

УДК 524.352:524.57

ВЫСОКОСКОРОСТНЫЕ ПЫЛЕВЫЕ ЧАСТИЦЫ ОТ ВСПЫШКИ СВЕРХНОВОЙ

© 2026 Е. О. Васильев^{1*}¹ Физический институт им. П. Н. Лебедева Российской академии наук, Москва, 117997 Россия

Поступила в редакцию 7 мая 2026 года; после доработки 7 июля 2026 года; принята к публикации 22 июля 2026 года

Исследование метеора, вошедшего в земную атмосферу со скоростью более 300 км с^{-1} (он был открыт Афанасьевым и др. в 2007 году), позволило рассмотреть эволюцию пылевых частиц, образовавшихся при вспышке сверхновой (СН) на стадии свободного разлета, а также возможность сохранения ими высокой скорости, полученной от газа при формировании. С помощью одномерного сферически-симметричного лагранжева подхода изучена динамика этих частиц при взаимодействии СН с окружающим межзвездным газом. В результате обнаружено, что частицы размером больше 0.3 мкм могут пересекать фронт головной ударной волны СН и достигать окружающей межзвездной среды. При этом они разрушаются неэффективно, поэтому их размеры остаются близкими к исходным. В диффузном межзвездном газе с плотностью меньше 1 см^{-3} частицы крупнее 1 мкм движутся со скоростью около $1\text{--}2$ тысяч км с^{-1} и за десятки тысяч лет распространяются на расстояния свыше $40\text{--}90 \text{ пк}$ от места взрыва СН. В плотной среде перенос пылевых частиц существенно подавляется: даже крупные из них не преодолевают расстояние, превышающее текущий размер остатка СН более чем на 50% . Пылевые частицы, образовавшиеся вблизи границы ядра эжекты СН в менее массивных выбросах, способны достигать больших расстояний. Таким образом, высокоскоростные частицы, по-видимому, образуются в этой области при массе эжекты менее $3 M_{\odot}$ в остатке СН, эволюционирующем в диффузном газе с плотностью меньше чем 1 см^{-3} . В статье обсуждаются возможные следствия для переноса пыли из галактических дисков.

Ключевые слова: ударные волны — МЗС: остатки сверхновых — МЗС: пыль

1. ВВЕДЕНИЕ

В значительных количествах межзвездная пыль образуется в эжекте сверхновых типа II (Kozasa et al., 1989, 2009; Todini and Ferrara, 2001; Nozawa et al., 2006, 2007, 2003; Sarangi and Cherchneff, 2015; Sluder et al., 2018). Внутри остатка сверхновой (СН) пылевые частицы образуются на ранних стадиях (Cherchneff and Dwek, 2009, 2010; Cherchneff and Sarangi, 2011; Cherchneff, 2013; Dwek, 2016) и разрушаются в дальнейшем в результате распыления. Эффективность разрушения пыли существенно зависит от прохождения частиц через фронт обратной ударной волны (Nath et al., 2008; Silvia et al., 2010, 2012; Biscaro and Cherchneff, 2016; Kirchschrager et al., 2019, 2020; Shchekinov and Nath, 2025). Перенос пыли в межзвездную среду (МЗС) определяется эволюцией остатка СН (Nozawa et al., 2007; Bocchio et al., 2016; Micelotta et al., 2016; Slavin et al., 2017, 2020; Vasiliev and Shchekinov, 2024).

Эжекты сверхновых с коллапсирующим ядром имеет комковатую структуру (Stathakis et al., 1991;

Matheson et al., 2000; Spyromilio 1994). Диапазон скоростей в линии излучения кислорода достигает 1500 км с^{-1} в SN 1987A и 4000 км с^{-1} в SN 1993J. Кислородсодержащие остатки СН, такие как Cas A, демонстрируют признаки свободно расширяющихся, богатых кислородом выброшенных фрагментов (Chevalier and Kirshner, 1979). Высокоскоростные фрагменты также обладают высокой плотностью, $20\text{--}1000 \text{ см}^{-3}$, и содержат значительное количество пыли (Sutherland and Dopita, 1995; Docenko and Sunyaev, 2010; Silvia et al., 2010, 2012; Biscaro and Cherchneff, 2014, 2016; Micelotta et al., 2016). Наблюдаемые радиусы фрагментов находятся в диапазоне $(0.5\text{--}2.5) \times 10^{16} \text{ см}$ (Fesen et al., 2011). Эти фрагменты могут двигаться подобно пулям внутри остатка и даже перед фронтом ударной волны (например, Kundt, 1988; Anderson et al., 1994; Wang and Chevalier, 2002). Во время этого движения они могут быть оторваны от общего потока благодаря развитию неустойчивости Кельвина–Гельмгольца. Пыль внутри этих потоков может быть разрушена в горячей среде между фрагментами (Silvia et al., 2010, 2012; Kirchschrager

*E-mail: eugstar@mail.ru

et al., 2019). Крупные пылинки даже способны пересекать фронт ударной волны благодаря инерции (Slavin et al., 2004, 2020) и затем, вероятно, перемещаться в межзвездной среде на большие расстояния от места взрыва СН.

По-видимому, с такими частицами можно связать «транспорт» некоторых изотопов в Солнечной системе. Исследования возможных биологических эффектов от находящейся вблизи Земли СН имеют долгую историю (например, Shklovskij, 1969; Alvarez et al., 1980; Ellis and Schramm, 1995; Melott et al., 2017; Fields et al., 2019). Один из них — вероятный перенос долгоживущих радиоактивных изотопов (со временем распада около нескольких миллионов лет), таких как ^{60}Fe и ^{244}Pu , от СН на Землю (например, Ellis et al., 1996; Breitschwerdt et al., 2012, 2016; Schulreich et al., 2017, 2018; Feige et al., 2018). Недавно Fry et al. (2020) рассмотрели перенос пылевых частиц, содержащих ^{60}Fe , от СН на расстояния около 100 пк. Авторы добавляют частицы в окружение остатка СН и отслеживают их траектории внутри остатка, применяя одномерный гидродинамический подход, а затем — через замагниченную МЗС, используя упрощенное описание магнитного поля. Fry et al. (2020) обнаружили, что наличие магнитного поля в МЗС за фронтом ударной волны ограничивает прохождение пылевых частиц от СН.

При проведении плановых наблюдений впервые был получен спектр метеора, вошедшего в земную атмосферу со скоростью более 300 км с^{-1} (Afanasiev et al., 2007). Это значение в несколько раз выше средней геоцентрической скорости метеоров (Galligan and Baggaley, 2005), в то время как оно сопоставимо со скоростью Солнечной системы относительно Местной группы (Karachentsev and Makarov, 1996). На основании этого Afanasiev et al. (2007) сделали вывод, что частица пришла из межгалактической среды. Оценка размера частицы дает достаточно большое значение, $a \sim 10^{-2} \text{ см}$, по сравнению с типичным размером частиц межзвездной пыли. Таким образом, это обнаружение поднимает вопросы о том, как могут образовываться такие массивные частицы и как они достигают такой высокой скорости.

Согласно классической теории нуклеосинтеза в первые несколько сотен дней образуются пылинки различного состава с логнормальным распределением в довольно широком интервале размеров: $a \sim 0.001\text{--}1 \mu\text{м}$ (Kozasa et al., 1989; Todini and Ferrara, 2001; Nozawa et al., 2003, 2006; Bianchi and Schneider, 2007). При конденсации Si и Fe во внутренней области эжекты формируются наиболее крупные частицы вплоть до $1 \mu\text{м}$ (например, Nozawa et al., 2003) и возможно до нескольких

микрон (Gall et al., 2014). Существует предположение о рождении крупных частиц в возможном процессе сброса водородной оболочки красного гиганта при коллапсе «несостоявшихся» сверхновых¹⁾ (Kochanek, 2014).

Частицы с размером $a \sim 30 \mu\text{м}$ и гиперболическими скоростями относительно Солнца впервые были обнаружены радаром при их прохождении земной атмосферы (Taylor et al., 1996; Baggaley, 2000, 2004). Указания на существование крупных пылевых частиц ($a \sim 0.5\text{--}1.5 \mu\text{м}$) также присутствуют в данных наблюдений на спутниках Ulysses и Galileo (Landgraf et al., 2000; Draine, 2009a; Krüger et al., 2015; Baalmann et al., 2025) и из некоторых измерений инфракрасного фона (Wang et al., 2015). В результате измерений распределение по массам крупных пылевых частиц может быть протянуто существенно дальше стандартного значения $0.1 \mu\text{м}$ (например, Murray et al., 2004; Draine, 2009b). Возможности обнаружения более крупных частиц межзвездной пыли с размером вплоть до $a \sim 1 \text{ мм}$ обсуждались в работах Murray et al. (2004) и Draine (2009b).

В общем, сверхновые могут ускорять межзвездную пыль до субрелятивистских скоростей не превышающих $0.1c$ (Spitzer, 1949; Wolfe et al., 1950; Bingham and Tsytoich, 1999; Weiler, 2003; Hoang et al., 2015; Cristofari and Tatischeff, 2024). Пылевые частицы, расположенные к месту взрыва СН ближе, чем 10^{16} см , приобретают высокие скорости из-за экстремального радиационного давления от взрыва СН (Spitzer, 1949). Пылевые частицы, расположенные так близко к месту взрыва СН, по-видимому, выметаются излучением массивной звезды — прародительницы СН. В любом случае, такие частицы могут быть использованы для изучения близлежащих СН (например, Knie et al., 2004; Thomas et al., 2016; Melott et al., 2017) и уточнения моделей СН (например, Wesson et al., 2015; Bevan et al., 2017; De Looze et al., 2017; Kirchschlager et al., 2019). Они могут влиять на лунную поверхность (Siraj and Loeb, 2020a) и появляться в виде метеоров в атмосфере Земли (Siraj and Loeb, 2020b).

Более распространенные механизмы ускорения пылевых частиц связаны с сильными ударными волнами (Epstein, 1980; Ellison et al., 1997), в результате действия которых скорость пылевых частиц может достигать нескольких тысяч км с^{-1} . Следует отметить, что разрушение пылевых частиц после ускорения может играть роль в образовании космических лучей (Bibring and Cesarsky, 1981; Cesarsky and Bibring, 1981). В замагниченной турбулентной межзвездной среде пылевые частицы

¹⁾Неудавшаяся суперновая.

могут существенно ускоряться различными процессами (например, Shukla and Schlickeiser, 2003; Yan et al., 2004; Lazarian and Yan, 2002; Prudskikh and Shchekinov, 2008; Kostyukova et al., 2010; Mattsson and Hedvall, 2022; Moseley et al., 2023).

Более естественно предположить, что высокая скорость пылевых частиц связана с местом их рождения. Как упоминалось выше, пылевые частицы формируются в эжекте СН, когда она свободно расширяется со скоростью несколько тысяч км с⁻¹. Частицы, образовавшиеся в эжекте, имеют одинаковую скорость с газом и остаются связанными с высокоскоростной эжектой в течение некоторого периода времени. Затем они взаимодействуют с обратной ударной волной и двигаются внутри горячей среды остатка СН. Возникает вопрос, сохраняют ли частицы такую высокую скорость во время прохождения через остаток и в течение дальнейшей эволюции. На основании обнаружения метеора, движущегося со скоростью более 300 км с⁻¹, исследуем динамику пылевых частиц, образовавшихся в эжекте СН, от момента их рождения до возраста нескольких тысяч лет, то есть когда остаток СН становится радиационным. В разделе 2 мы описываем модель и начальные условия. В разделе 3 представляем результаты. В разделе 4 обсуждаем применение результатов и их следствий. В разделе 5 приводим основные выводы.

