

ПРОБЛЕМА ШИРОКОГО КОМПОНЕНТА [Ar II] 7 МКМ СВЕРХНОВОЙ SN 1987A

© 2024 г. Н. Н. Чугай¹*, В. П. Утробин^{2,1}

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

²НИИЦ “Курчатовский институт”, Москва, Россия

Поступила в редакцию: 25.05.2024 г.

После доработки 03.06.2024 г.; принята к публикации 06.06.2024 г.

Исследуется происхождение широкого компонента эмиссионной линии [Ar II] 7 мкм, связанной с возбуждением газа нейтронной звездой SN 1987A. Мы приводим аргументы в пользу того, что широкие крылья линии формируются в газе с температурой ~ 300 К. Избыток потока в красном крыле линии [Ar II] воспроизводится рассеянием фотонов линии в оптически тонком однородном пылевом компоненте с размерами пылинок 1–2 мкм и общей массой (несколько) $\times 10^{-3} M_{\odot}$. Облака, содержащие практически всю пыль SN 1987A, имеют относительно небольшой фактор покрытия, и рассеяние фотонов на них не вносит заметного вклада в красное крыло. Обсуждается возможность дополнительного нагрева газа релятивистскими протонами.

Ключевые слова: звезды — сверхновые; звезды — нейтронные звезды.

DOI: 10.31857/S0320010824070019, EDN: MCNZTA

ВВЕДЕНИЕ

Идея о том, что эмиссионные линии ионов с высоким потенциалом ионизации могут свидетельствовать о возбуждении газа SN 1987A пульсаром, который непосредственно не наблюдается (Шевалье, Франссон, 1992), мотивировала наблюдение SN 1987A орбитальной обсерваторией JWST 16 июля 2022 года (Франссон и др., 2024). Полученные инфракрасные спектры показывают узкие эмиссионные линии ионов аргона и серы, которые возникают в газе, облучаемом ионизирующим излучением остывающей нейтронной звезды (CNS) или туманности, образованной пульсарным ветром (PWN) (Франссон и др., 2024).

Особый интерес представляют линии [Ar II] 6.98527 мкм и [Ar VI] 4.5 мкм. Вторая является признаком жесткого ионизирующего излучения, обусловленного NS (Франссон и др., 2024), тогда как первая, имеющая профиль с высоким отношением сигнал/шум, позволяет исследовать зону формирования линии. Отмечается, что узкое ядро линии [Ar II] 7 мкм указывает на доминирующую роль CNS в ионизации газа по сравнению со сценарием PWN (Франссон и др., 2024).

Косвенное и вместе с тем убедительное обнаружение NS на основе спектральных наблюдений ставит вопрос, понимаем ли мы существенную физику, связанную с формированием линии [Ar II]

7 мкм. По крайней мере два важных пункта требуют более детального исследования. Во-первых, модель ионизационного и теплового состояния газа способна объяснить только узкий компонент ($\text{FWHM} \sim 120 \text{ км с}^{-1}$) линии [Ar II] 7 мкм. Это оставляет без объяснения широкий компонент ($\text{FWHM} \sim 360 \text{ км с}^{-1}$). Во-вторых, линия [Ar II] 7 мкм показывает значительный избыток потока в красном крыле, который, скорее всего, обусловлен рассеянием фотонов линии на пыли (Франссон и др., 2024), однако предположение нуждается в подтверждении численным моделированием. Заметим, что эффекты рассеяния на пыли могут осложняться тем, что пыль сосредоточена в непрозрачных облаках (Двек, Арендт, 2015).

Представленное сообщение исследует оба поднятых выше вопроса. Исследование основано на простой сферической модели с радиальным распределением коэффициента излучения, восстановленного по профилю линии. Несмотря на простоту модели, она позволяет прийти к интересным выводам относительно распределения пыли и теплового состояния излучающего газа, ответственного за широкий компонент линии [Ar II] 7 мкм.

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОФИЛЯ ЛИНИИ

Описание модели

Профиль линии [Ar II] 7 мкм вычисляется в предположении, что зона свечения вокруг NS является сферической с излучающей способностью

*Электронный адрес: nchugai@inasan.ru

$\varepsilon(r)$ и гомологическим расширением $v = r/t$, где r — расстояние от NS, а $t = 35$ лет — возраст сверхновой в эпоху наблюдения обсерваторией JWST. Заметим, что гомологическое расширение с центром, совпадающим с нейтронной звездой, является следствием общего гомологического расширения оболочки сверхновой; здесь мы пренебрегаем возможным отклонением от гомологического расширения, связанного с PWN (если она есть). Ниже, как правило, имеется в виду скорость расширения относительно NS, кроме тех случаев, когда рассматривается скорость расширения оболочки сверхновой относительно ее центра.

