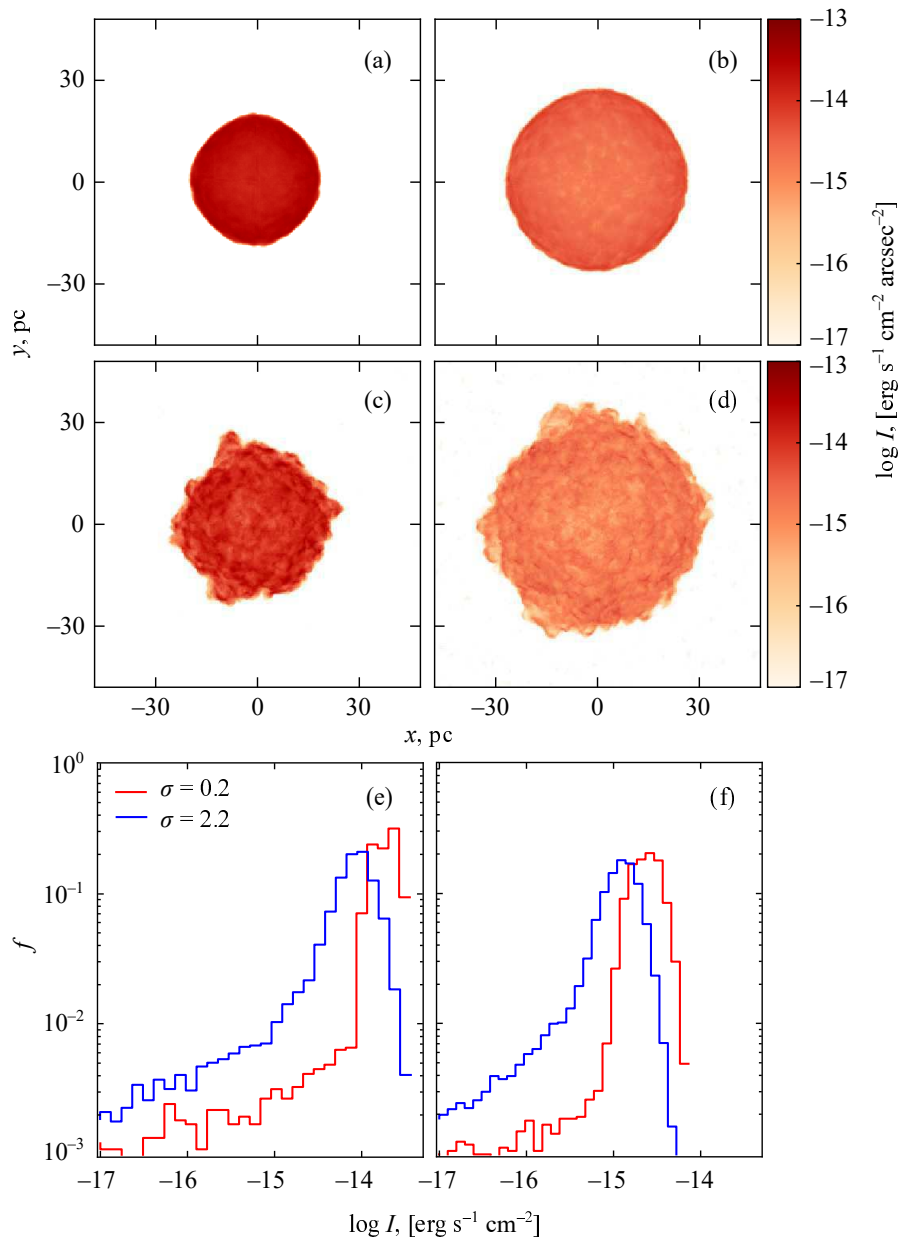


Рис. 3. Карты поверхностной яркости в ИК-диапазоне от межзвездной пыли в оболочке сверхновой, расширяющегося в неоднородной среде с дисперсией плотности $\sigma = 0.2$ (a, b), $\sigma = 2.2$ (c, d), и соответствующие распределения поверхностной ИК-яркости (e, f) для карт, показанных выше, в моменты времени 20 тысяч (a, c) и 50 тысяч лет (b, d).

остатке с возрастом 20 и 50 тысяч лет, расширяющегося в среде с небольшими ($\sigma = 0.2$) и сильными ($\sigma = 2.2$) флуктуациями плотности. Следует отметить, что поверхностная яркость распределена почти однородно, что ожидаемо, поскольку пыль в остатке сосредоточена в толстой оболочке без каких-либо заметных флуктуаций (рис. 1). Можно заметить, что поверхностная яркость остатка падает со временем и с увеличением степени неоднородности среды (см. рис. 3d, e, f). Первое связано с охлаждением газа, второе — с большей долей

плотных и холодных областей (фрагментов), которые УВ от СН не в состоянии разрушить и нагреть.

На рис. 4 представлена эволюция полной (в интервале длин волн 1–1000 мкм) ИК-светимости остатка СН, эволюционирующего в среде с различным уровнем неоднородности, то есть дисперсии плотности σ . На рис. 4b показаны вклады в полную ИК-светимость пыли в диапазонах 1–30 мкм (штриховые линии) и 30–1000 мкм (штрихпунктирные линии) в остатке СН. Видно, что светимость в длинноволновом интервале доминирует в течение рассматриваемого периода эволюции. В

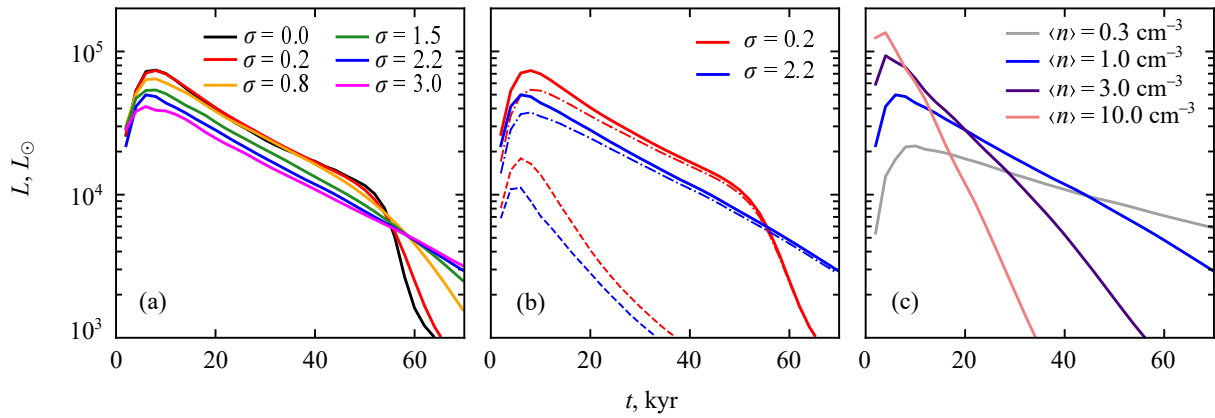


Рис. 4. Эволюция полной ИК-светимости пыли (в L_{\odot}) в остатке, расширяющемся в неоднородной среде при различных значениях дисперсии плотности σ , средней плотностью $\langle n \rangle = 1 \text{ cm}^{-3}$ (а). Вклады в полную ИК-светимости пыли в диапазонах 1–30 мкм (штриховые линии) и 30–1000 мкм (штрихпунктирные линии) в остатке, расширяющемся в среде с $\sigma = 0.2; 2.2$ и $\langle n \rangle = 1 \text{ cm}^{-3}$ (б). Сплошными линиями показана полная ИК-светимость. Зависимость ИК-светимости для различных значений плотности фонового газа $\langle n \rangle$ с дисперсией $\sigma = 2.2$ (с).