2. ОПИСАНИЕ МОДЕЛИ

Используем одномерный сферически-симметричный лагранжев подход для изучения эволюции взаимодействия остатка СН с окружающим межзвездным газом, начиная с ранних этапов, когда эжекта свободно расширяется и начинает образовываться пыль, $t_i \sim 100$ дней (Kozasa et al., 1989), до конца адиабатической фазы, то есть до возраста порядка времени охлаждения $t_c \sim k_B T / n \Lambda$, где k_B — постоянная Больцмана, T и n — температура и плотность газа за фронтом головной ударной волны от СН. Для солнечной металличности время охлаждения равно $t_c \sim 3 \times 10^4 n^{-1}$ лет при $T \sim 10^6$ К и $\Lambda \sim 10^{-22}$ эрг с⁻¹ см³.

Рассмотрим эволюцию эжекты СН с начальной кинетической энергией $E_k = 10^{51}$ эрг, полной массой $M_e = 1, 3$ и $10 M_\odot$. Таким образом, максимальная скорость расширения определяется как $v_e = \sqrt{E_k / M_e}$. Плотность окружающего газа полагается равной 1 и 10 см⁻³, поэтому конечное время расчетов составит 30 и 3 тысячи лет соответственно. Температура окружающего газа равна 10⁴ К. Отметим, что выбор значений для массы эжекты обусловлен как теоретическими моделями

(например, Rauscher et al., 2002), так и интерпретацией наблюдений (например, Lee et al., 2014), причем последнее связано со значительной неопределенностью. Например, при изучении динамики пыли в остатке СН (Slavin et al., 2020) масса эжекты составляла $3.5 M_\odot$.

В качестве начального распределения плотности и скорости газа используем радиальные профили, полученные из автомодельного решения для свободного расширения эжекты СН (Truelove and McKee, 1999; Zel'dovich and Raizer, 1967):

$$v(r) = \begin{cases} \frac{r}{R_e} v_e, & r < R_e \\ 0, & r > R_e, \end{cases} \quad (1)$$

$$\rho(r) = \begin{cases} \frac{M_e}{R_e^3} f(r/R_e), & r < R_e \\ \rho_0, & r > R_e, \end{cases} \quad (2)$$

где ρ_0 — плотность окружающего газа, $R_e = v_e t_i$ — радиус эжекты, $f(r/R_e)$ — произвольная функция, выбранная в виде

$$f(r/R_e) = A(r/R_e)^{-\alpha}, \quad r > r_c, \quad (3)$$

где r_c — радиус ядра, положим $r_c = 0.5 R_e$, A — коэффициент нормировки

$$A = \frac{3}{\pi} \left(\frac{1 - \alpha/3}{1 - (r_c/R_e)^{3-\alpha}} \right). \quad (4)$$

Используем показатель степени $\alpha = 9$. Давление газа считается пренебрежимо малым (Truelove and McKee, 1999), для определенности примем $T(r) = 10^4$ К. На рис. 1 представлены профили начальной плотности и скорости для нескольких масс эжекты. В профиле плотности можно выделить три области: ядро с плоским распределением плотности, оболочку эжекты с крутым степенным законом уменьшения плотности и окружающий газ. Две первые области свободно расширяются с радиально возрастающей скоростью. Внешняя среда находится в покое.

Будем решать одномерные уравнения газовой динамики, используя стандартную лагранжеву конечно-разностную схему второго порядка точности в массовых переменных (Bowers and Wilson, 1991; Thoul and Weinberg, 1995; Truelove and McKee, 1999). Рассмотрим две области: эжекту СН и окружающую среду. Количество зон (оболочек) в эжекте одинаково для всех расчетов и равно 110. В окружающей среде количество оболочек меняется для разных моделей. Чтобы проследить эволюцию эжекты СН с возрастом от менее одного года до тысяч лет, положим различное пространственное разрешение в этих двух областях. Первоначально размеры зон различаются

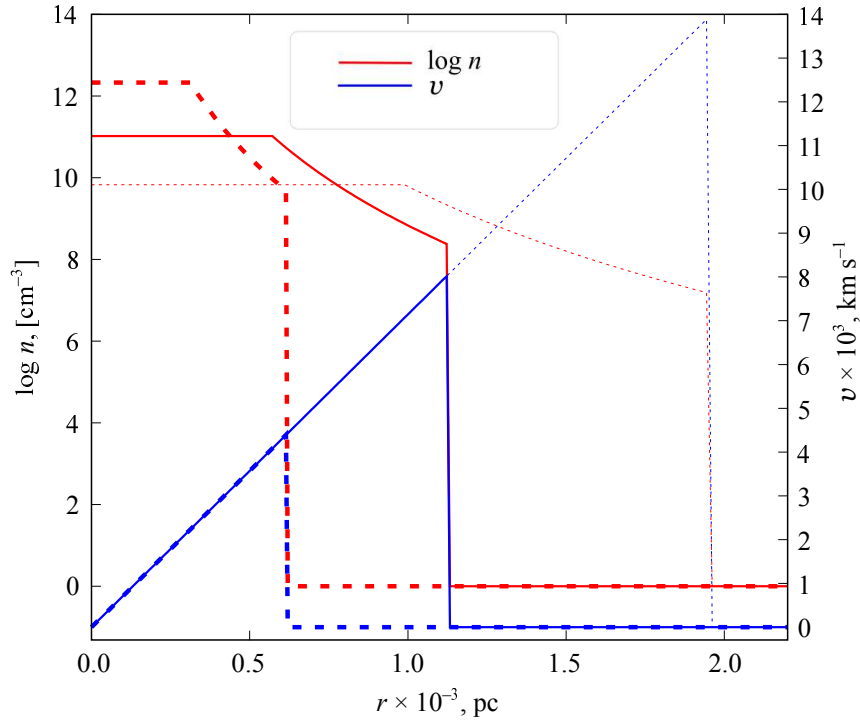


Рис. 1. Радиальные автомодельные профили плотности (левая ось) и скорости газа (правая ось) в момент $t = 100$ дней для массы эжекты $\text{CH } M_e = 1, 3 \text{ и } 10 M_\odot$ (пунктирные, сплошные и штриховые линии соответственно).

примерно в несколько сотен раз (коэффициент отношения). Таким образом, общее количество зон в наших расчетах остается варьируется от 2000 до 10 000. Рассмотрим пространственные сетки с коэффициентом отношения от нескольких единиц до десятков, чтобы исследовать возможную зависимость от пространственного разрешения, и в результате получим хорошую сходимость при коэффициенте меньше или равном 2000. При использовании сетки с логарифмическим увеличением размера оболочек также не обнаружено существенных различий.

Когда эжекта достигает возраста нескольких десятков дней, возникают благоприятные условия для образования пыли в газе с $n \sim 10^8 - 10^{10} \text{ см}^{-3}$, $T \lesssim 10^4 \text{ K}$ (например, Kozasa et al., 1989; Todini and Ferrara, 2001; Nozawa et al., 2006). Образование пыли продолжается до 10^3 дней (Todini and Ferrara, 2001). В этот момент добавим частицы пыли в эжекту. Распределим частицы в ядре эжекты по радиусу равномерно. Инжектируем пылевые частицы только в ячейки в пределах размера ядра r_c . Первоначально предположим, что скорость частиц равна скорости окружающего газа и, следовательно, пылинки движутся вместе со свободно расширяющейся эжекткой. Вследствие взаимодействия с газом они поддерживают свою скорость, равную скорости окружающего газового потока, которая определяется временем торможения (Epstein, 1924; Baines et al., 1965) Учет силу

сопротивления, действующую на пылинки (Draine and Salpeter, 1979a), но для простоты не будем включать обратное влияние на газ. Отследим разрушение пылевых частиц при тепловом (в горячем газе) и кинетическом (из-за относительного движения между газом и частицами) распылении (Draine and Salpeter, 1979b). Рассмотрим динамику пылевых частиц в диапазоне размеров $0.01 - 1 \text{ мкм}$ в $N_s = 11$ интервалах, равномерно распределенных в логарифмическом масштабе.

Динамика пылевых частиц описывается системой обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\begin{aligned} \frac{d\mathbf{x}_p}{dt} &= \mathbf{v}_p, \\ \frac{d\mathbf{v}_p}{dt} &= \frac{\mathbf{v}_{\text{gas}} - \mathbf{v}_p}{\tau_s}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\mathbf{x}_p$ и $\mathbf{v}_p$ — координата и скорость пылевой частицы, время торможения записано в виде сопротивления Эпштейна с коррекцией Байнса для сверхзвукового движения (Baines et al., 1965; Draine and Salpeter, 1979a; Epstein, 1924):

$$\tau_s = \frac{m_p}{\pi a_p^2 \rho_{\text{gas}} \xi |v_p - v_{\text{gas}}|}, \quad (6)$$

где m_p , a_p и v_p — масса, размер и скорость пылевой частицы соответственно, ρ_{gas} и v_{gas} — плотность и

скорость газа, и коррекция в виде

$$\xi = \left[1 + \frac{128k_B T_{\text{gas}}}{9\pi m_H (v_p - v_{\text{gas}})^2} \right]^{1/2}, \quad (7)$$

где k_B — постоянная Больцмана, T_{gas} — температура газа, m_H — масса протона. Уравнения (5) будем решать самосогласованно с уравнениями одномерной газовой динамики. В этой работе исследуем только динамику пылинок, поэтому будем рассматривать их как пробные частицы. Эволюция массы пыли, образованной в остатке СН, будет рассмотрена отдельно.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 2 представлены радиальные профили плотности газа, температуры и скоростей газа и пылевых частиц в разные моменты времени для остатка СН, расширяющегося в окружающем газе с плотностью 1 см^{-3} . До $t \lesssim 200$ лет эжекта свободно расширяется: радиальные профили плотности газа и скорости следуют автомодельному решению (рис. 2а). Плотность газа в ядре эжекты имеет плоское распределение, и ее значение уменьшается почти с 10^{11} см^{-3} в момент 100 дней до примерно 30 см^{-3} к 200 годам. Температура газа в эжекте падает до минимального значения около 10 К. Скорость газа в эжекте демонстрирует монотонное увеличение с расстоянием и достигает максимума, равного 10^4 км с^{-1} , на границе между эжектой и нагретым межзвездным газом. Эта граница представляет собой контактный разрыв. Перед эжектой находится тонкая оболочка нагретого межзвездного газа. Этот газ за фронтом ударной волны нагревается до нескольких 10^8 К . Его масса все еще мала по сравнению с массой эжекты. Оболочка отделена от невозмущенного окружающего газа ударной волной, где скачок довольно точно соответствует условиям Югонио. Видно, что структура эжекты типична для фазы свободного разлета (Truelove and McKee, 1999). Скорость пылевых частиц точно соответствует скорости газа. Пылевые частицы остаются внутри ядра эжекты. Динамика пылевых частиц не зависит от их начального размера.

Примерно через $t \sim 500$ лет структура остатка СН значительно меняется (рис. 2б). Ядро (плоская часть) и оболочка (степенная часть) эжекты стали неразличимы, плотность газа в этой области эжекты уменьшилась до 3 см^{-3} . Важным является формирование обратной ударной волны, которая начинает двигаться от контактного разрыва внутрь холодной эжекты. Окружающий газ продолжает нагреваться, в результате чего оболочка становится толще. Еще одним существенным изменением

является то, что частицы пыли, первоначально находившиеся только в ядре, распределяются по всей эжекте. Более того, они преодолевают контактный разрыв и перемещаются в горячий нагретый газ.