Рассеяние и поглощение излучения линии пылью рассчитывается методом Монте Карло в предположении однородного распределения пыли в сфере радиуса $v_d = 800 \text{ км с}^{-1}$, в центре которой NS. Заметим, что эта величина скорости близка к скорости пылевого ядра 910 км с^{-1} в модели инфракрасного излучения пыли (Двек, Арендт, 2015). Скорее всего, имеет место смещение центров распределения пыли и излучающего газа. Однако мы пренебрегаем возможным несовпадением, которое может внести лишь незначительную поправку в рассчитанный профиль.

Существенные свойства пыли включают полную (по экстинкции) оптическую толщину пылевой сферы τ_d , альbedo однократного рассеяния ω и параметр асимметрии — средний косинус μ угла θ между волновым вектором падающего и вектором рассеянного фотона $g = \langle \mu \rangle$. Используется фазовая функция (индикатриса) рассеяния, предложенная (Дрейн, 2003),

$$\varphi(\mu) = C \frac{1 + \mu^2}{(1 + g^2 - 2g\mu)^{3/2}}, \quad (1)$$

где C — нормировочный множитель. Для пылинок малых размеров $x = 2\pi a/\lambda \ll 1$ параметр $g \rightarrow 0$, и приведенная индикатриса переходит в рэлеевскую.

Инфракрасные спектры, полученные Herschel на стадии 25 лет (Вессон и др., 2015), предполагают доминирование крупной пыли до 3 мкм. Это означает, что индикатриса рассеяния может иметь значительную асимметрию при рассеянии излучения с длиной волны 7 мкм. Ниже будут представлены несколько вариантов для демонстрации влияния основных параметров на профиль линии.

Исследуются две возможности распределения пыли: однородное и облачное. Распределение пыли в оптически плотных облаках было предложено с целью согласовать относительно небольшую оптическую толщину пылевой зоны, которая требовалась для объяснения синего смещения дубле-

та [O I] 6300, 6364 Å, ($\tau_d \lesssim 1$) ($\tau_c \gg 1$), и высокую оптическую толщину в модели инфракрасного излучения пыли (Люси и др., 2021). Большая оптическая толщина облаков в SN 1987A имеет место и на поздней стадии ($t = 25$ лет) (Двек, Арендт, 2015; Вессон и др., 2015) при полной массе пыли $0.8 M_\odot$ (Вессон и др., 2015).

Если пыль находится только в оптически толстых облаках, в роли оптической толщины среды выступает среднее число облаков вдоль радиуса (τ_{oc}) или “occultation optical depth” (Люси и др., 2021). Расчет рассеяния фотонов на оптически толстом облаке осложняется тем, что поверхность облака, как правило, имеет сложную форму. Мы, однако, рассмотрим простую модель, которая улавливает суть диффузного отражения, а именно: предполагается ламбертовское отражение от гладкой поверхности сферического облака при нормальном падении фотона на поверхность ($\cos \theta_0 = \mu_0 = 1$). В приближении большой оптической толщины облака $\tau_c \gg 1$ и сферической индикатрисы плоское альbedo имеет вид $A = 1 - \varphi(\mu_0, \omega) \sqrt{1 - \omega}$ (Соболев, 1975). Функция $\varphi(\mu_0, \omega)$ при $\omega = 0.5$ (силикатная пылинка с радиусом 1 мкм и $\lambda = 7$ мкм (Дрейн, 2011)) и $\mu_0 = 1$ равна 1.26 (Соболев, 1975). В этом случае альbedo облака составляет $A = 0.11$; эта величина используется ниже.

Оптически тонкий пылевой компонент

Профили линии [Ag II] 7 мкм, рассчитанные для разных наборов параметров (см. табл. 1), представлены на рис. 1 вместе с наблюдаемой линией. Рассчитанные профили смещены в синюю сторону на -260 км с^{-1} , в систему покоя нейтронной звезды (Франссон и др., 2024). Все модели используют нормированное распределение излучательной способности $\varepsilon(v)$ как функцию скорости $v = r/t$ относительно NS (рис. 2).