первые несколько тысяч лет нагретая межзвездная пыль, попадающая за фронт УВ, эффективно нагревается и разрушается, поскольку температура газа за фронтом составляет десятки миллионов градусов. Масса нагретой пыли быстро растет вплоть до наступления адиабатической фазы, после чего темп поступления межзвездной пыли сокращается. Примерно к этому времени ИК-светимость остатка достигает максимума: $L \sim (4-8) \times 10^4 L_{\odot}$. Далее эта величина снижается благодаря уменьшению температуры газа и к возрасту остатка порядка 50 тысяч лет достигает $L \sim 10^4 L_{\odot}$. В газе с $T \lesssim 10^5 \text{ K}$ эффективность нагрева пылевых частиц существенно падает, и поэтому ИК-светимость остатка катастрофически уменьшается ниже $10^3 L_{\odot}$ после того, как большая часть массы оболочки СН окажется холоднее 10^5 K . Для остатка, расширяющегося в слабо неоднородной среде с $\sigma \lesssim 0.2$, тепловые фазы оболочки явно выражены во времени: $T \gtrsim 10^6 \text{ K}$ — до 40 тысяч лет, то есть до начала радиационной фазы, $T \sim 10^5-10^6 \text{ K}$ — в пределах 40–60 тысяч лет, $T \lesssim 10^5 \text{ K}$ — после 60 тысяч лет. На рис. 5 ясно видно, что основной вклад в ИК-светимость в случае эволюции в среде с $\sigma = 0.2$ дает пыль, ассоциированная с $T \gtrsim 10^6 \text{ K}$, вплоть до возраста остатка около 45 тысяч лет. Затем доминирует пыль в газе с температурой $T \sim 10^5-10^6 \text{ K}$, излучение от которой после 60 тысяч лет быстро уменьшается (рис. 5б). Пыль в более холодном газе нагревается незначительно, и ее вклад в суммарную светимость незначителен (рис. 5с).

При эволюции в более неоднородной среде различные тепловые фазы газа, с которыми ассоциирована пыль, можно обнаружить внутри остатка

почти в любой момент времени после первых нескольких тысяч лет. Это связано с тем, что УВ проникает в области с меньшей плотностью с большей скоростью и, наоборот, тормозится в плотных облаках (Kogolev et al., 2015; Slavin et al., 2017; Wang et al., 2018). По этой причине при расширении в неоднородных средах внутри остатка значительно дольше сохраняется газ с $T \gtrsim 10^5 \text{ K}$. В сильно неоднородных средах с $\sigma \gtrsim 2.2$ ИК-светимость остатка убывает с постоянным темпом в течение всего рассматриваемого периода эволюции (рис. 4) и к возрасту порядка 70 тысяч лет оказывается на уровне около $3 \times 10^3 L_{\odot}$, что почти на порядок выше, чем в случае эволюции в слабо неоднородной среде. На рис. 5а можно заметить, что подобным образом ведет себя ИК-светимость пыли, находящейся в горячем газе ($T \gtrsim 10^6 \text{ K}$). Вклад от пыли, находящейся в теплом газе ($T \sim 10^5-10^6 \text{ K}$), остается почти на одном уровне после 10 тысяч лет, который после 60 тысяч лет оказывается доминирующим (рис. 5б). Рост средней плотности среды, в которой расширяется остаток СН, приводит к увеличению значения максимальной ИК-светимости, более раннему его достижению и существенно более быстрому падению со временем (рис. 4б). Таким образом, ИК-светимость заметно зависит от степени неоднородности и среднего значения плотности газа, в котором расширяется остаток СН.

Помимо остывания газа на снижение ИК-светимости влияет тепловое и кинетическое испарение пылевых частиц при столкновениях с протонами в горячем газе. Разрушению более подвержены частицы меньшего размера: характерное время жизни частиц размером менее 100 \AA в газе

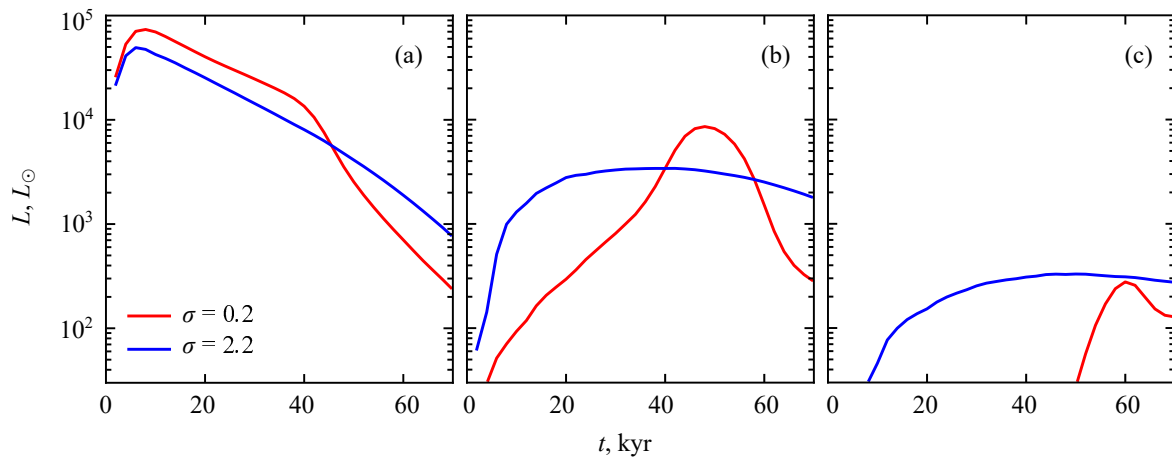


Рис. 5. ИК-светимость пыли, находящейся в газе с $T > 10^6$ К (а), $10^5 < T < 10^6$ К (б) и $10^4 < T < 10^5$ К (в) в остатке СН, расширяющемся в неоднородной среде с дисперсией плотности газа $\sigma = 0.2$ (красная сплошная линия) и $\sigma = 2.2$ (синяя сплошная линия). Средняя плотность газа $\langle n \rangle = 1 \text{ cm}^{-3}$.

с $T \gtrsim 10^6$ К и плотностью $\langle n \rangle \sim 0.1 \text{ cm}^{-3}$ не превышает нескольких десятков тысяч лет (Draine and Salpeter, 1979a). Таким образом, в оболочке СН к наступлению радиационной фазы значительная часть мелкой пыли окажется разрушенной (см. рис. 5 и 9 в работе Dedikov and Vasiliev, 2025). В первые несколько тысяч лет эволюции остатка СН его ИК-светимость растет благодаря нагреву пылевых частиц малых размеров ($a \lesssim 100 \text{ \AA}$). Максимальное значение ИК-светимости остатка СН, достигаемое к этому возрасту, определяется эмиссией пыли в спектральной полосе с центром 40 мкм (рис. 6b), хотя доля коротковолнового излучения, приходящего в полосе 24 мкм, составляет до 20–30% от суммарной ИК-эмиссии остатка в эпоху 5–15 тысяч лет (рис. 6a). Постепенно эти частицы разрушаются и основная роль переходит к более крупным частицам: $a \sim 200\text{--}1000 \text{ \AA}$ (рис. 2). Хотя пылинки меньших размеров продолжают поступать за фронт УВ благодаря расширению остатка, их эффективность нагрева падает, и они уже не дают заметного вклада в суммарную светимость. В течение периода от 20 тысяч лет и почти до 60 тысяч лет основная часть излучения приходит в полосе 70 мкм (рис. 6c). Только на поздних этапах эволюции, после 60 тысяч лет, значительный вклад в пылевую эмиссию приходит в полосе 160 мкм (рис. 6d). Излучение в наиболее длинноволновой полосе (250 мкм) оказывается незначительным в течение всего рассматриваемого здесь периода эволюции остатка СН (рис. 6e). Поэтому полоса 70 мкм может считаться наиболее оптимальной для отслеживания эволюции эмиссионных свойств пыли в остатке СН. В окрестности этой длины волны находятся важные индикаторы теплового состояния газа в оболочке СН — линии кислорода и азота: [O III] 52 мкм, [N III] 57 мкм, [O I] 63 мкм,

[O III] 88 мкм. В частности, для последней ниже рассмотрена зависимость ее светимости от свойств окружающей среды, где расширяется остаток СН, и отношение ее светимости к пылевому континууму под линией.