При $t \sim 3 \times 10^3$ лет эти изменения становятся более заметными (рис. 2с): обратная ударная волна нагревает примерно половину (по радиусу) выброшенного вещества, нагретая оболочка становится толще. Однако наиболее существенные изменения касаются пылевых частиц. Во-первых, они преодолевают не только контактный разрыв, но и головную ударную волну. Частицы с начальным размером более 0.1 мкм , расположенные во внешних частях ядра эжекты (обозначены символами в виде направленных вверх треугольников), пересекли головную ударную волну и достигли расстояния 10 пк от места взрыва СН. Их скорость находится в диапазоне $(1.5-3) \times 10^3 \text{ км с}^{-1}$. Частицы с начальным размером менее 0.03 мкм остаются запертыми внутри остатка СН. Те частицы, которые первоначально находились во внешних частях ядра эжекты, преодолевают контактный разрыв и проникают в нагретую оболочку. В горячем газе остатка СН происходит разрушение пылинок, это особенно эффективно для мелких частиц.

При $t \sim 10^4$ лет (рис. 2д) структура остатка СН приобретает обычный вид (например, Cioffi et al., 1988). Обратная ударная волна проходит эжекту полностью. Газ за фронтом головной ударной волной нагревается до 10^7 К . Эта волна движется со скоростью 300 км с^{-1} . Следует отметить, что пылевые частицы, пересекающие фронт головной ударной волны, замедляются до $800-1500 \text{ км с}^{-1}$, но это значение в несколько раз превышает скорость этой ударной волны. Таким образом, в более поздние моменты времени эти пылевые частицы достигнут больших расстояний.

Перед тем, как рассматривать, какие из этих пылевых частиц выживут при разрушении и как далеко они улетят, обратим внимание на динамику остатка сверхновой. После короткого периода свободного расширения масса нагретого окружающего газа в оболочке СН приближается к массе эжекты, так что остаток СН переходит в промежуточную фазу (Truelove and McKee, 1999). В зависимости от плотности окружающего газа длительность этой фазы изменяется, она дольше в менее плотной среде. После того, как нагретая масса становится намного больше массы эжекты, расширение остатка СН переходит к автомодельному адиабатическому решению Седова. Остаток остается адиабатическим до тех пор, пока радиационные потери в оболочке не станут значительными, то есть возраст не сравняется со временем

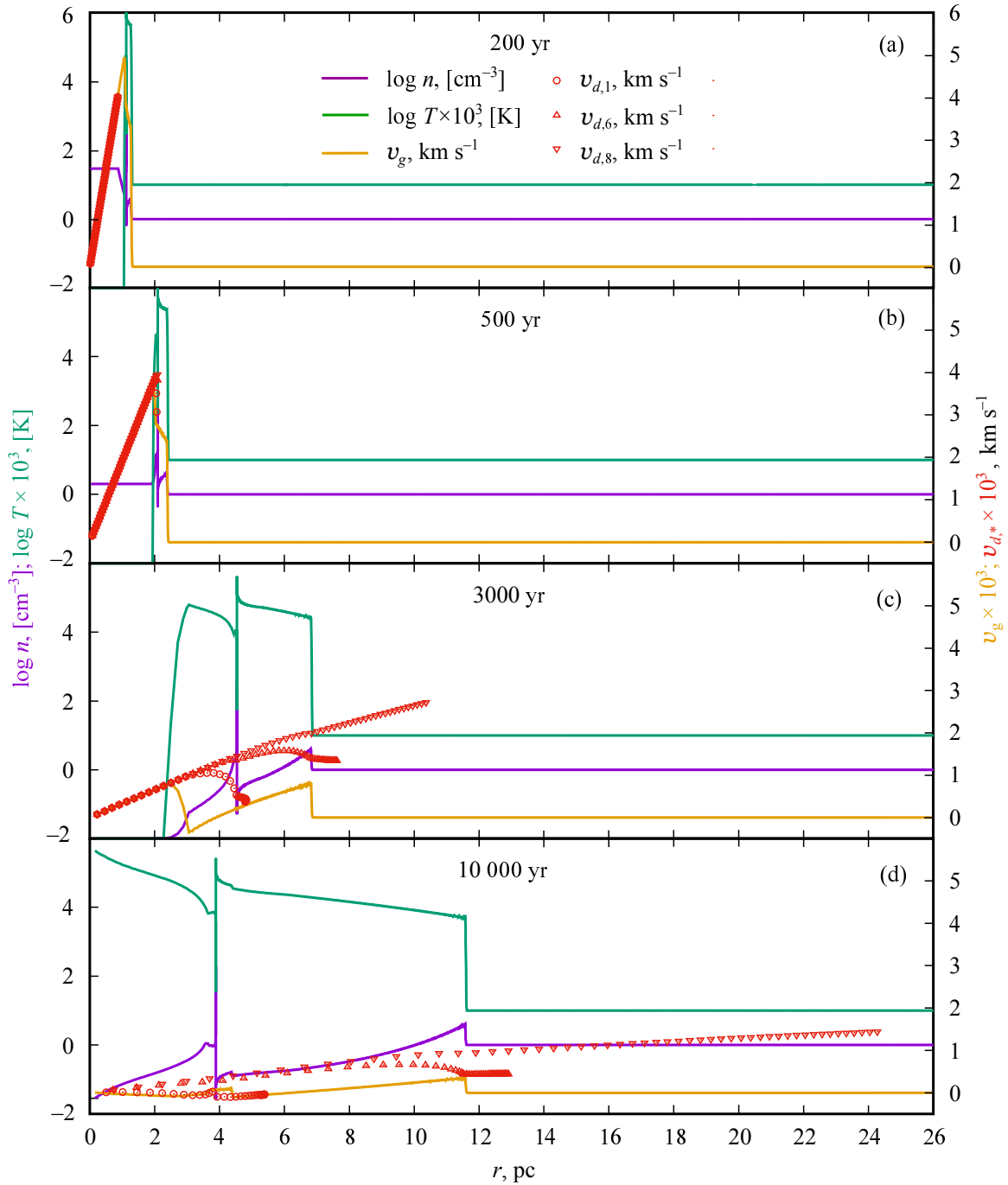


Рис. 2. Радиальные профили плотности газа, температуры (левая ось) и скоростей (правая ось) газа (линия) и пылевых частиц (символы) в моменты $t = 200, 500, 3000$ и 10^4 лет (панели сверху вниз) для остатка СН, расширяющегося в окружающем газе с плотностью 1 cm^{-3} . Символы обозначают скорость частиц с начальным размером $0.01, 0.1$ и 0.4 мкм (кружки, треугольники, направленные вверх и вниз соответственно). Масса эжекты составляет $M_e = 3 M_\odot$.

охлаждения: $t_c \sim 3 \times 10^4 n^{-1}$ лет. В этой работе ограничим расчеты этим временным масштабом.

На рис. 3 представлена эволюция радиуса остатка СН для нескольких значений массы эжекты СН. Для эжекты малой массы $M_e = 1 M_\odot$ масса оболочки СН становится примерно в 30 раз больше массы эжекты при $t \sim 3000$ лет, когда

ударная волна достигает расстояния около 7 пк от места взрыва СН (рис. 3а). Можно заметить, что начиная с этого возраста радиус оболочки почти соответствует радиусу $r = (Et^2/\rho)^{1/5}$ (см. пунктирную линию на рис. 3а). Для более массивной эжекты это происходит позже, например, при $M_e = 10 M_\odot$ это достигается при возрасте СН

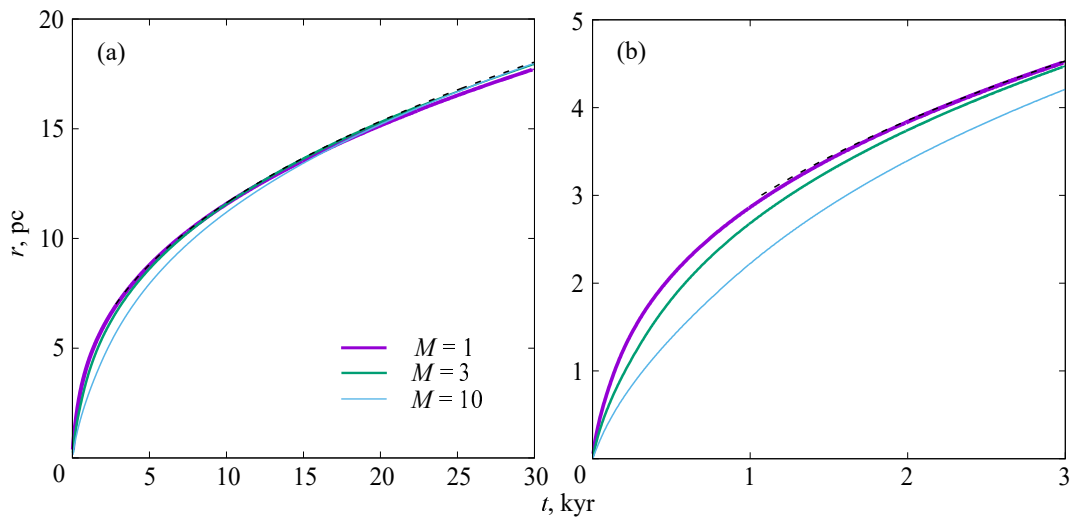


Рис. 3. Радиус оболочки остатка при взрыве СН в окружающей среде с $n = 1$ и 10 см^{-3} (панели (а) и (б) соответственно) для массы эжекты $M_e = 1, 3$, и $10 M_\odot$. Штриховые линии соответствуют решению Седова $r = (Et^2/\rho)^{1/5}$ с энергией $E = 10^{51}$ эрг, $n = \rho/m_p = 1$ и 10 см^{-3} . Они начинаются в момент времени, когда нагретая масса в оболочке СН составит $30 M_\odot$.

около 10 тысяч лет. Если СН с массивной эжектной эволюционирует в более плотной среде, то разница с автомодельным решением остается значительной до начала радиационной фазы (рис. 3б, ср. цветные линии с пунктирной).

На рис. 2 можно видеть только положения пылинок трех размеров. Во время их движения через нагретую оболочку СН пылинки будут разрушаться. Поэтому необходимо рассматривать подробно не только динамику, но и разрушение пылинок. На рис. 4 показано, как далеко пылинки удаляются от места взрыва СН и насколько эффективно они могут быть разрушены во время движения. По оси y отложено радиальное расстояние от места взрыва СН, которого достигают пылинки с начальным размером a_0 ($\log a_0$ отложено по оси x) для разного возраста остатка СН. Используя цветовую шкалу, показывающую отношение текущего размера пылинки к ее начальному значению, можно оценить эффективность разрушения. При возрасте остатка СН около 200 лет пылинки находятся внутри холодного ядра эжекты СН (см. также рис. 2а), на рис. 4 их радиальные положения показаны зелеными точками.

При возрасте СН около 3000 лет внутри остатка находятся пылевые частицы размером менее 0.03 мкм : их радиальные положения меньше радиуса СН (показано серой линией на рис. 4). Эти частицы, находящиеся внутри нагретой оболочки (на расстоянии $r \sim 5 \text{ пк}$, см. также рис. 2с), разрушаются в горячем газе, и их размеры уменьшаются примерно в 2–3 раза. В то время как частицы $a_0 \lesssim 0.03 \text{ мкм}$, первоначально расположенные во

внутренней области эжекты, еще не пересекли контактный разрыв (радиус которого составляет примерно 4.5 пк , см. рис. 2с). Размер этих частиц остается неизменным или очень близким к исходному. Следует отметить, что пылинки размером более $a_0 \sim 0.05 \text{ мкм}$ преодолевают фронт ударной волны и попадают в невозмущенный окружающий газ, где они не подвергаются тепловому распылению. В то же время кинетическое распыление может влиять на эти частицы, поскольку они имеют высокие скорости относительно покоящегося окружающего газа. Однако его характерное время превышает несколько тысяч лет для $a_0 \sim 0.1 \text{ мкм}$ и несколько десятков тысяч лет для $a_0 \sim 1 \text{ мкм}$. Таким образом, в молодых СН пылинки размером $a_0 \gtrsim 0.1 \text{ мкм}$ выживают в процессе распыления.