Таблица 1. Параметры моделей

Модель	τ_d	ω	g
A	0.0	0.0	0.0
B	0.9	0.5	0.0
C	0.9	0.5	0.3
D	0.9*	0.5/0.11**	0.0

* τ_{oc}

** ω /альbedo облака

Модель A с нулевой оптической толщиной пыли демонстрирует значительную величину вклада рассеяния на пыли в формирование красного крыла. Усиленное красное крыло присутствует в моделях B и C с одинаковой оптической толщиной

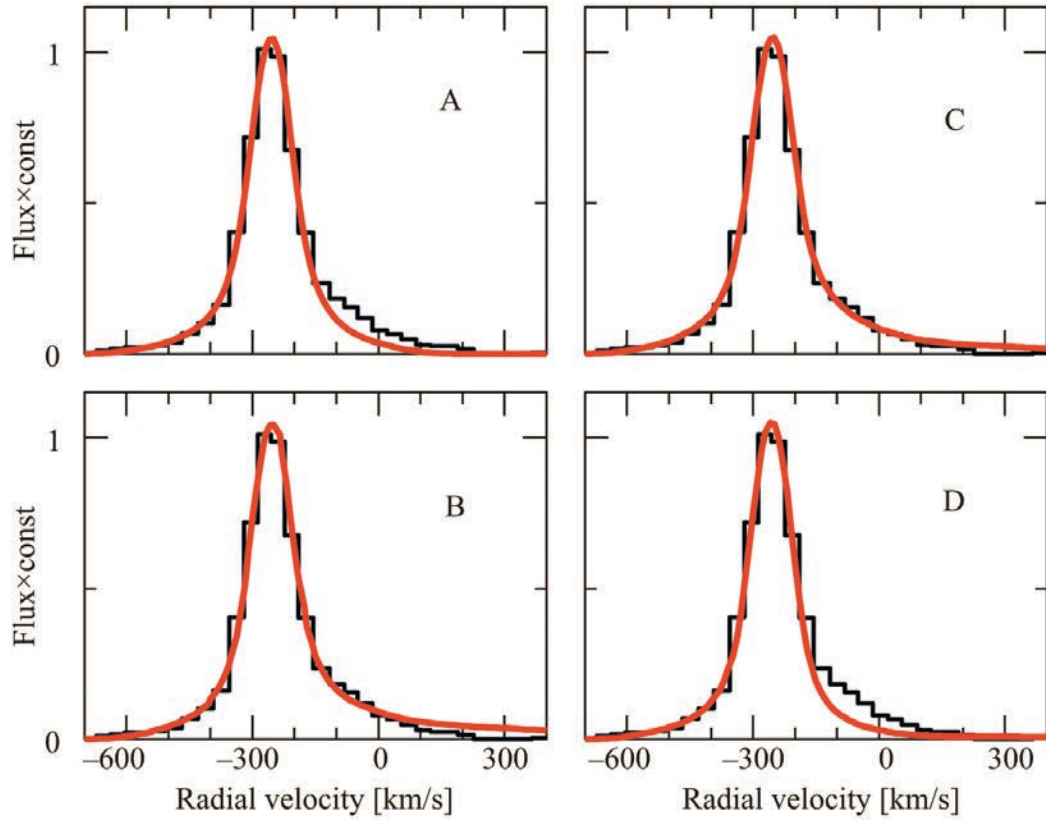


Рис. 1. Модельные профили (красная линия) для случаев А, В, С и D (табл. 1) совместно с наблюдаемым профилем линии [Ar II] 7 мкм. Модель С предпочтительна по сравнению с моделью В, которая имеет слишком сильное далекое красное крыло; модель D, в которой вся пыль находится в оптически толстых облаках, неспособна описать красное крыло линии.