Измерения пылевой ИК-эмиссии в полосах 70 мкм и 160 мкм от остатков G304.6 (квадрат, Lee et al., 2011), 3C 397 (ромб, Koo et al., 2016), G34.7 (треугольник, Koo et al., 2016) оказываются близки к рассчитанным значениям в моделях (рис. 6). Заметим, что среди нескольких десятков наблюдений остатков СН в ИК-диапазоне (Pinheiro Gonçalves et al., 2011; Chawner et al., 2020, и др.) у большинства отсутствуют оценки возраста либо нет измерений в необходимых полосах. Обратим внимание на то, что для значительного числа молодых (1–2 тысячи лет) остатков СН возраст определен точнее (например, Koo et al., 2016; Chawner et al., 2020), следовательно, эти данные можно было бы сравнивать с представленными моделями. Однако, во-первых, при столь небольшом возрасте излучение от произведенной пыли в остатке может быть еще существенным, а в рассматриваемой модели отсутствует динамика инжектированной пыли. На поздних временах масса нагретой межзвездной пыли значительно превышает массу произведенной в остатке. Во-вторых, в молодых остатках пыль, по-видимому, достаточно горячая (например, Koo et al., 2016; Priestley et al., 2022) и излучает преимущественно в коротковолновом диапазоне. Поэтому интерпретация наблюдений молодых остатков требует проведения отдельных численных расчетов, в частности, с учетом эволюции инжектированных пылевых частиц и более высоким пространственным разрешением.

Распределение ИК-светимости по остатку СН почти плоское (рис. 3), небольшие флуктуации возникают из-за неоднородностей среды, по которой

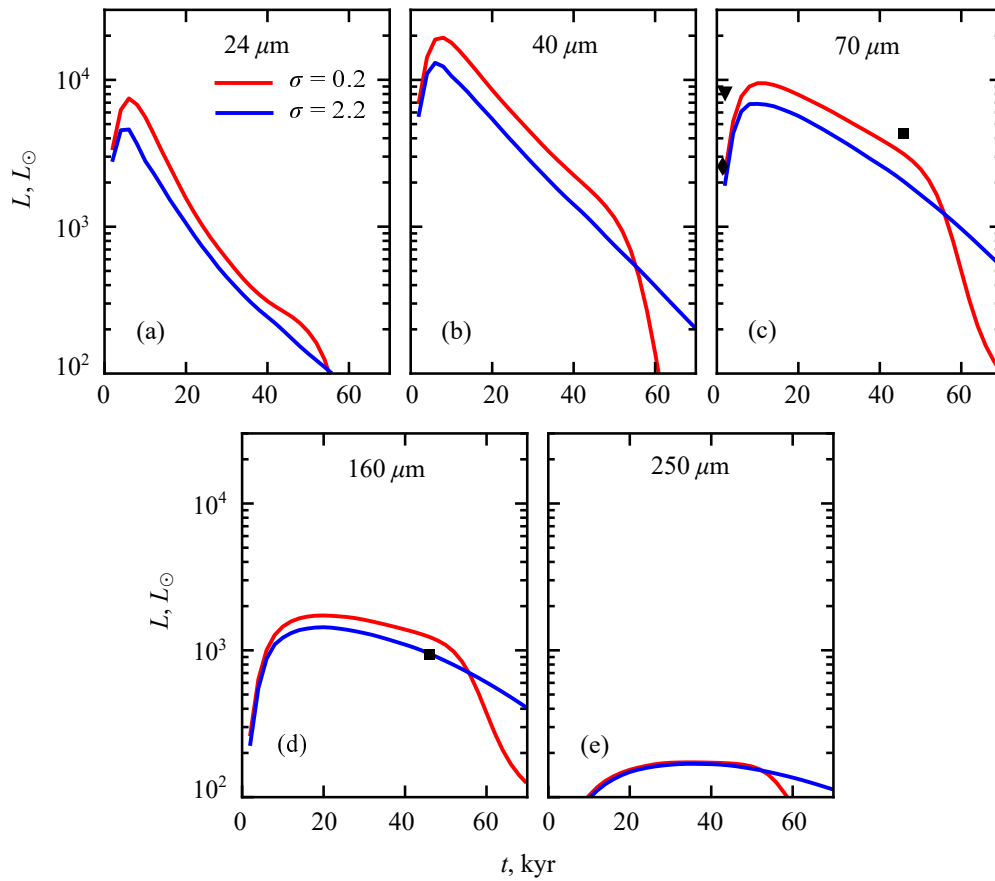


Рис. 6. Эволюция светимости пыли в спектральных полосах: 24 мкм (а), 40 мкм (b), 70 мкм (с), 160 мкм (d), 250 мкм (е) для остатка СН, расширяющегося в неоднородной среде с дисперсией плотности газа $\sigma = 0.2$ (красная сплошная линия) и $\sigma = 2.2$ (синяя сплошная линия). Ширина полосы $\Delta\lambda = \lambda/3$. Символами показаны наблюдения нескольких остатков СН: G304.6 (квадрат, Lee et al., 2011), 3C 397 (ромб, Koo et al., 2016), G34.7 (треугольник, Koo et al., 2016).

распространяется оболочка. Подобным образом должно вести себя распределение поверхностной ИК-яркости остатка СН в спектральных полосах. На цветовых диаграммах (рис. 7) для отношения значений поверхностной яркости в полосах I_{24}/I_{70} от I_{70}/I_{160} (нижний индекс — центральная длина волны полосы) видно, что при эволюции в более неоднородной среде увеличивается разброс значений. Особенно это хорошо заметно для молодого остатка на адиабатической фазе расширения (рис. 7а, средняя область со светлыми и темными символами). Для более старого остатка (рис. 7b) средние значения уменьшаются, дисперсия отношений незначительно возрастает. С увеличением возраста остатка светимости в коротковолновых полосах падают сильнее и область значений заметно смещается на диаграмме. Эта разница в распределении значений на цветовой диаграмме может свидетельствовать о степени неоднородности среды, в которой эволюционирует остаток.

Смещение полосы длин волн, на которую приходится основной вклад в ИК-эмиссию остатка, свидетельствует об изменении температуры пыли.