В более старых остатках СН изначально небольшие пылинки размером $a_0 \lesssim 0.03 \text{ мкм}$ находятся в горячем газе за фронтом обратной ударной волны, где они подвергаются распылению. Те частицы, которые пересекают контактный разрыв, эффективно разрушаются в неблагоприятных условиях горячей оболочки СН. Часть этих пылинок разрушается там полностью. Более крупные пылинки с начальным размером $a_0 \sim 0.1 \text{ мкм}$ сохраняются за фронтом головной ударной волны, причем их размер уменьшается несущественно. Значительно разрушаются только частицы, расположенные вблизи головного фронта и пересекающие его. К $t \sim 20$ тысяч лет их размер уменьшится в 1.5–2 раза по сравнению с начальным значением (рис. 4с) и станет меньше в 3–5 раз при 30 тысяч лет (рис. 4б). Эти частицы достигают радиальных

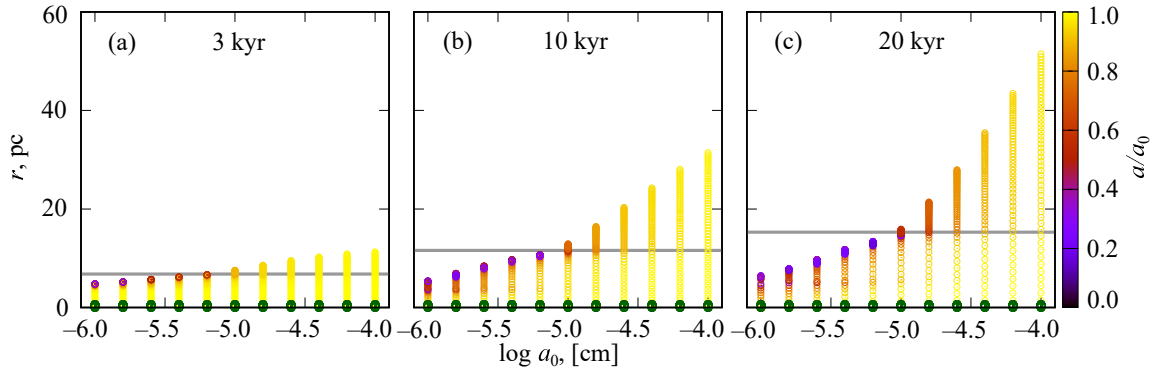


Рис. 4. Радиальное расстояние (от места взрыва СН), которого достигают пылинки с начальным размером a_0 к возрасту СН 3, 10 и 20 тысяч лет (панели (а), (b) и (с) соответственно) с массой эжекты $M_e = 3 M_\odot$. Радиальные расстояния на ранних этапах ($t = 200$ лет) показаны зелеными символами (см. вблизи оси x). Цветовая шкала соответствует отношению текущего размера пылинки к его начальному значению. Горизонтальная линия отображает текущий радиус оболочки СН. Плотность окружающего газа составляет 1 cm^{-3} .

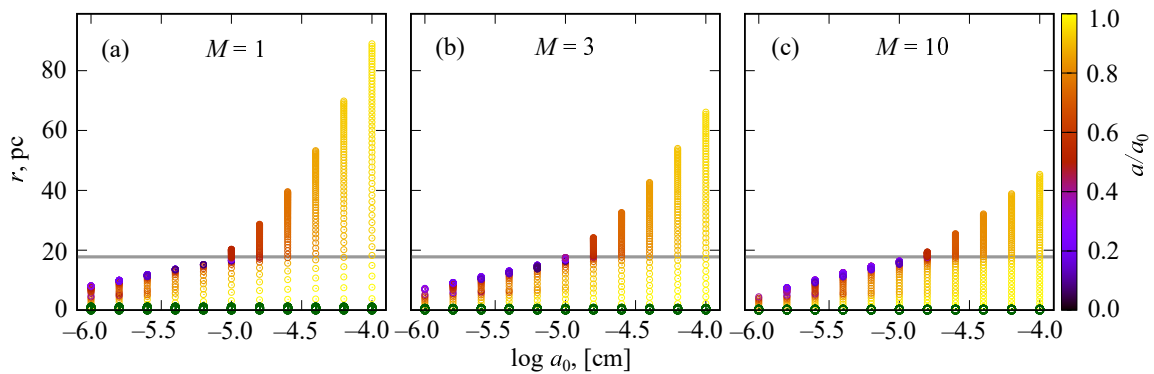


Рис. 5. Радиальное расстояние (от места взрыва СН), которого достигают пылинки с начальным размером a_0 к возрасту СН 30 тысяч лет при массе эжекты СН $M_e = 1, 3$ и $10 M_\odot$ (панели (а), (b) и (с) соответственно). Радиальные расстояния на ранних этапах ($t = 200$ лет) показаны зелеными символами (см. вблизи оси x). Цветовая шкала соответствует отношению текущего размера пылевой частицы к его начальному значению. Горизонтальная линия отображает текущий радиус оболочки СН. Плотность окружающего газа составляет 1 cm^{-3} .

расстояний примерно в 1–1.5 раза превышающих радиус головной ударной волны СН.

Пылинки с размером $a_0 \sim 1 \mu\text{m}$ сохраняют размеры практически неизменными на протяжении всей рассматриваемой здесь эволюции (см. рис. 4 и рис. 5b). Их высокая скорость позволяет достигать радиальных расстояний, превышающих в два раза радиус оболочки СН при $t = 3$ тысяч лет. Этот фактор увеличивается в процессе эволюции: он вырастет до 3 при 20 тысяч лет (рис. 4с) и станет больше 4 при 30 тысяч лет (рис. 5b).

При другом значении массы эжекты динамика пылинок качественно аналогична представленной на рис. 4 для $M_e = 3 M_\odot$. Максимальная скорость газа в эжекте СН выше для менее массивной эжекты (рис. 1). Следовательно, скорости пылинок на фазе свободного расширения СН увеличиваются как $M_e^{-0.5}$. Это не оказывает существенного влияния на пылинки, изначально меньшие,

чем $a_0 \sim 0.1 \mu\text{m}$, поскольку они проводят большую часть своей жизни за фронтом головной ударной волны. Они эффективно разрушаются во время своего движения через горячую оболочку СН. Только пылинки с $a_0 \sim 0.04\text{--}0.06 \mu\text{m}$ могут достигать фронта ударной волны, но не могут его пересечь (рис. 5). Как уже упоминалось, пылинки, изначально имеющие размер более $a_0 \sim 0.1 \mu\text{m}$, пересекают ударный фронт. В случае менее массивной эжекты такие пылинки могут переноситься на большее расстояние, причем это расстояние возрастает с увеличением размера частицы. Например, пылинки с размером $a_0 \sim 1 \mu\text{m}$ могут достигать 90 пк при $M_e = 1 M_\odot$ (рис. 5а), тогда как при $M_e = 10 M_\odot$ это расстояние уменьшается вдвое (рис. 5с).

При расширении СН в более плотном окружающем газе пылинки с начальным размером $a_0 \gtrsim 0.1 \mu\text{m}$ могут преодолеть фронт головной ударной волны, но не распространяются

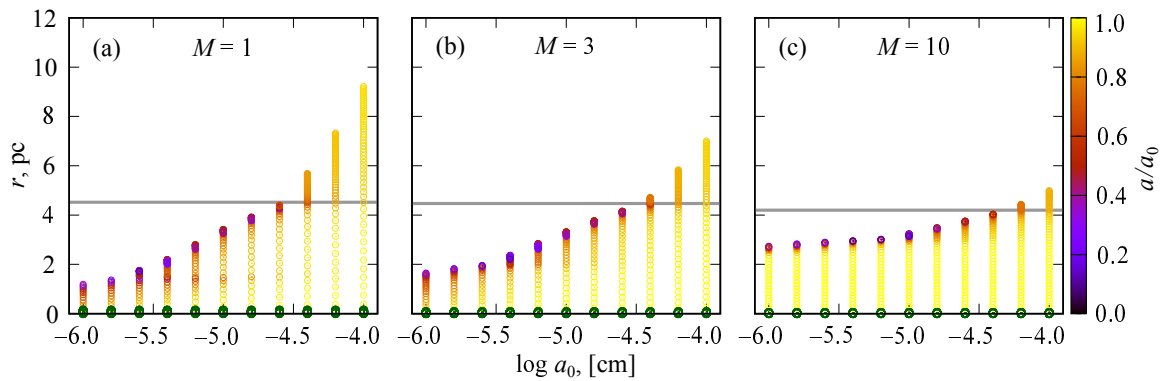


Рис. 6. То же самое, что и на рис 5, но для плотности окружающего газа равной 10 см^{-3} и возраста остатка СН $t = 3$ тысяч лет.

на большие расстояния (рис. 5). Для СН с $M_e = 1 M_\odot$, расширяющейся в окружающей среде с $n = 10\text{ см}^{-3}$, пылинки с $a_0 \sim 1\text{ мкм}$ могут достигать примерно 9 пк, что всего в два раза больше радиуса оболочки СН (рис. 6а), такие же пылинки в менее плотной среде с $n = 1\text{ см}^{-3}$ удаляются на расстояние примерно в четыре раза больше радиуса оболочки (рис. 5а). Для эжекты массой до $10 M_\odot$ такие частицы достигают расстояний, примерно на 20% превышающих радиус остатка СН (рис. 6с).

Пылинки приобретают начальную скорость от газа, в котором они образуются на фазе свободного расширения СН. Предполагается, что пылинки формируются внутри ядра эжекты, поэтому их максимальная скорость равна $v_{d,0} \sim v_e(r_c/R_e)$, и скорость линейно возрастает до этого значения с радиусом (см. уравнение (1)). Начиная с $t \sim 1000$ дней, когда, вероятно, образуются пылевые частицы, они остаются тесно связанными с окружающим газом. Это условие нарушается, когда профиль газа начинает изменяться при взаимодействии с окружающим газом, то есть значительная масса такого газа нагревается оболочкой СН (рис. 2б). После этого момента пылинки разного размера начинают эволюционировать отдельно. Мелкие частицы остаются связанными, они быстро реагируют на изменения окружающего газа, поскольку время торможения зависит от размера пылинки как $\tau_s \sim a$ (уравнение (6)). Но мелкие частицы остаются внутри остатка СН, где они значительно разрушаются, и их соотношение «радиус—скорость» демонстрирует линейную зависимость (см. символы пурпурного цвета с $\log a_0 \sim -5.5$ на рис. 7).

Крупные пылинки продолжают перемещаться свободно, что позволяет им пересекать контактный разрыв, проходить через горячую нагретую оболочку и преодолевать фронт ударной волны СН. Поэтому они могут двигаться в окружающем невозмущенном газе. При этом скорость частиц размером $a_0 \sim 0.1\text{ мкм}$ уменьшается, хотя оста-

ется достаточно высокой (см. красные символы на рис. 7). В то время как для частиц размером $a_0 \sim 1\text{ мкм}$ наблюдается линейная зависимость между скоростью и радиальным положением (см. желтые символы на рис. 7). Аналогичная зависимость сохраняется и к возрасту 30 тысяч лет независимо от массы эжекты (см. панели на рис. 8). При таком позднем возрасте зависимость скорости и положения от размера пылинок становится более ясной. Увеличение плотности окружающей среды приводит к нарушению линейной зависимости на расстоянии, близком к радиусу оболочки СН (см. панели на рис. 9). Для частицы с начальным размером $a_0 \sim 1\text{ мкм}$ зависимость остается линейной внутри и вне радиуса СН, хотя и имеет разный наклон.