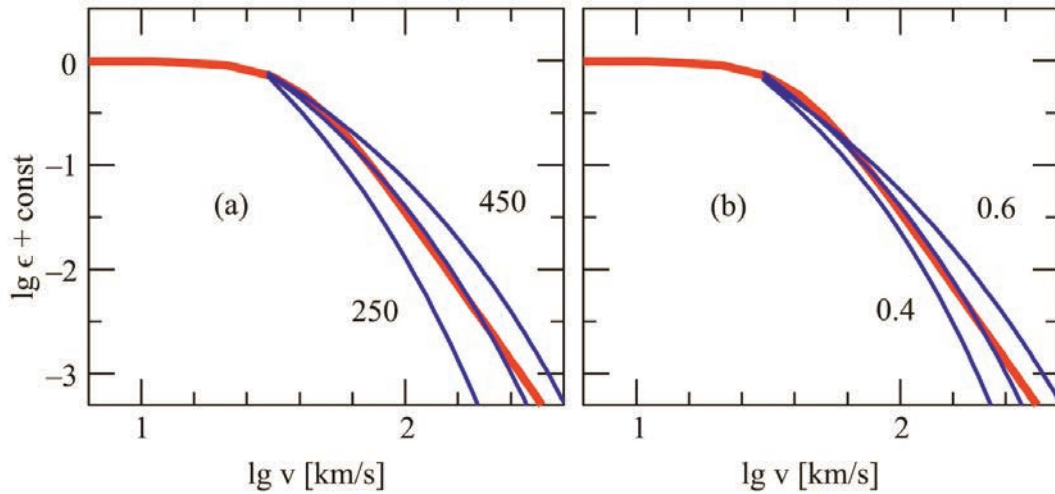


Рис. 2. Излучательная способность линии [Ar II] 7 мкм, восстановленная по наблюдаемому профилю (красная линия), и ее аппроксимация распределением температуры $(T_e/T_0) = (v/v_0)^{-\gamma}$. Панель (a) показывает варианты с различной температурой T_0 равной 250, 350 и 450 К при фиксированной величине $\gamma = 0.5$; панель (b) — варианты с величиной γ равной 0.4, 0.5 и 0.6 при $T_0 = 350$ К. Величины $\gamma = 0.5$ и $T_0 = 350$ К являются оптимальным выбором.

пыли, но с различной величиной параметра асимметрии рассеяния. Модель С с параметром асимметрии $g = 0.3$ предпочтительнее модели В с параметром $g = 0$. В последнем случае дальнейшее красное крыло ($v_r \gtrsim +50$ км с⁻¹) слишком сильное по сравнению с наблюдаемым профилем. Модель D, в которой вся пыль находится в оптически толстых пылевых облаках со средним числом облаков вдоль радиуса пылевой зоны $\tau_{oc} = 0.9$, не способна описать красное крыло и должна быть отвергнута. Мы не показываем модели с различной величиной радиуса (скорости) пылевой сферы. Однако следует подчеркнуть, что принятая величина $v_d = 800$ км с⁻¹ с неопределенностью $+100/-200$ км с⁻¹ является оптимальной.

Основной вывод моделирования профиля линии Ag II состоит в том, что вся пыль не может быть заключена в оптически толстых облаках. Небольшая доля пыли должна присутствовать в форме однородного оптически тонкого компонента ($\tau_d \approx 0.9$) в межоблачной среде с характерным масштабом скорости $r/t \approx 800$ км с⁻¹. Облачный компонент пыли должен иметь относительно небольшую величину среднего числа облаков вдоль радиуса $\tau_{oc} < 0.5$, поскольку рассеяние на облаках не должно вносить заметный вклад в формирование профиля линии. Формально это означает, что $\tau_{oc} = (3/4) (R_d/r_c) f < 1$, где f — фактор заполнения облачного компонента, $R_d = v_d t \sim 10^{17}$ см — радиус зоны облачного компонента, r_c — средний радиус облака. Для иллюстрации, при $R_d/r_c = 50$ условие $\tau_{oc} \approx 0.5$ выполняется, если $f \sim 0.01$.

Масса однородного оптически тонкого компонента составляет

$$M_d = 2 \times 10^{-3} \zeta \left(\frac{\tau_d}{0.9} \right) \left(\frac{v_d}{800 \text{ км с}^{-1}} \right)^2 \times \left(\frac{a}{1 \text{ мкм}} \right) M_{\odot}, \quad (2)$$

где $\zeta \approx 1$ г см⁻³ — плотность материала пылинки. Интересно, что пылинки микронного размера требуются для описания распределения энергии инфракрасного излучения (Вессон и др., 2015), и такие же большие пылинки предполагаются величиной параметра асимметрии рассеяния $g = 0.3$ в оптимальной модели С для описания красного крыла линии Ag II.