Используя спектральные распределения, подобные приведенному на рис. 2, для каждого момента времени получим эволюцию средней температуры пыли в остатке СН. На рис. 8 показана зависимость этой величины для значений дисперсии плотности $\sigma = 0.2$ и $\sigma = 2.2$, соответствующих слабо и сильно неоднородным средам (рис. 8а), и нескольких значений средней плотности среды $\langle n \rangle$ для $\sigma = 2.2$ (рис. 8b). Плоские участки на кривых появляются из-за относительно низкого разрешения рассчитываемых спектров (см., например, рис. 2) и медленного смещения максимума в спектре при эволюции остатка. Во-первых, можно видеть, что температура пыли падает от $T_d \sim 70$ К в первые 10 тысяч лет до $T_d \lesssim 30$ К к возрасту 60 тысяч лет. Эти значения оказываются заметно более высокими, чем характерная температура пыли порядка 20 К в среде, не подверженной влиянию УВ от СН. Во-вторых, разница между моделями с $\sigma = 0.2$ и $\sigma = 2.2$ на протяжении эволюции оказывается незначительной и составляет около 5 К (рис. 8а), что вряд ли может использоваться в определении уровня неоднородности среды, в

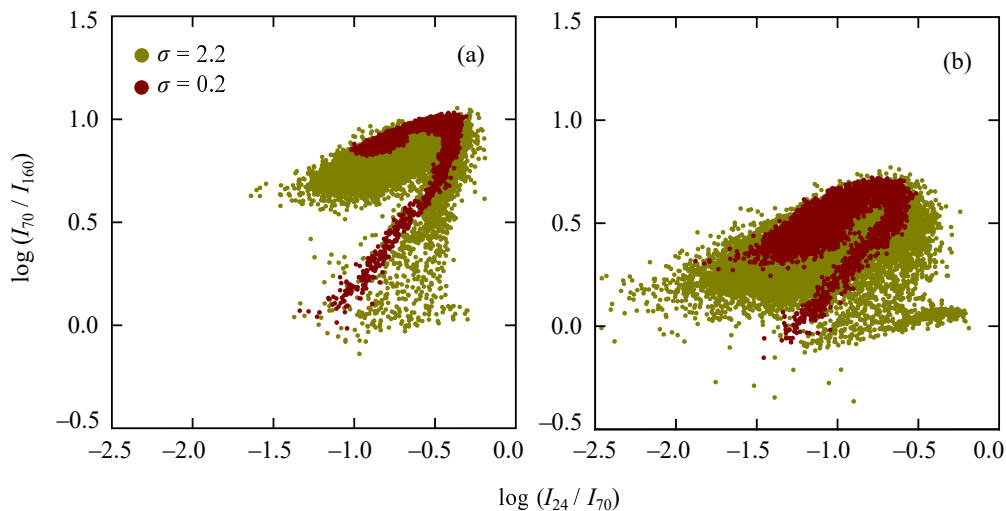


Рис. 7. Отношение значений поверхностной яркости в полосах для распределения ИК-светимости пыли в оболочке сверхновой, расширяющейся в неоднородной среде с дисперсией плотности $\sigma = 0.2$ (темные символы), $\sigma = 2.2$ (светлые символы), в моменты времени 20 тысяч лет (а) и 50 тысяч лет (б).

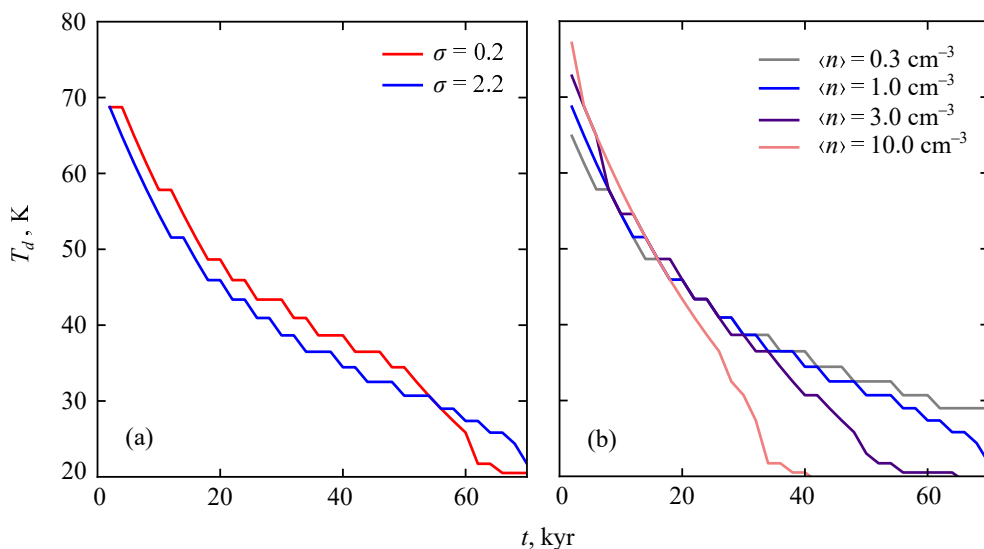


Рис. 8. Температура пыли, определенная по максимуму спектра ИК-излучения от остатка СН, расширяющегося в неоднородной среде с дисперсией $\sigma = 0.2$ и $\sigma = 2.2$ (красная и синяя сплошные линии соответственно) в случае средней плотности газа $\langle n \rangle = 1 \text{ cm}^{-3}$ (а) и при $\sigma = 2.2$ для нескольких значений $\langle n \rangle$: 0.3, 1, 3, 10 cm^{-3} (б).

которой развивается остаток СН. Далее, на поздних этапах эволюции можно заметить зависимость температуры пыли от внешней средней плотности среды (рис. 8б). Для $\langle n \rangle \sim 10 \text{ cm}^{-3}$ величина T_d в остатке с возрастом около 40 тысяч лет падает почти в два раза по сравнению со значением для 1 cm^{-3} и оказывается близкой к фоновой, равной $T_d \sim 20 \text{ K}$. Уменьшение средней плотности среды смещает достижение фонового значения на более позднее время.

После начала радиационного охлаждения в массивной оболочке остатка СН на фоне пылевого континуума появляются сильные линии ионов

металлов. На рис. 9 показана эволюция отношения величин светимости в линиях [O III] 88 мкм, [S II] 158 мкм, [N II] 205 мкм и в континууме под линией в полосе шириной 8 ГГц в зависимости от суммарной светимости пыли в дальнем ИК-диапазоне (100–1000 мкм). Как упоминалось выше, начало радиационной фазы зависит от дисперсии плотности σ в окружающем газе. Поэтому в слабо неоднородной среде ($\sigma = 0.2$) линии становятся достаточно сильными (светимость в линии превышает лежащий под ней континуум) только в оболочках СН с возрастом старше 50 тысяч лет. С увеличением дисперсии плотности