Пылинки, образовавшиеся на разных радиальных расстояниях, имели различные начальные скорости (см. рис. 2а и 1). Различия можно увидеть на рис. 8. Однако, для ясности, на рис. 10 показана эволюция положения и скорости частиц, изначально расположенных на разных радиальных расстояниях. Пылинки размером 0.1 мкм , образовавшиеся на краю ядра эжекты ($1 r_c$), остаются внутри остатка СН до возраста 1 тысяч лет (см. красную пунктирную линию на рис. 10а). После этого они пересекают фронт ударной волны и двигаются в окружающем межзвездном газе. Пылинки, образовавшиеся во внутренних областях ядра эжекты при $(0.3-0.5) r_c$, проходят через фронт примерно через 6–16 тысяч лет (зеленые и пурпурные линии на рис. 10а). После выхода из остатка СН они двигаются с почти одинаковой скоростью около 400 км с^{-1} (см. пунктирные линии). Стоит обратить внимание, что плоские участки профилей скорости соответствуют пылинкам, динамически связанным с газом (рис. 10б). Пылинки размером 1 мкм двигаются с большей скоростью, поскольку они отделяются от газа раньше (сплошные линии на рис. 10а). Их скорости, в основном, превышают 1000 км с^{-1}

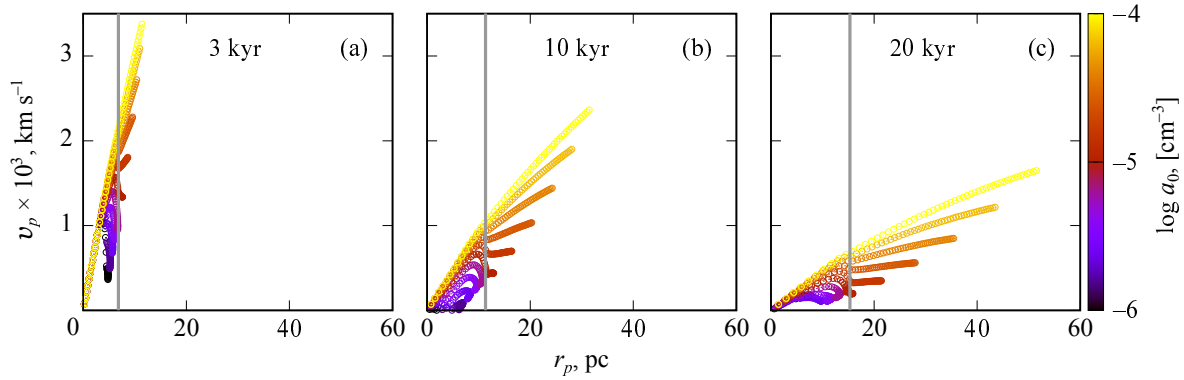


Рис. 7. Диаграмма «радиус—скорость» для пылевых частиц с начальным размером a_0 для возраста СН 3, 10 и 20 тысяч лет (панели (a), (b) и (c)) для массы эжекты $M_e = 3 M_\odot$. Цветовая шкала соответствует начальному размеру частицы. Вертикальная линия отображает текущий радиус оболочки СН. Плотность окружающего газа составляет 1 cm^{-3} .

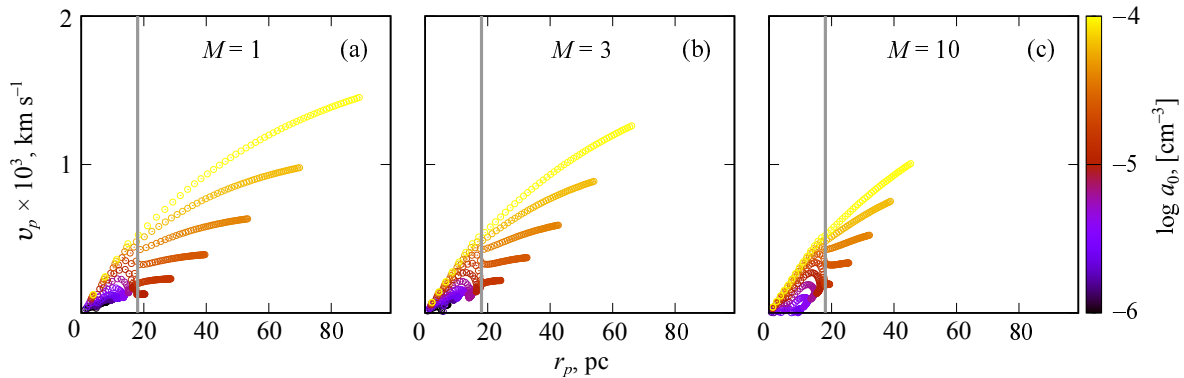


Рис. 8. Диаграмма «радиус—скорость» для пылевых частиц с начальным размером a_0 для возраста СН 30 тысяч лет. Цветовая шкала показывает начальный размер частицы. Панели слева направо соответствуют массе эжекты СН $M_e = 1, 3$ и $10 M_\odot$. Вертикальная линия отображает текущий радиус оболочки СН. Плотность окружающего газа составляет 1 cm^{-3} .

и стремятся к некоторому значению, которое будет достигнуто гораздо позже 30 тысяч лет (рис. 10b).

Выше предполагалось, что пылинки образуются в ядре эжекты. Хотя плотность газа в оболочке эжекты быстро уменьшается (как r^{-9} , рис. 1), условия, благоприятные для образования пылинок, могут существовать и внутри оболочки эжекты, особенно пока плотность газа не упадет существенно. Для примера, рассмотрим эволюцию частиц, образовавшихся в оболочке эжекты на расстоянии $1.1 r_c$. На этом расстоянии плотность газа уменьшается вдвое по сравнению со значением в ядре. Пылинки размером $0.1 \mu\text{m}$, образовавшиеся на этом расстоянии, двигаются по тем же эволюционным траекториям, что и частицы, сформировавшиеся на краю ядра на расстоянии $1 r_c$ (ср. желтые и красные линии рис. 10a). В то время как более крупные пылинки размером $1 \mu\text{m}$ распространяются на большие расстояния благодаря сохранению более высокой скорости (см. желтую сплошную линию). Таким образом, можно заключить, что более крупные пылинки, образовавшиеся вблизи

границы между ядром и оболочкой эжекты СН, покидают остаток СН с наибольшей скоростью.

Крупные частицы, пересекающие головную ударную волну, имеют скорости от нескольких сотен до $1\text{--}2$ тысяч km s^{-1} (рис. 8–9). Такие высокие значения позволяют им распространяться на большие расстояния от остатка СН. Эти частицы сохраняют свою высокую скорость в течение длительного периода. Используя выражение (6), оцененное время торможения для пылинок, перешедших из остатка в окружающую среду. На рис. 11 показано время торможения частиц, пересекших фронт ударной волны. При плотности окружающего газа 1 cm^{-3} частицы размером $a_0 \sim 0.1 \mu\text{m}$ (наименьшие символы на рис. 11) находятся на расстоянии $18\text{--}30$ пк при возрасте остатка СН 30 тысяч лет. Впоследствии эти частицы замедляются за время торможения $50\text{--}60$ тысяч лет. В течение этого периода частицы со скоростью 300 km s^{-1} могут распространяться на расстояния до 40 пк. Частицы размером $a_0 \sim 1 \mu\text{m}$ уже прошли большее расстояние к 30 тысяч лет, их можно обнаружить на

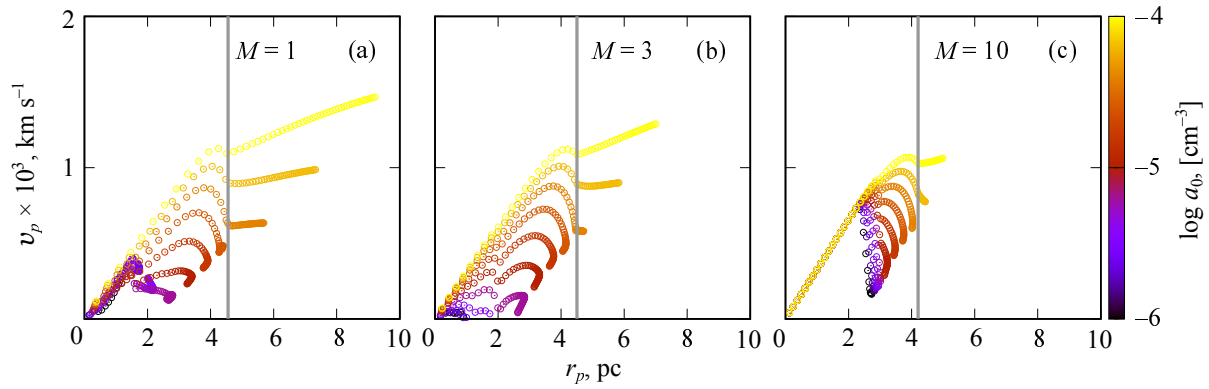


Рис. 9. То же самое, что и на рис. 8, но для плотности окружающего газа равной 10 cm^{-3} и возраста остатка СН $t = 3$ тысяч лет.

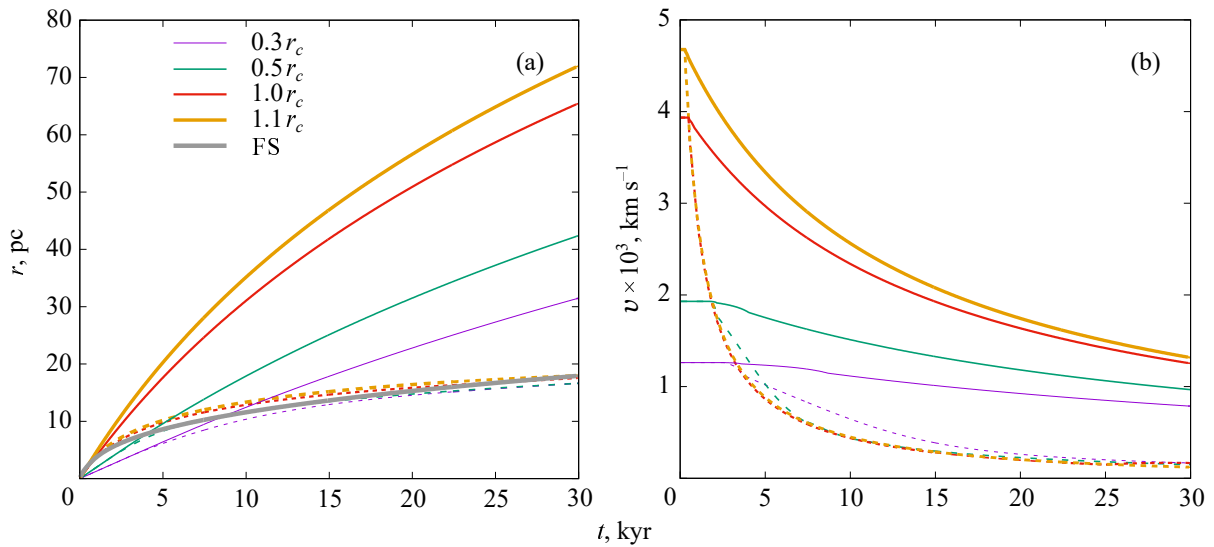


Рис. 10. Радиальное положение и скорость пылинок, первоначально расположенных на расстояниях 0.3 , 0.5 , 1.0 и $1.1 r_c$ (показаны линиями разного цвета). Траектории пылинок с начальным размером a_0 , равным 0.1 и 1 мкм, показаны штриховыми и сплошными линиями, соответственно. Серая линия соответствует радиусу остатка СН, то есть положению фронта головной ударной волны.

$r \sim 40\text{--}90$ пк в зависимости от массы эжекты СН. Их скорость остается выше 10^3 km s^{-1} , поэтому за характерное время торможения $40\text{--}60$ тысяч лет такие крупные частицы могут достигать расстояний до 100 пк и даже превышать его. Такое расстояние оказывается почти в несколько раз больше радиуса остатка СН. В более плотной среде частицы распространяются на меньшие расстояния, которые превышают радиус остатка лишь в два раза или меньше (рис. 12).