В самом деле, согласно теории Ми, сферические пылинки с параметром $x = 2\pi a/\lambda$ в диапазоне $1 < x < 2$ имеют параметр асимметрии $0.2 < g < 0.6$ (Эхлер, Моосмюллер, 2023). Интервал $1 < x < 2$ при $\lambda = 7$ мкм соответствует радиусам пылинок $1.1 < a < 2.2$ мкм. Следовательно, радиус пылинок с параметром асимметрии $g = 0.3$ находится

в пределах 1–2 мкм. При радиусе $a = 1.5$ мкм масса однородного компонента пыли, согласно уравнению (2), составляет $\sim 0.003 M_{\odot}$. При эффективности поглощения астросиликатов $Q_{abs} = 0.014(a/1 \text{ мкм})(100 \text{ мкм}/\lambda)^2$ (Дрейн, 2011) и температуре пыли 20 К (Вессон и др., 2015) светимость однородного пылевого компонента равна $\approx 4 L_{\odot}$, что составляет $\sim 2\%$ светимости пылевого ядра SN 1987A на стадии 25 лет (Вессон и др., 2015).

Итак, можно утверждать, что однородный оптически тонкий компонент пыли, ответственный за красное крыло линии [Ar II] 7 мкм, образован пылинками 1–2 мкм с общей массой (несколько) $\times 10^{-3} M_{\odot}$. Вполне возможно, что однородный оптически тонкий компонент пыли является совокупностью пылевых гало оптически толстых пылевых облаков.

Широкий компонент и электронная температура

Линия [Ar II] 7 мкм описывается двумя гауссианами: узким компонентом (FWHM = 120 км с⁻¹) со светимостью $L_n = 1.4 \times 10^{32}$ эрг с⁻¹ и широким компонентом (FWHM = 360 км с⁻¹) со светимостью $L_b = 10^{32}$ эрг с⁻¹ (Франссон и др., 2024). Половина светимости широкого компонента, по результатам нашего моделирования профиля линии, связана с рассеянием на пыли излучения узкого компонента, так что светимость исходного широкого компонента составляет $\approx 5 \times 10^{31}$ эрг с⁻¹.

Широкий компонент излучается газом со скоростями 60–350 км с⁻¹, т.е. на расстояниях $(6-40) \times 10^{15}$ см от нейтронной звезды (мы не учитываем тангенциальной скорости, которая известна с большой неопределенностью). В ионизационных моделях CNS и PWN рассматривается газ в пределах низких скоростей расширения $\lesssim 70$ км с⁻¹ (Франссон и др., 2024). В обеих моделях степень ионизации и электронная температура уменьшаются с расстоянием от NS. Экстраполируя эти модели на область скоростей $\gtrsim 70$ км с⁻¹, примем степень ионизации $x_e = 0.03$, долю Ag II 0.03 и электронную температуру $T_e = 100$ К.

Излучательная способность $\varepsilon(v)$ [эрг с⁻¹ см⁻³] линии [Ar II] 7 мкм ($J_1 = 3/2$, $J_2 = 1/2$, $A_{21} = 5.3 \times 10^{-2}$ с⁻¹, $T_{ex} = E_{12}/k = 2060$ К) определяется в основном электронными столкновениями. Возбуждение Ag II столкновениями с нейтральным кислородом возможно, но скорость его неизвестна. Исходя из аналогии с возбуждением Ag II нейтральным водородом, коэффициент скорости которого на четыре порядка меньше, чем для электронов при температуре 100–1000 К (Ян, Бабб, 2024), столкновениями с нейтральным кислородом можно пренебречь.

Примем содержание Ar в смеси O-Si-S-Ar-Sa равным 2.7×10^{-2} по числу атомов, а концентрацию ионов (включая нейтралы) оценим, полагая однородную плотность $n_i = 2.7 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ в центральной зоне $v < 2200 \text{ км с}^{-1}$ с массой $3 M_\odot$ (Франссон и др., 2024). В приближении для силы столкновений $\omega_{21} = (2J_1 + 1)(2J_2 + 1)$ (Гоулд, 1963) скорость столкновительного перехода вниз составляет $q_{21} = 3.4 \times 10^{-6} (T_e/100 \text{ К})^{-0.5} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$. Поскольку электронная концентрация ($\sim 10^2 \text{ см}^{-3}$) значительно меньше критической плотности $A_{21}/q_{21} \approx 10^4 \text{ см}^{-3}$, то

$$\varepsilon = E_{12} \left(\frac{g_2}{g_1} \right) q_{21} n_e n(\text{Ar II}) \exp \left(\frac{-T_{ex}}{T_e} \right), \quad (3)$$

где $n(\text{Ar II})$ — концентрация ионов Ar II. Для принятых значений плотности, ионизации и температуры (100 К) светимость широкого компонента линии [Ar II] 7 мкм в зоне его формирования ($< 350 \text{ км с}^{-1}$) равна $L_b \approx 2.4 \times 10^{25} \text{ эрг с}^{-1}$ — на шесть порядков ниже наблюдаемой. Поскольку эта величина определяется в основном принятой температурой, то данное расхождение указывает на более высокую температуру газа в зоне формирования широкого компонента. При тех же условиях для согласия с наблюдаемой светимостью температура газа в зоне формирования широкого компонента ($60\text{--}350 \text{ км с}^{-1}$) должна быть $T_e \approx 390 \text{ К}$, существенно выше температуры в моделях CNS и PWN, экстраполированных на высокие скорости.