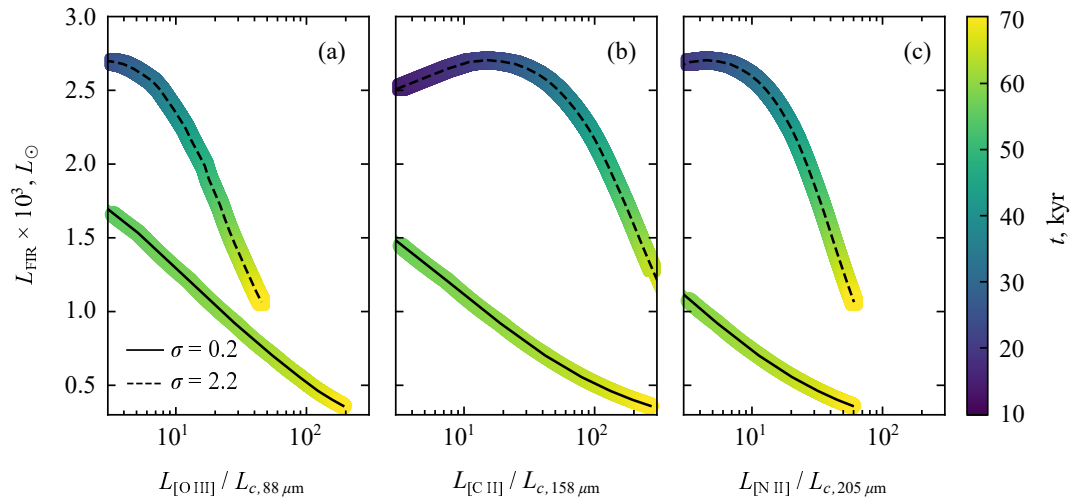


Рис. 9. Зависимость отношения светимости в различных спектральных линиях L_i к светимости непрерывного спектра излучения пыли под линией в полосе шириной 8 ГГц $L_{c,i}$ от светимости в дальнем ИК-диапазоне L_{FIR} ($\lambda = 100\text{--}1000$ мкм). Цветом показан возраст остатка в тысячах лет. Сплошная линия — значения для остатка, эволюционирующего в среде с дисперсией плотности газа $\sigma = 0.2$, штриховая — $\sigma = 2.2$. Средняя плотность газа $\langle n \rangle = 1 \text{ см}^{-3}$.

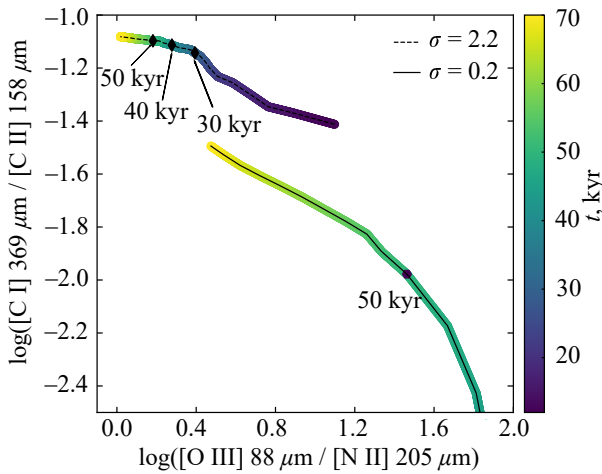


Рис. 10. Отношения светимости в спектральных линиях. Цветом показан возраст остатка в тысячах лет. Сплошная линия — значения для остатка, расширяющегося в среде с дисперсией плотности газа $\sigma = 0.2$, пунктирная — с дисперсией $\sigma = 2.2$. Средняя плотность газа $\langle n \rangle = 1 \text{ см}^{-3}$. Символами отмечены различные моменты времени.

в среде радиационная фаза наступает раньше: для $\sigma = 2.2$ сильные линии металлов появляются уже в оболочке с возрастом около 30 тысяч лет. Значительная часть излучения в линиях приходит от неразрушенных фрагментов за фронтом УВ. На рис. 9 эволюционные диаграммы для двух значений σ заметно отличаются, следовательно, их можно использовать для определения свойств среды, в которой расширяется остаток СН.

Линии металлов и их отношения могут служить для определения характеристик среды, в которой расширяется остаток. На рис. 10 ясно видно, что

области значений отношения величин светимости в линиях существенно отличаются для остатков, эволюционирующих в слабо и сильно неоднородном газе. Для промежуточных значений дисперсии плотности газа эволюционные треки лежат между линиями, представленными на диаграмме.

4. ОБСУЖДЕНИЕ

ИК-эмиссия остатков СН с возрастом более нескольких тысяч лет, по-видимому, определяется свойствами нагретой пыли, причем в период 10–40 тысяч лет часть пыли разрушается. Так, согласно расчетам Dedikov and Vasiliev (2025), масса пыли в оболочке составляет 2–20 M_{\odot} в зависимости от дисперсии плотности газа в среде с логнормальным распределением и средним значением $\langle n \rangle \sim 1 \text{ см}^{-3}$. К концу этого периода в остатке СН разрушается почти 10 M_{\odot} межзвездной пыли. Стоит отметить, что в более неоднородной среде масса внутри остатка оказывается выше, поскольку ударный фронт охватывает плотные слабо разрушенные фрагменты, внутри которых пыль не подвержена разрушению за счет испарения. Очевидно, рост плотности газа ведет к увеличению массы нагретой пыли.

Согласно оценкам Chawner et al. (2020) масса пыли в некоторых остатках СН составляет десятки и сотни масс Солнца (см. таблицу 3 в работе Chawner et al., 2020). По результатам обзора IRAS (Arendt, 1989; Saken et al., 1992) для объектов G43.3–0.2 и G349.7+0.2 были получены еще большие значения массы пыли. Вариация температуры пыли значительно понижает эти величины, но они все равно остаются высокими. Такие значения

объяснить можно только в предположении, что это межзвездная пыль, нагретая расширяющейся оболочкой СН. Причем при эволюции остатка в более плотной и неоднородной среде масса пыли возрастает. В частности, даже для остатка СН с возрастом около 20 тысяч лет, расширяющегося в среде с логнормальным распределением плотности газа с $\langle n \rangle \sim 10 \text{ см}^{-3}$ и $\sigma = 2.2$, масса нагретой пыли возрастет примерно в два раза, то есть можно ожидать, что в более плотной среде с $\langle n \rangle \sim 10 \text{ см}^{-3}$ масса пыли достигнет 20–25 M_{\odot} , что сравнимо с оценками Chawner et al. (2020, см. таблицу 3). В течение последующей эволюции, благодаря торможению оболочки СН в плотной среде, масса пыли возрастает до насыщения на уровне 40–45 M_{\odot} . Видимо, несоответствие между оценками массы пыли, полученными для некоторых остатков СН, и значениями, следующими из численных моделей, связано с сильной чувствительностью наблюдаемых величин к небольшим вариациям температуры пыли и существенному вкладу межзвездной пыли фона.

Проблема баланса между производством и разрушением пыли в межзвездной среде остается нерешенной и достаточно острой (например, Draine, 2009; Mattsson, 2021; Kirchsclager et al., 2022; P  roux et al., 2023). Исследование ИК-эмиссии в остатках СН с возрастом старше 10–20 тысяч лет позволит пролить свет на эффективность разрушения пыли в средах с различными физическими условиями. Некоторые результаты в этом направлении получены с помощью космических телескопов IRAS (Arendt, 1989; Saken et al., 1992), ISO (Millard et al., 2021), AKARI (Ita et al., 2008; Kato et al., 2012), Spitzer (Pinheiro Goncalves et al., 2011; Seok et al., 2013; Matsuura et al., 2022) и Herschel (Chawner et al., 2019, 2020). Однако число исследованных поздних остатков СН остается небольшим. Поэтому желательно, чтобы планируемые проекты в дальнем ИК-диапазоне более детально исследовали подобные объекты.

Поверхностная яркость остатка СН в континууме в полосе 8 ГГц на частоте 2 ТГц ($\lambda \simeq 158 \text{ мкм}$) оказывается для возраста от примерно 20 тысяч до 60 тысяч лет на уровне в среднем около 10 МЯн ср^{-1} . В этот период поток в линии [С II] 158 мкм существенно зависит от дисперсии плотности в неоднородной среде (рис. 9 и 10). Это связано с динамикой расширения остатка, охлаждением оболочки, огибанием плотных газопылевых фрагментов и заключением их в пределы остатка (рис. 1d–e). Светимость в линии [С II] 158 мкм быстро растет после начала охлаждения оболочки и прекращения эффективного разрушения фрагментов, превышая континуум примерно в 100 раз и более (рис. 9), и затем остается на этом уровне.