4. ОБСУЖДЕНИЕ

В однородной немагнитной среде пылевые частицы, покинувшие остаток СН, движутся радиально от места взрыва СН. Однако в более реалистичных условиях существуют процессы, которые препятствуют сохранению частицами вы-

сокой скорости и их распространению на большие расстояния. Частицы могут замедляться в плотном газе околозвездных структур, таких как протяженная оболочка звездного ветра и плотные фрагменты. В любом случае движение частиц в этой среде зависит от фактора заполнения плотным газом. Раннее взаимодействие массивных звезд с окружающим газом благодаря высокому потоку ионизирующего излучения и сильному звездному ветру, в основном, приводит к разрушению плотных фрагментов родительского молекулярного облака. Однако плотный околозвездный ветер может быть достаточно протяженным для торможения частиц размером $a \lesssim 1 \mu\text{m}$, в то время как более крупные частицы могут проходить сквозь ветер и двигаться дальше.

Более существенным препятствием для пылевых частиц являются турбулентные магнитные по-

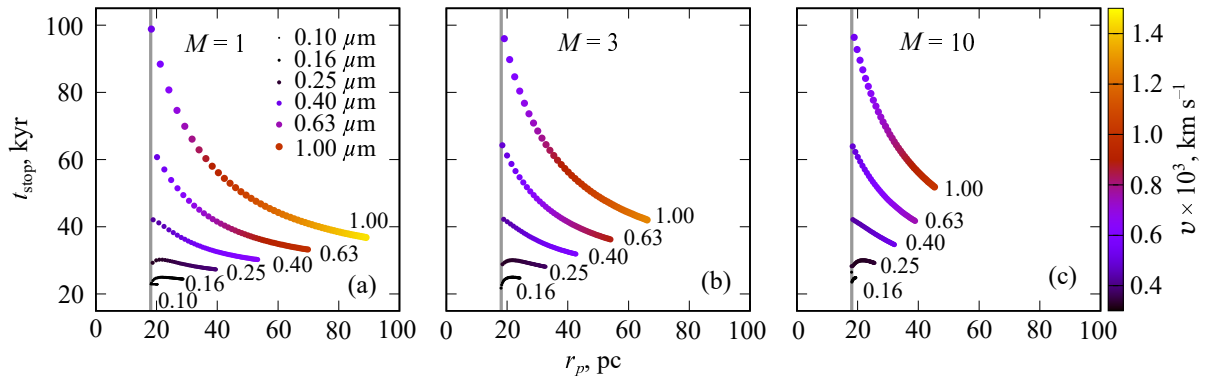


Рис. 11. Диаграмма «радиус—время торможения» для пылевых частиц начального размера a_0 (обозначенных символами разного размера, а также числами возле символов), расположенных за пределами остатка СН возрастом 30 тысяч лет. Цветовая шкала показывает текущую скорость частицы. Панели (a), (b) и (c) соответствуют массе эжекта СН $M_e = 1, 3$ и $10 M_\odot$. Вертикальная линия показывает текущий радиус оболочки СН. Плотность окружающего газа составляет 1 см^{-3} .

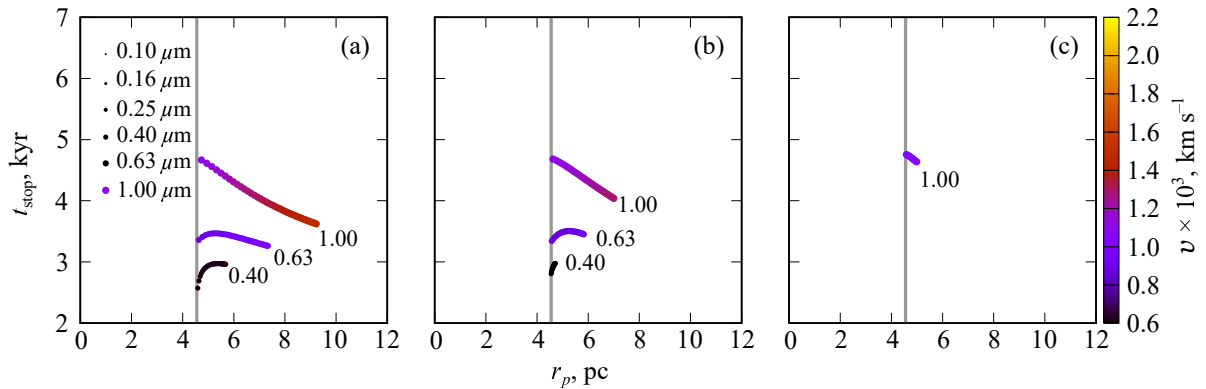


Рис. 12. То же самое, что и на рис. 11, но для плотности окружающего газа равной 10 см^{-3} и возраста остатка СН три тысячи лет.

ля. Частицы с размером более $0.1 \mu\text{м}$, способные покинуть остаток СН, оказываются заряжены (Weingartner and Draine, 2001) и, следовательно, тесно связаны с магнитным полем. Это может привести как к их ускорению (Lazarian and Yan, 2002; Yan et al., 2004), так и замедлению (McKee et al., 1987). Заряженные пылинки проходят через множество отражений из-за взаимодействия с магнитными структурами. При этом некоторые из частиц могут двигаться назад к остатку СН, что может соответствовать траектории шара в пинболе (Fry et al., 2020), похожее на случайное блуждание. Хотя следует отметить, что для крупных пылевых частиц, покинувших остаток СН, влияние заряда на их динамику будет подавлено, поскольку отношение заряда к массе частицы убывает с ее размером: $q/m \sim a^{-2}$. Например, крупные частицы ($a_0 \gtrsim 1 \mu\text{м}$) могут проникать внутрь гелиосферы (например, Slavin et al., 2012; Sterken et al., 2022; Godenko and Izmodenov, 2023). Эффективность описанных процессов, очевидно, зависит от структуры магнитного поля. Этот вопрос требует более детального изучения, как и проблема разрушения

пылинок при взаимных столкновениях (shattering). С одной стороны, пылинки могут эффективно сталкиваться друг с другом и распадаться на более мелкие частицы (Jones et al., 1996; Hirashita and Yan, 2009; Murga et al., 2019), но в турбулентных замагниченных потоках повышенная взаимосвязь между газом и пылинками из-за действия силы Лоренца может обеспечить пылинкам относительную защиту от разрушения (Moseley et al., 2023).

К изменению заряда пылевых частиц могут приводить космические лучи и ультрафиолетовое излучение (Weingartner and Draine, 2001; Ivlev et al., 2015; Shchekinov, 2007). При этом космические лучи существенны только в довольно плотных областях молекулярных облаков с концентрацией 10^4 – 10^6 см^{-3} , что заметно выше значений в оболочке СН. Хотя космические лучи ускоряются в оболочке остатка, но крупные пылевые частицы проводят в ней достаточно короткое время ($\Delta r/v_d \lesssim 10^3$ лет) по сравнению с средним временем взаимодействия с космическими лучами ($\gtrsim 10^5$ лет). Ускорению помогает сложная структура магнитных полей в молодых остатках СН, при этом величина поля

существенно варьируется согласно поляриметрическим наблюдениям остатков в Галактике (см. обзор Slane et al., 2024). Поле ультрафиолетового излучения, в свою очередь, тоже испытывает заметные флуктуации в межзвездной среде благодаря неоднородному распределению его источников — массивных звезд, и систем поглощения — молекулярных облаков и пыли. Полноценное исследование взаимного влияния упомянутых выше процессов требует трехмерного подхода с учетом переноса пыли, излучения и космических лучей, что определенно выходит за рамки представленного здесь простого подхода.

Высокоскоростные пылевые частицы, движущиеся вертикально от плоскости галактики, способны достигать галактического гало и выходить из родительской галактики в окологалактическую/межгалактическую среду (ОГС/МГС). Таким образом, такие частицы от СН могут быть еще одним источником пыли в МГС (например, Shchekinov and Nath, 2011). Их перенос обеспечивается высокой скоростью, которую они получают при рождении в эжекте СН. Во время движения по межзвездной среде они не только замедляются, но и могут получать дополнительную долю импульса за счет давления излучения, которое, по-видимому, доминирует в выносе пыли из галактик (Ferrara et al., 1990; Ferrara and Dettmar, 1994; Shustov and Vibe, 1995; Aguirre et al., 2001; Hirashita and Inoue, 2019; Sharma et al., 2011). Крупные высокоскоростные пылинки вряд ли могут повлиять на поглощение света в межгалактической среде (Inoue and Kataya, 2003), однако они могут быть разрушены при распылении в ОГС, а затем, будучи уже меньшими по размеру, достичь МГС.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В этой работе рассмотрена динамика пылевых частиц, образовавшихся в эжекте СН, от момента их формирования до возраста нескольких тысяч лет, то есть до момента, когда оболочка СН станет радиационной, в рамках одномерной сферически-симметричной лагранжевой модели газовой динамики совместно с динамикой пылевых частиц. В результате было получено следующее:

- пылевые частицы размером менее $0.03 \mu\text{m}$, образовавшиеся в ядре эжекта СН, проникают в оболочку эжекта и нагребенную оболочку, после чего эти частицы остаются заключенными внутри остатка СН, где они эффективно разрушаются главным образом за счет теплового распыления внутри горячего газа остатка, нагретого как головной, так и обратной ударными волнами;

- пылинки, имеющие начальный размер, равный $0.1 \mu\text{m}$, могут пересекать фронт головной ударной волны и распространяться по невозмущенной межзвездной среде со скоростью около нескольких сотен km s^{-1} для сверхновой, расширяющейся в окружающем газе с плотностью 1 cm^{-3} ; во время движения через горячую оболочку сверхновой эти частицы эффективно замедляются, и их размер уменьшается благодаря распылению в несколько раз;
- пылинки крупнее $0.3 \mu\text{m}$ способны преодолевать головную ударную волну и распространяться по невозмущенной межзвездной среде, при этом их размер остается практически постоянным независимо от места их образования внутри ядра эжекта;
- скорость настолько крупных пылинок варьируется от нескольких сотен до 1–2 тысяч km s^{-1} ; эти частицы пересекают оболочку СН без существенного замедления и продолжают двигаться с высокой скоростью в окружающей межзвездной среде; например, при плотности окружающего газа 1 cm^{-3} пылинки размером $a_0 \sim 1 \mu\text{m}$ могут быть найдены на расстояниях $r \sim 40\text{--}90$ пк от места взрыва СН при возрасте 30 тысяч лет, что примерно в 2–5 раз больше текущего радиуса оболочки СН (17.5 пк); при скорости выше 10^3 km s^{-1} время их торможения составляет 40–60 тысяч лет, поэтому в ходе дальнейшей эволюции эти частицы могут достигать расстояний до 100 пк от места взрыва СН и даже превысить его;
- плотной среде частицы распространяются по значительно меньшему объему вокруг остатка СН, например, для СН с массой эжекта $3 M_\odot$, расширяющейся в газе с плотностью 10 cm^{-3} , частицы с $a_0 \gtrsim 0.3 \mu\text{m}$ могут пересекать фронт головной ударной волны, но остаются недалеко от него, и даже более крупные частицы с $a_0 \sim 1 \mu\text{m}$ достигают расстояний лишь в 1.5 раза, превышающих текущий радиус оболочки СН (4.5 пк);
- расстояние, на которое распространятся крупные пылинки, зависит от массы эжекта СН: для менее массивной эжекта скорость газа, в котором образуются пылинки на фазе свободного разлета СН, по-видимому, выше, следовательно, эти частицы имеют более высокую начальную скорость и могут распространяться по большему объему МЗС;
- пылинки размером более $1 \mu\text{m}$, образовавшиеся вблизи внешней границы ядра эжекта, покидают остаток СН с наибольшей скоростью.

Таким образом, ожидается, что высокоскоростные частицы образуются на границе между ядром и оболочкой маломассивной эжекта СН с массой $M \lesssim 3 M_\odot$. Если эта СН эволюционирует в

диффузной среде с низкой плотностью, например, 1 см^{-3} , то частицы с начальным размером $1 \mu\text{м}$ могут распространяться на расстояния, превышающие 100 пк от места взрыва СН, в течение достаточно длительного времени, не менее 30 тысяч лет после взрыва СН, и их скорость остается выше нескольких сотен км с^{-1} , а их размеры существенно при этом не уменьшаются. По-видимому, высокоскоростные частицы гораздо большего размера будут двигаться по межзвездной среде в течение нескольких сотен тысяч лет, а возможно, и дольше. Следовательно, метеор, обнаруженный на 6-м телескопе (Afanasiev et al., 2007), может принадлежать к этой популяции межзвездных частиц. Следует отметить, что частица, движущаяся со скоростью около тысячи км с^{-1} , может отдалиться от места своего формирования на расстояние до 1 кпк в течение миллиона лет. Таким образом, часть таких частиц может покидать диск Галактики и достигать гало.

БЛАГОДАРНОСТИ

Автор с теплотой вспоминает долгие обсуждения с В.Л. Афанасьевым по множеству вопросов, относящихся к возможному происхождению высокоскоростных пылевых частиц. Автор благодарен рецензентам за внимательное прочтение и важные замечания. Автор выражает благодарность Ю. А. Щекинову за многочисленные комментарии и поддержку в течение длительного времени, Святославу Дедикову за обсуждение и Илье Хрыкину за помощь.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Данная работа финансировалась за счет средств бюджета института (учреждения, организации). Никаких дополнительных грантов на проведение или руководство данным конкретным исследованием получено не было.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. V. L. Afanasiev, V. V. Kalenichenko, and I. D. Karachentsev, *Astrophysical Bulletin* **62** (4), 301 (2007). DOI:10.1134/S1990341307040013
2. A. Aguirre, L. Hernquist, N. Katz, et al., *Astrophys. J.* **556** (1), L11 (2001). DOI:10.1086/322860
3. L. W. Alvarez, W. Alvarez, F. Asaro, and H. V. Michel, *Science* **208** (4448), 1095 (1980). DOI:10.1126/science.208.4448.1095
4. M. C. Anderson, T. W. Jones, L. Rudnick, et al., *Astrophys. J.* **421**, L31 (1994). DOI:10.1086/187180
5. L. R. Baalman, T. Janisch, S. Hunziker, et al., *Astron. and Astrophys.* **698**, id. A138 (2025). DOI:10.1051/0004-6361/202453532
6. W. J. Baggaley, *Journal Geophysical Research* **105** (A5), 10353 (2000). DOI:10.1029/1999JA900383
7. W. J. Baggaley, *Earth Moon and Planets* **95** (1-4), 197 (2004). DOI:10.1007/s11038-005-9039-5
8. 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
9. A. Bevan, M. J. Barlow, and D. Milisavljevic, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **465** (4), 4044 (2017). DOI:10.1093/mnras/stw2985
10. S. Bianchi and R. Schneider, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **378** (3), 973 (2007). DOI:10.1111/j.1365-2966.2007.11829.x
11. J.-P. Bibring and C. J. Cesarsky, in *Proc. 17th Intern. Cosmic Ray Conference, Paris, France*, Ed. by W. L. Harper, R. Stalnaker, G. Pearce (Commis. Energ. Atomique, Saclay, 1981), p. 289.
12. R. Bingham and V. N. Tsytovich, *Astroparticle Physics* **12** (1-2), 35 (1999). DOI:10.1016/S0927-6505(99)00015-8
13. C. Biscaro and I. Cherchneff, *Astron. and Astrophys.* **564**, id. A25 (2014). DOI:10.1051/0004-6361/201322932
14. C. Biscaro and I. Cherchneff, *Astron. and Astrophys.* **589**, id. A132 (2016). DOI:10.1051/0004-6361/201527769
15. M. Bocchio, S. Marassi, R. Schneider, et al., *Astron. and Astrophys.* **587**, id. A157 (2016). DOI:10.1051/0004-6361/201527432
16. R. L. Bowers and J. R. Wilson, *Numerical Modeling in Applied Physics and Astrophysics* (Jones and Bartlett, Boston, 1991).
17. D. Breitschwerdt, M. A. de Avillez, J. Feige, and C. Dettbarn, *Astronomische Nachrichten* **333** (5-6), 486 (2012). DOI:10.1002/asna.201211692
18. D. Breitschwerdt, J. Feige, M. M. Schulreich, et al., *Nature* **532** (7597), 73 (2016). DOI:10.1038/nature17424
19. C. J. Cesarsky and J.-P. Bibring, *Proc. IAU Symp.* No. 94, Ed. by G. Setti, G. Spada, and A. W. Wolfendale, (Reidel Publishing Co., Dordrecht, 1981), p. 361.
20. I. Cherchneff, *EAS Publications Series*, **60**, 175 (2013). DOI:10.1051/eas/1360020
21. I. Cherchneff and E. Dwek, *Astrophys. J.* **703** (1), 642 (2009). DOI:10.1088/0004-637X/703/1/642
22. I. Cherchneff and E. Dwek, *Astrophys. J.* **713** (1), 1 (2010). DOI:10.1088/0004-637X/713/1/1
23. I. Cherchneff and A. Sarangi, *Proc. IAU Symp.* No. 280, Ed. by J. Cernicharo and R. Bachiller, (Cambridge University Press, Cambridge, 2011), p. 228.

24. R. A. Chevalier and R. P. Kirshner, *Astrophys. J.* **233**, 154 (1979). DOI:10.1086/157377
25. D. F. Cioffi, C. F. McKee, and E. Bertschinger, *Astrophys. J.* **334**, 252 (1988). DOI:10.1086/166834
26. P. Cristofari and V. Tatischeff, in *Proc. Ann. Meet. French Soc. Astron. and Astrophys. (SF2A-2024), Marseille, France, 2024*, Ed. by M. B  thermin, K. Baill  , N. Lagarde, et al. (online at <https://sf2a.eu/proceedings/2024/book.pdf>, 2024), p. 229.
27. 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
28. D. Docenko and R. A. Sunyaev, *Astron. and Astrophys.* **509**, id. A59 (2010). DOI:10.1051/0004-6361/200810366
29. B. T. Draine, *ASP Conf. Ser.*, **414**, 453 (2009a). DOI:10.48550/arXiv.0903.1658
30. B. T. Draine, *Space Science Reviews* **143** (1-4), 333 (2009b). DOI:10.1007/s11214-008-9411-7
31. B. T. Draine and E. E. Salpeter, *Astrophys. J.* **231**, 438 (1979a). DOI:10.1086/157206
32. B. T. Draine and E. E. Salpeter, *Astrophys. J.* **231**, 77 (1979b). DOI:10.1086/157165
33. E. Dwek, *Astrophys. J.* **825** (2), article id. 136 (2016). DOI:10.3847/0004-637X/825/2/136
34. E. Dwek, S. M. Foster, and O. Vancura, *Astrophys. J.* **457**, 244 (1996). DOI:10.1086/176725
35. J. Ellis, B. D. Fields, and D. N. Schramm, *Astrophys. J.* **470**, 1227 (1996). DOI:10.1086/177945
36. J. Ellis and D. N. Schramm, *Proceedings of the National Academy of Sciences of the United States of America* **92** (1), 235 (1995). DOI:10.1073/pnas.92.1.235
37. D. C. Ellison, L. O. Drury, and J.-P. Meyer, *Astrophys. J.* **487** (1), 197 (1997). DOI:10.1086/304580
38. P. S. Epstein, *Physical Review* **23** (6), 710 (1924). DOI:10.1103/PhysRev.23.710
39. R. I. Epstein, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **193**, 723 (1980). DOI:10.1093/mnras/193.4.723
40. J. Feige, A. Wallner, R. Altmeyer, et al., *Physical Review Letters* **121** (22), id. 221103 (2018). DOI:10.1103/PhysRevLett.121.221103
41. A. Ferrara and R.-J. Dettmar, *Astrophys. J.* **427**, 155 (1994). DOI:10.1086/174128
42. A. Ferrara, F. Ferrini, B. Barsella, and S. Aiello, *Astron. and Astrophys.* **240**, 259 (1990)
43. R. A. Fesen, J. A. Zastrow, M. C. Hammell, et al., *Astrophys. J.* **736** (2), id. 109 (2011). DOI:10.1088/0004-637X/736/2/109
44. B. Fields, J. R. Ellis, W. R. Binns, et al., *Bull. Amer. Astron. Soc.* **51** (3), id. 410 (2019). DOI:10.48550/arXiv.1903.04589
45. B. J. Fry, B. D. Fields, and J. R. Ellis, *Astrophys. J.* **894** (2), id. 109 (2020). DOI:10.3847/1538-4357/ab86bf
46. C. Gall, J. Hjorth, D. Watson, et al., *Nature* **511** (7509), 326 (2014). DOI:10.1038/nature13558
47. D. P. Galligan and W. J. Baggaley, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **359** (2), 551 (2005). DOI:10.1111/j.1365-2966.2005.08918.x
48. E. A. Godenko and V. V. Izmodenov, *Advances in Space Research* **72** (11), 5142 (2023). DOI:10.1016/j.asr.2023.09.016
49. H. Hirashita and A. K. Inoue, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **487** (1), 961 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz1348
50. H. Hirashita and H. Yan, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **394** (2), 1061 (2009). DOI:10.1111/j.1365-2966.2009.14405.x
51. T. Hoang, A. Lazarian, and R. Schlickeiser, *Astrophys. J.* **806** (2), article id. 255 (2015). DOI:10.1088/0004-637X/806/2/255
52. A. K. Inoue and H. Kamaya, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **341** (3), L7 (2003). DOI:10.1046/j.1365-8711.2003.06619.x
53. A. V. Ivlev, M. Padovani, D. Galli, and P. Caselli, *Astrophys. J.* **812** (2), article id. 135 (2015). DOI:10.1088/0004-637X/812/2/135
54. R. K. Janev, Y. V. Ralchenko, T. Kenmotsu, and K. Hosaka, *Journal of Nuclear Materials* **290-293**, 104 (2001). DOI:10.1016/S0022-3115(00)00612-7
55. A. P. Jones, A. G. G. M. Tielens, and D. J. Hollenbach, *Astrophys. J.* **469**, 740 (1996). DOI:10.1086/177823
56. I. D. Karachentsev and D. A. Makarov, *Astron. J.* **111**, 794 (1996). DOI:10.1086/117825
57. F. Kirchschlager, M. J. Barlow, and F. D. Schmidt, *Astrophys. J.* **893** (1), id. 70 (2020). DOI:10.3847/1538-4357/ab7db8
58. F. Kirchschlager, F. D. Schmidt, M. J. Barlow, et al., *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **489** (4), 4465 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz2399
59. K. Knie, G. Korschinek, T. Faestermann, et al., *Physical Review Letters* **93** (17), id. 171103 (2004). DOI:10.1103/PhysRevLett.93.171103
60. C. S. Kochanek, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **444** (3), 2043 (2014). DOI:10.1093/mnras/stu1559
61. L. V. Kostyukova, V. V. Prudskikh, and Y. A. Shchekinov, *Astronomy Reports* **54** (1), 48 (2010). DOI:10.1134/S1063772910010063
62. T. Kozasa, H. Hasegawa, and K. Nomoto, *Astrophys. J.* **344**, 325 (1989). DOI:10.1086/167801
63. T. Kozasa, T. Nozawa, N. Tominaga, et al., *ASP Conf. Ser.*, **414**, 43 (2009).
64. H. Kr  ger, P. Strub, E. Gr  n, and V. J. Sterken, *Astrophys. J.* **812** (2), article id. 139 (2015). DOI:10.1088/0004-637X/812/2/139
65. W. Kundt, *Proc. Workshop on Supernova Shells and Their Birth Events, Physikzentrum Bad Honnef, Germany, 1988*, Eds. by W. Kundt **316** (Springer-Verlag, Berlin, 1988), p. 1-14.
66. M. Landgraf, W. J. Baggaley, E. Gr  n, et al., *Journal of Geophysical Research* **105** (A5), 10343 (2000). DOI:10.1029/1999JA900359
67. A. Lazarian and H. Yan, *Astrophys. J.* **566** (2), L105 (2002). DOI:10.1086/339675