Так, для $\sigma \sim 0.2$ светимость возрастает до таких высоких значений для остатка с возрастом около 60 тысяч лет и старше, а для $\sigma \sim 2.2$ — уже с 40 тысяч лет. Интенсивность этой линии после насыщения достигает около $2 \times 10^{-16} \text{ Вт м}^{-2} \text{ ср}^{-1}$. Похожая картина наблюдается для других ИК-линий, например [О III] 88 мкм или [N II] 205 мкм, и лежащего под ними пылевого континуума, хотя превышение светимости в этих линиях над континуумом ниже, чем для [С II] 158 мкм, и достигает всего 10–50 раз (рис. 9). Полученные значения ИК-интенсивностей в континууме и линиях вполне достижимы при изучении остатков в Галактике и Магеллановых Облаках на спектрографе высокого разрешения в рамках планируемого космического проекта «Миллиметрон» (Kardashev et al., 2014; Novikov et al., 2021). Для приведенного выше значения яркости остатка в континууме отношения $S/N \sim 3$ предполагается достигнуть за время наблюдений около 1 часа при ширине канала 1 МГц. Таким образом, детектирование ИК-линий может служить достаточно хорошим индикатором уровня неоднородности среды, в которой расширяется остаток. Стоит отметить, что при угловом разрешении спектрографа порядка дифракционного предела для длины волны 158 мкм $\lambda/D \sim 1.5 \times 10^{-5}$ пространственный масштаб на расстояниях не более 10 кпк будет меньше 0.15 пк, что лучше, чем размер численной ячейки в расчетах. На таких масштабах может не выполняться предположение о малости пространственных флуктуаций поверхностной яркости. Излучение от столь малых участков остатка вряд ли отражает свойства остатка в целом. Поэтому представляется более оптимальным исследование остатков в Магеллановых Облаках.

Ширина линий определяется дисперсией скоростей в оболочке СН, точнее, скоростью расширения оболочки СН (см. пример для оптических линий в Vasiliev et al., 2015; Vasiliev and Shchekinov, 2024b), которая заметно превышает тепловое уширение. Линии [С II] 158 мкм и [N II] 205 мкм возникают в столкновительно охлаждающемся газе с $T \lesssim 2 \times 10^4 \text{ К}$ и остаются яркими вплоть до 200–300 К, что соответствует тепловым скоростям 1–10 км с^{-1} . Газ в остатке СН имеет такие значения температуры в плотной оболочке, а также внутри выживших плотных фрагментов при расширении остатка в неоднородной среде с $\sigma \gtrsim 0.8$. В свою очередь, линия [О III] 88 мкм соответствует более горячему газу с $T \sim (2–20) \times 10^4 \text{ К}$, который располагается позади плотной оболочки (рис. 1a,d). Тепловые скорости газа в этой области остатка составляют 10–30 км с^{-1} . Средняя (взвешенная по массе газа) скорость расширения остатка с возрастом старше 40 тысяч лет меняется

незначительно, однако зависит от дисперсии плотности σ и составляет: $60\text{--}70 \text{ км с}^{-1}$ для $\sigma \sim 0.2$ и около 30 км с^{-1} для $\sigma \sim 2.2$. Как видно, эти значения заметно выше тепловой скорости в плотной оболочке и фрагментах, но сравнимы с величинами в газе позади оболочки.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе рассмотрена эволюция инфракрасной светимости остатка СН, расширяющегося в неоднородной межзвездной среде с дисперсией плотности σ . Светимость остатка определяется вкладом от нагретых пыли, излучающей в континууме, и газа, охлаждающегося в линиях ионов и атомов металлов. Расчет эмиссионных свойств пыли и газа основан на трехмерном моделировании динамики остатка СН в неоднородной среде (Dedikov and Vasiliev, 2025). В результате получено следующее:

- масса нагретой межзвездной пыли быстро возрастает в течение первых нескольких тысяч лет после вспышки СН и полная ИК-светимость (в интервале $\lambda = 1\text{--}1000 \text{ мкм}$) пыли достигает максимума $L_{\text{IR}} \sim (4\text{--}8) \times 10^4 L_{\odot}$ и затем уменьшается с возрастом остатка из-за разрушения частиц в горячем газе и падения их эмиссионной способности в охлаждающемся газе оболочки;
- с ростом неоднородности среды УВ проникает преимущественно между фрагментами в области меньшей плотности, поэтому ИК-светимость падает, несмотря на почти постоянную массу пыли, находящейся в горячем газе до начала радиационной фазы в большей части оболочки (около 40 тысяч лет для средней плотности газа $\langle n \rangle \sim 1 \text{ см}^{-3}$);
- после охлаждения газа в остатке ниже 10^5 К падение ИК-светимости пыли ускоряется, как, например, для остатка старше 60 тысяч лет, расширяющегося в слабо неоднородной среде $\sigma \lesssim 0.8$ для средней плотности газа $\langle n \rangle \sim 1 \text{ см}^{-3}$; при эволюции в более неоднородной среде с $\sigma \gtrsim 1.5$ доля горячего газа сохраняется дольше, поэтому темп падения ИК-светимости остатка не меняется на протяжении рассматриваемого здесь периода эволюции;
- максимум ИК-светимости достигается при возрасте остатка СН около 10 тысяч лет в полосе с центральной длиной волны 40 мкм и после 20–30 тысяч лет смещается в более длинноволновый диапазон с 70 мкм (где располагается следующие 40–50 тысяч лет), по-видимому, являющийся оптимальным для исследования поздних остатков;
- на цветовых диаграммах « $I_{24}/I_{70}\text{--}I_{70}/I_{160}$ » (нижние индексы — центральные длины волн полос в мкм) разброс значений больше при эволюции в более неоднородной среде; также с увеличением возраста остатков светимости в коротковолновых полосах падают сильнее и область значений заметно смещается на диаграмме;
- температура пыли изменяется от почти 70 К до около 20 К в процессе эволюции и ее значение слабо зависит от уровня неоднородности среды, однако для остатков с возрастом более 40 тысяч лет температура пыли быстро уменьшается с ростом средней плотности среды;
- после начала радиационного охлаждения в массивной оболочке остатка СН на фоне пылевого континуума появляются сильные линии ионов металлов, в частности [O III] 88 мкм, [C II] 158 мкм, [N II] 205 мкм и [C I] 369 мкм, их светимость быстро растет и после насыщения превышает светимость пыли в континууме под линией приблизительно в $10\text{--}10^3$ раз; момент достижения максимального значения светимости в линиях существенно зависит от неоднородности среды; их соотношения между собой и относительно эмиссии пыли позволяют оценить степень неоднородности среды, в которой расширяется остаток.

В заключение еще раз стоит отметить, что исследование ИК-эмиссии от остатков СН с возрастом старше 10 тысяч лет важно для оценки эффективности разрушения межзвездной пыли ударными волнами от СН и, следовательно, для понимания общего бюджета пыли в галактиках

БЛАГОДАРНОСТИ

Авторы выражают благодарность Ю. А. Шекинову за ценные замечания и обсуждения, Д. И. Новикову, С. В. Пилипенко и И. В. Третьякову за обсуждения, И. С. Хрыкину за помощь.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Численное моделирование эмиссии оболочек проводилось при поддержке Российского научного фонда (грант № 23-22-00266).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. R. G. Arendt, *Astrophys. J. Suppl.* **70**, 181 (1989). DOI:10.1086/191337
2. M. J. Baines, I. P. Williams, and A. S. Asebiomo, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **130**, 63 (1965). DOI:10.1093/mnras/130.1.63
3. M. J. Barlow, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **183**, 367 (1978). DOI:10.1093/mnras/183.3.367
4. M. J. Barlow, O. Krause, B. M. Swinyard, et al., *Astron. and Astrophys.* **518**, id. L138 (2010). DOI:10.1051/0004-6361/201014585
5. M. Bocchio, A. P. Jones, and J. D. Slavin, *Astron. and Astrophys.* **570**, id. A32 (2014). DOI:10.1051/0004-6361/201424368
6. M. Bocchio, S. Marassi, R. Schneider, et al., *Astron. and Astrophys.* **587**, id. A157 (2016). DOI:10.1051/0004-6361/201527432
7. K. J. Borkowski and E. Dwek, *Astrophys. J.* **454**, 254 (1995). DOI:10.1086/176480
8. H. Chawner, H. L. Gomez, M. Matsuura, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **493** (2), 2706 (2020). DOI:10.1093/mnras/staa221
9. H. Chawner, K. Marsh, M. Matsuura, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **483** (1), 70 (2019). DOI:10.1093/mnras/sty2942
10. L. R. Corrales, J. García, J. Wilms, and F. Baganoff, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **458** (2), 1345 (2016). DOI:10.1093/mnras/stw376
11. I. De Looze, M. J. Barlow, R. Bandiera, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **488** (1), 164 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz1533
12. I. De Looze, M. J. Barlow, B. M. Swinyard, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **465** (3), 3309 (2017). DOI:10.1093/mnras/stw2837
13. S. Y. Dedikov and E. O. Vasiliev, *New Astronomy* **114**, id. 102293 (2025). DOI:10.1016/j.newast.2024.102293
14. B. T. Draine, *ASP Conf. Ser.* **414**, 453 (2009).
15. B. T. Draine and N. Anderson, *Astrophys. J.* **292**, 494 (1985). DOI:10.1086/163181
16. B. T. Draine and H. M. Lee, *Astrophys. J.* **285**, 89 (1984). DOI:10.1086/162480
17. B. T. Draine and A. Li, *Astrophys. J.* **657** (2), 810 (2007). DOI:10.1086/511055
18. B. T. Draine and E. E. Salpeter, *Astrophys. J.* **231**, 438 (1979a). DOI:10.1086/157206
19. B. T. Draine and E. E. Salpeter, *Astrophys. J.* **231**, 77 (1979b). DOI:10.1086/157165
20. S. A. Drozdov, *Astrophysics* **64** (1), 126 (2021). DOI:10.1007/s10511-021-09674-3
21. E. Dwek, *Astrophys. J.* **322**, 812 (1987). DOI:10.1086/165774
22. E. Dwek and R. G. Arendt, *Annual Rev. Astron. Astrophys.* **30**, 11 (1992). DOI:10.1146/annurev.aa.30.090192.000303
23. E. Dwek, R. Petre, A. Szymkowiak, and W. L. Rice, *Astrophys. J.* **320**, L27 (1987). DOI:10.1086/184971
24. P. S. Epstein, *Physical Review* **23** (6), 710 (1924). DOI:10.1103/PhysRev.23.710
25. F. Galliano, *Habilitation Thesis* (Université Paris-Saclay, 2022). DOI:10.48550/arXiv.2202.01868
26. H. L. Gomez, O. Krause, M. J. Barlow, et al., *Astrophys. J.* **760** (1), article id. 96 (2012). DOI:10.1088/0004-637X/760/1/96
27. H. J. Habing, *Bull. Astron. Inst. Netherlands* **19**, 421 (1968).
28. H. Hirashita and H. Yan, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **394** (2), 1061 (2009). DOI:10.1111/j.1365-2966.2009.14405.x
29. Y. Ita, T. Onaka, D. Kato, et al., *Publ. Astron. Soc. Japan* **60**, S435 (2008). DOI:10.1093/pasj/60.sp2.S435
30. A. P. Jones, A. G. G. M. Tielens, and D. J. Hollenbach, *Astrophys. J.* **469**, 740 (1996). DOI:10.1086/177823
31. N. S. Kardashev, I. D. Novikov, V. N. Lukash, et al., *Physics-Uspekhi* **57** (12), article id. 1199–1228 (2014). DOI:10.3367/UFNe.0184.201412c.1319
32. D. Kato, Y. Ita, T. Onaka, et al., *Astron. J.* **144** (6), article id. 179 (2012). DOI:10.1088/0004-6256/144/6/179
33. F. Kirchschrager, L. Mattsson, and F. A. Gent, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **509** (3), 3218 (2022). DOI:10.1093/mnras/stab3059
34. B.-C. Koo, J.-J. Lee, I.-G. Jeong, et al., *Astrophys. J.* **821** (1), article id. 20 (2016). DOI:10.3847/0004-637X/821/1/20
35. V. V. Korolev, E. O. Vasiliev, I. G. Kovalenko, and Y. A. Shchekinov, *Astronomy Reports* **59** (7), 690 (2015). DOI:10.1134/S1063772915070057
36. A. Laor and B. T. Draine, *Astrophys. J.* **402**, 441 (1993). DOI:10.1086/172149
37. H.-G. Lee, D.-S. Moon, B.-C. Koo, et al., *Astrophys. J.* **740** (1), article id. 31 (2011). DOI:10.1088/0004-637X/740/1/31
38. G. M. Lewis and P. H. Austin, in *Proc. 11th Conference on Atmospheric Radiation, Ogden, USA, 2002*, Ed. by G. Smith and J. Brodie (AMS Conf. Ser., Boston, 2002), pp. 123–126 (online at <https://ams.confex.com/ams/pdfpapers/42772.pdf>)
39. S. Martínez-González, R. Wünsch, S. Silich, et al., *Astrophys. J.* **887** (2), article id. 198 (2019). DOI:10.3847/1538-4357/ab571b
40. J. S. Mathis, W. Rumpl, and K. H. Nordsieck, *Astrophys. J.* **217**, 425 (1977). DOI:10.1086/155591
41. M. Matsuura, V. Ayley, H. Chawner, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **513** (1), 1154 (2022). DOI:10.1093/mnras/stac583
42. M. Matsuura, E. Dwek, M. J. Barlow, et al., *Astrophys. J.* **800** (1), article id. 50 (2015). DOI:10.1088/0004-637X/800/1/50
43. M. Matsuura, E. Dwek, M. Meixner, et al., *Science* **333** (6047), 1258 (2011). DOI:10.1126/science.1205983