68. J.-J. Lee, S. Park, J. P. Hughes, and P. O. Slane, *Astrophys. J.* **789** (1), article id. 7 (2014). DOI:10.1088/0004-637X/789/1/7
69. T. Matheson, A. V. Filippenko, L. C. Ho, et al., *Astron. J.* **120** (3), 1499 (2000). DOI:10.1086/301519
70. L. Mattsson and R. Hedvall, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **509** (3), 3660 (2022). DOI:10.1093/mnras/stab3216
71. C. F. McKee, D. J. Hollenbach, G. C. Seab, and A. G. G. M. Tielens, *Astrophys. J.* **318**, 674 (1987). DOI:10.1086/165403
72. A. L. Melott, B. C. Thomas, M. Kachelrieß, et al., *Astrophys. J.* **840** (2), article id. 105 (2017). DOI:10.3847/1538-4357/aa6c57
73. E. R. Micelotta, E. Dwek, and J. D. Slavin, *Astron. and Astrophys.* **590**, id. A65 (2016). DOI:10.1051/0004-6361/201527350
74. E. R. Moseley, R. Teyssier, and B. T. Draine, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **518** (2), 2825 (2023). DOI:10.1093/mnras/stac3231
75. M. S. Murga, D. S. Wiebe, E. E. Sivkova, and V. V. Akimkin, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **488** (1), 965 (2019). DOI:10.1093/mnras/stz1724
76. N. Murray, J. C. Weingartner, and C. Capobianco, *Astrophys. J.* **600** (2), 804 (2004). DOI:10.1086/380117
77. B. B. Nath, T. Laskar, and J. M. Shull, *Astrophys. J.* **682** (2), 1055 (2008). DOI:10.1086/589224
78. T. Nozawa, T. Kozasa, and A. Habe, *Astrophys. J.* **648** (1), 435 (2006). DOI:10.1086/505639
79. T. Nozawa, T. Kozasa, A. Habe, et al., *Astrophys. J.* **666** (2), 955 (2007). DOI:10.1086/520621
80. T. Nozawa, T. Kozasa, H. Umeda, et al., *Astrophys. J.* **598** (2), 785 (2003). DOI:10.1086/379011
81. V. Prudskikh and Y. A. Shchekinov, *Physics Letters A* **372** (15), 2671 (2008). DOI:10.1016/j.physleta.2007.12.061
82. T. Rauscher, A. Heger, R. D. Hoffman, and S. E. Woosley, *Astrophys. J.* **576** (1), 323 (2002). DOI:10.1086/341728
83. A. Sarangi and I. Cherchneff, *Astron. and Astrophys.* **575**, id. A95 (2015). DOI:10.1051/0004-6361/201424969
84. J. M. Scalo, P. K. Haff, Z. E. Switkowski, and T. A. Tombrello, *Physics Letters B* **70** (1), 137 (1977). DOI:10.1016/0370-2693(77)90362-8
85. M. M. Schulreich, D. Breitschwerdt, J. Feige, and C. Dettbarn, *Astron. and Astrophys.* **604**, id. A81 (2017). DOI:10.1051/0004-6361/201629837
86. M. M. Schulreich, D. Breitschwerdt, J. Feige, and C. Dettbarn, *Galaxies* **6** (1), id. 26 (2018). DOI:10.3390/galaxies6010026
87. M. Sharma, B. B. Nath, and Y. Shchekinov, *Astrophys. J.* **736** (2), article id. L27 (2011). DOI:10.1088/2041-8205/736/2/L27
88. Y. Shchekinov, *Astronomical and Astrophysical Transactions* **26** (4), 227 (2007). DOI:10.1080/10556790601156667
89. Y. A. Shchekinov and B. Nath, *Astrophys. and Space Sci.* **335** (1), 207 (2011). DOI:10.1007/s10509-011-0640-y
90. Y. A. Shchekinov and B. B. Nath, *Journal of Cosmology and Astroparticle Physics* **2025** (11), id. 030 (2025). DOI:10.1088/1475-7516/2025/11/030
91. I. S. Shklovskij, *Supernovae* (Wiley, New York, 1969).
92. P. K. Shukla and R. Schlickeiser, *Physics of Plasmas* **10** (5), 1523 (2003). DOI:10.1063/1.1568119
93. J. M. Shull, *Astrophys. J.* **215**, 805 (1977). DOI:10.1086/155417
94. B. M. Shustov and D. Z. Vibe, *Astronomy Reports* **39** (5), 578 (1995).
95. D. W. Silvia, B. D. Smith, and J. M. Shull, *Astrophys. J.* **715** (2), 1575 (2010). DOI:10.1088/0004-637X/715/2/1575
96. D. W. Silvia, B. D. Smith, and J. M. Shull, *Astrophys. J.* **748** (1), article id. 12 (2012). DOI:10.1088/0004-637X/748/1/12
97. A. Siraj and A. Loeb, *Astrophys. J.* **895** (2), id. L42 (2020a). DOI:10.3847/2041-8213/ab93d5
98. A. Siraj and A. Loeb, *arXiv e-prints astro-ph:2002.01476* (2020b). DOI:10.48550/arXiv.2002.01476
99. P. Slane, R. Ferrazzoli, P. Zhou, and J. Vink, *Galaxies* **12** (5), id. 59 (2024). DOI:10.3390/galaxies12050059
100. 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
101. J. D. Slavin, P. C. Frisch, H.-R. Müller, et al., *Astrophys. J.* **760** (1), article id. 46 (2012). DOI:10.1088/0004-637X/760/1/46
102. J. D. Slavin, A. P. Jones, and A. G. G. M. Tielens, *Astrophys. J.* **614** (2), 796 (2004). DOI:10.1086/423834
103. J. D. Slavin, R. K. Smith, A. Foster, et al., *Astrophys. J.* **846** (1), article id. 77 (2017). DOI:10.3847/1538-4357/aa8552
104. A. Sluder, M. Milosavljević, and M. H. Montgomery, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **480** (4), 5580 (2018). DOI:10.1093/mnras/sty2060
105. A. Socrates and B. T. Draine, *Astrophys. J.* **702** (1), L77 (2009). DOI:10.1088/0004-637X/702/1/L77
106. L. Spitzer, *Physical Review* **76** (4), 583 (1949). DOI:10.1103/PhysRev.76.583
107. J. Spyromilio, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **266**, L61 (1994). DOI:10.1093/mnras/266.1.L61
108. R. A. Stathakis, M. A. Dopita, R. D. Cannon, and E. M. Sadler, in *Proc. Tenth Santa Cruz Summer Workshop in Astronomy and Astrophysics on Supernovae, Lick Observatory, Santa-Cruz, 1989*, Ed. by S. E. Woosley (Springer-Verlag, New York, 1991) p. 95.
109. V. J. Sterken, L. R. Baalman, B. T. Draine, et al., *Space Science Reviews* **218** (8), id. 71 (2022). DOI:10.1007/s11214-022-00939-7
110. R. S. Sutherland and M. A. Dopita, *Astrophys. J.* **439**, 381 (1995). DOI:10.1086/175181

111. A. D. Taylor, W. J. Baggaley, and D. I. Steel, *Nature* **380** (6572), 323 (1996). DOI:10.1038/380323a0
112. B. C. Thomas, E. E. Engler, M. Kachelrieß, et al., *Astrophys. J.* **826** (1), article id. L3 (2016). DOI:10.3847/2041-8205/826/1/L3
113. A. A. Thoul and D. H. Weinberg, *Astrophys. J.* **442**, 480 (1995). DOI:10.1086/175455
114. A. G. G. M. Tielens, C. G. Seab, D. J. Hollenbach, and C. F. McKee, *Astrophys. J.* **319**, L109 (1987). DOI:10.1086/184964
115. P. Todini and A. Ferrara, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **325** (2), 726 (2001). DOI:10.1046/j.1365-8711.2001.04486.x
116. J. K. Truelove and C. F. McKee, *Astrophys. J. Suppl.* **120** (2), 299 (1999). DOI:10.1086/313176
117. E. O. Vasiliev and Y. A. Shchekinov, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **527** (3), 8755 (2024). DOI:10.1093/mnras/stad3820
118. C.-Y. Wang and R. A. Chevalier, *Astrophys. J.* **574** (1), 155 (2002). DOI:10.1086/340795
119. S. Wang, A. Li, and B. W. Jiang, *Astrophys. J.* **811** (1), article id. 38 (2015). DOI:10.1088/0004-637X/811/1/38
120. K. Weiler, *Supernovae and Gamma-Ray Bursters* (Springer-Verlag, Berlin, 2003). DOI:10.1007/3-540-45863-8
121. J. C. Weingartner and B. T. Draine, *Astrophys. J. Suppl.* **134** (2), 263 (2001). DOI:10.1086/320852
122. R. Wesson, M. J. Barlow, M. Matsuura, and B. Ercolano, *Monthly Notices Royal Astron. Soc.* **446** (2), 2089 (2015). DOI:10.1093/mnras/stu2250
123. B. Wolfe, P. M. Routly, A. S. Wightman, and L. Spitzer, *Physical Review* **79** (6), 1020 (1950). DOI:10.1103/PhysRev.79.1020
124. H. Yan, A. Lazarian, and B. T. Draine, *Astrophys. J.* **616** (2), 895 (2004). DOI:10.1086/425111
125. Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, *Physics of Shock Waves and High-temperature Hydrodynamic Phenomena*, Vol. 1 (Academic Press, New York, 1967).

High-Velocity Dust Grains Produced by a Supernova Explosion

E. O. Vasiliev¹

¹Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Moscow, 117997 Russia

Motivated by the discovery of a meteor with a velocity of more than 300 km s^{-1} by Victor L. Afanasiev in 2007, we study how dust grains formed in the supernova (SN) ejecta at its free-expansion phase can keep its high velocity obtained from the gas, where these grains have been born. Using a one-dimensional spherically symmetric Lagrangian approach, we follow the dynamics of grains during the interaction of an SN ejecta with the ambient interstellar gas. We have found that grains larger $0.3 \mu\text{m}$ can cross the SN forward shock front and reach the ambient interstellar medium. They are destroyed inefficiently, thus, their sizes remain close to the initial ones. In a diffuse interstellar gas with the density less than 1 cm^{-3} , the grains larger than $1 \mu\text{m}$ move with a velocity of about $1\text{--}2$ thousand km s^{-1} and propagate over distances exceeding $40\text{--}90 \text{ pc}$ from the SN origin within tens of kiloyears. In a dense environment, the propagation of grains is significantly suppressed: even large grains do not spread over distances greater than 50% of the current SN remnant size. Grains born close to the edge of the SN ejecta core in lower-mass ejecta reach greater distances. Thus, high-velocity grains are expected to be formed in this part of the ejecta with a mass of lower than $3 M_{\odot}$ of an SN remnant evolving in a diffuse gas with the density less than 1 cm^{-3} . We discuss possible consequences for dust transport out of galactic disks.

Keywords: *shock waves, ISM: supernova remnants, ISM: dust*