44. L. Mattsson, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **414** (1), 781 (2011). DOI:10.1111/j.1365-2966.2011.18447.x
45. L. Mattsson, *Research Notes of the American Astronomical Society* **5** (12), 288 (2021). DOI:10.3847/2515-5172/ac460d
46. C. McKee, *Proc. IAU Symp.* No. 135, Ed. by L. J. Allamandola and A. G. G. M. Tielens (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1989), p. 431.
47. E. R. Micelotta, E. Dwek, and J. D. Slavin, *Astron. and Astrophys.* **590**, id. A65 (2016). DOI:10.1051/0004-6361/201527350
48. A. Mignone, M. Flock, and B. Vaidya, *Astrophys. J. Suppl.* **244** (2), article id. 38 (2019). DOI:10.3847/1538-4365/ab4356
49. D. Milisavljevic, T. Temim, I. De Looze, et al., *Astrophys. J.* **965** (2), id. L27 (2024). DOI:10.3847/2041-8213/ad324b
50. M. J. Millard, A. P. Ravi, J. Rho, and S. Park, *Astrophys. J. Suppl.* **257** (2), id. 36 (2021). DOI:10.3847/1538-4365/ac1d4a
51. E. R. Moseley, R. Teyssier, and B. T. Draine, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **518** (2), 2825 (2023). DOI:10.1093/mnras/stac3231
52. M. Niculescu-Duvaz, M. J. Barlow, A. Bevan, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **504** (2), 2133 (2021). DOI:10.1093/mnras/stab932
53. I. D. Novikov, S. F. Likhachev, Y. A. Shchekinov, et al., *Physics-Uspexhi* **64** (4), 386 (2021). DOI:10.3367/UFNe.2020.12.038898
54. T. Nozawa, T. Kozasa, H. Umeda, et al., *Astrophys. J.* **598** (2), 785 (2003). DOI:10.1086/379011
55. J. Ostriker and J. Silk, *Astrophys. J.* **184**, L113 (1973). DOI:10.1086/181301
56. C. Péroux, A. De Cia, and J. C. Howk, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **522** (4), 4852 (2023). DOI:10.1093/mnras/stad1235
57. D. Pinheiro Gonçalves, A. Noriega-Crespo, R. Paladini, et al., *Astron. J.* **142** (2), article id. 47 (2011). DOI:10.1088/0004-6256/142/2/47
58. F. D. Priestley, H. Chawner, M. J. Barlow, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **516** (2), 2314 (2022). DOI:10.1093/mnras/stac2408
59. J. Rho, T. Kozasa, W. T. Reach, et al., *Astrophys. J.* **673** (1), 271 (2008). DOI:10.1086/523835
60. J. M. Saken, R. A. Fesen, and J. M. Shull, *Astrophys. J. Suppl.* **81**, 715 (1992). DOI:10.1086/191703
61. K. M. Sandstrom, A. D. Bolatto, S. Stanimirović, et al., *Astrophys. J.* **696** (2), 2138 (2009). DOI:10.1088/0004-637X/696/2/2138
62. A. Sarangi and I. Cherchneff, *Astron. and Astrophys.* **575**, id. A95 (2015). DOI:10.1051/0004-6361/201424969
63. J. Y. Seok, B.-C. Koo, and H. Hirashita, *Astrophys. J.* **807** (1), article id. 100 (2015). DOI:10.1088/0004-637X/807/1/100
64. J. Y. Seok, B.-C. Koo, and T. Onaka, *Astrophys. J.* **779** (2), article id. 134 (2013). DOI:10.1088/0004-637X/779/2/134
65. J. D. Slavin, E. Dwek, M.-M. Mac Low, and A. S. Hill, *Astrophys. J.* **902** (2), id. 135 (2020). DOI:10.3847/1538-4357/abb5a4
66. J. D. Slavin, R. K. Smith, A. Foster, et al., *Astrophys. J.* **846** (1), article id. 77 (2017). DOI:10.3847/1538-4357/aa8552
67. A. Sluder, M. Milosavljević, and M. H. Montgomery, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **480** (4), 5580 (2018). DOI:10.1093/mnras/sty2060
68. R. K. Smith, L. G. Krzewina, D. P. Cox, et al., *Astrophys. J.* **473**, 864 (1996). DOI:10.1086/178198
69. S. Stanimirović, A. D. Bolatto, K. Sandstrom, et al., *Astrophys. J.* **632** (2), L103 (2005). DOI:10.1086/497985
70. T. Temim and E. Dwek, *Astrophys. J.* **774** (1), article id. 8 (2013). DOI:10.1088/0004-637X/774/1/8
71. P. Todini and A. Ferrara, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **325** (2), 726 (2001). DOI:10.1046/j.1365-8711.2001.04486.x
72. E. Toro, *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics: A Practical Introduction* (Springer Berlin, Heidelberg, 2009). DOI:10.1007/b79761
73. E. O. Vasiliev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **414** (4), 3145 (2011). DOI:10.1111/j.1365-2966.2011.18623.x
74. E. O. Vasiliev, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **431** (1), 638 (2013). DOI:10.1093/mnras/stt189
75. E. O. Vasiliev, A. V. Moiseev, and Y. A. Shchekinov, *Baltic Astronomy* **24**, 213 (2015). DOI:10.1515/astro-2017-0222
76. E. O. Vasiliev and Y. A. Shchekinov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **527** (3), 8755 (2024a). DOI:10.1093/mnras/stad3820
77. E. O. Vasiliev and Y. A. Shchekinov, *Astrophysical Bulletin* **79** (1), 60 (2024b). DOI:10.1134/S1990341323600242
78. Y. Wang, B. Bao, C. Yang, and L. Zhang, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **478** (3), 2948 (2018). DOI:10.1093/mnras/sty1275
79. R. Wesson and A. Bevan, *Astrophys. J.* **923** (2), id. 148 (2021). DOI:10.3847/1538-4357/ac2eb8
80. B. J. Williams, K. J. Borkowski, S. P. Reynolds, et al., *Astrophys. J.* **652** (1), L33 (2006). DOI:10.1086/509876
81. K. Yamada and T. Kitayama, *Publ. Astron. Soc. Japan* **57**, 611 (2005). DOI:10.1093/pasj/57.4.611
82. A. Youdin and A. Johansen, *Astrophys. J.* **662** (1), 613 (2007). DOI:10.1086/516729
83. S. Zhukovska, H. P. Gail, and M. Tieloff, *Astron. and Astrophys.* **479** (2), 453 (2008). DOI:10.1051/0004-6361:20077789

Far-infrared Emission of Late Supernova Remnant in an Inhomogeneous Medium

S. A. Drozdov¹, S. Yu. Dedikov¹, and E. O. Vasiliev¹

¹Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 119991 Russia

The interstellar dust grains are swept up during the expansion of the supernova (SN) remnant, they penetrate behind the shock front, where they are heated and destroyed in the hot gas. This leads to a change in emissivity of such grains. In this work, we consider the evolution of the infrared (IR) luminosity of the SN remnant expanding into an inhomogeneous interstellar medium with log-normal distribution of the density fluctuations. The IR luminosity of the swept-up interstellar dust rapidly increases during the first several thousand years after the SN explosion, and reaches the maximum value. Afterwards, it decreases due to the destruction of the dust grains in hot gas and their declining emissivity in the cooling down gas of the shell. We show how the IR luminosity of dust in the SN remnant depends on the dispersion of the gas density in front of the SN shock front. We find that for the significant period of time (40–50 kyr) the maximum of the dust IR luminosity peaks at the range centered at 70 μm . Therefore, this band can be considered as the most optimal range for standing the late SN remnants. We illustrate that during evolution, the dust temperature changes from 70 to 20 K, and only slightly depends on the inhomogeneity of the medium. In the radiative phase, the strong emission lines of metal ions emerge above the dust continuum. Their luminosity rapidly increases and exceeds the dust continuum luminosity by $10\text{--}10^3$ times. The point in time when the high luminosity in the lines is reached strongly depends on the inhomogeneity of the medium. We discuss possibilities for detection of the IR emission both in dust continuum and in lines. We expect that their ratios will allow to estimate the inhomogeneity of the medium, where the remnant is expanding.

Keywords: *galaxies: ISM—ISM: shells—shockwaves—supernova remnants*