Тот факт, что экспоненциальный фактор $\exp(-T_{ex}/T_e)$ определяет зависимость излучательной способности от скорости $\varepsilon(v)$, открывает интересную возможность независимой оценки температуры газа в области формирования широкого компонента ($v \sim 100 \text{ км с}^{-1}$) на основе моделирования нормированного профиля. В представленных выше моделях профиля линии принята степенная зависимость $\varepsilon(v) \propto v^{-\beta}$ со степенью $\beta = 3.5$ в области $v > 60 \text{ км с}^{-1}$. В предположении, что только температура зависит от скорости $T_e \propto v^{-\gamma}$, логарифмическая производная выражения $\varepsilon \propto T_e^{-1/2} \exp(-T_{ex}/T_e)$ приводит к простой формуле для электронной температуры

$$T_e = T_{ex} \left(\frac{\beta}{\gamma} + 0.5 \right)^{-1}, \quad (4)$$

которая относится к области скоростей $\sim 100 \text{ км с}^{-1}$. Величина γ может быть определена путем описания зависимости $\varepsilon(v)$, найденной ранее из наблюдаемого профиля.

На рис. 2 представлено описание поведения $\varepsilon(v)$ с использованием соотношений $\varepsilon \propto$

$T_e^{-1/2} \times \exp(-T_{ex}/T_e)$ при $T_e = T_0 (v/v_0)^{-\gamma}$ (где $v_0 = 100 \text{ км с}^{-1}$) и $\varepsilon \propto v^{-\beta}$ при $\beta = 3.5$. Визуальная подгонка приводит к оптимальным величинам $\gamma = 0.5$ и $T_0 = 350 \text{ К}$. Найденная температура согласуется с величиной 390 К, полученной из светимости широкого компонента. Уравнение (4) при $\gamma = 0.5$ дает еще одну оценку температуры $T_e = 275 \text{ К}$, которая несколько меньше величин полученных выше.

Все три оценки температуры указывают на то, что температура газа в зоне излучения широкого компонента ($v \sim 100 \text{ км с}^{-1}$) лежит в пределах 300–400 К и медленно падает с увеличением скорости $T_e \propto v^{-0.5}$. Если ионизация также падает с ростом скорости, то падение температуры с увеличением скорости должно быть еще медленнее, с показателем степени $\gamma < 0.5$.

ВЫВОДЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Цель работы заключалась в исследовании происхождения широкого компонента эмиссии [Ar II] 7 мкм в ядре SN 1987A и объяснении избытка потока в красном крыле линии. Первый важный вывод состоит в том, что красное крыло является результатом рассеяния на относительно однородном распределении пыли с размерами пылинок 1–2 мкм и общей массой (несколько) $\times 10^{-3} M_\odot$. Рассеяние на оптически толстых пылевых облаках не вносят заметного вклада.

В предложенном сценарии широкий компонент линии [Ar II] возникает в газе со скоростями расширения $60 < v < 350 \text{ км с}^{-1}$ относительно NS и температурой электронов 300–400 К. Эта температура значительно выше величины $\lesssim 100 \text{ К}$ в моделях CNS и PWN (Франссон и др., 2024), экстраполированных на скорости $> 70 \text{ км с}^{-1}$.

Возникает вопрос: может ли сосуществовать пыль с температурой $T_d \approx 20 \text{ К}$ (Вессон и др., 2015) в среде с температурой газа $T_e \approx 350 \text{ К}$? Мы оценили максимальный темп нагрева пылинок потоком всех частиц (нейтралы, ионы, электроны) и нашли, что темп нагрева в 30 раз меньше темпа охлаждения пылинок за счет излучения. Это означает, что холодная пыль может при данных условиях сосуществовать с теплым газом.

Проблема источника нагрева газа оказывается более серьезной, поскольку исследованные модели ионизации и теплового баланса CNS и PWN (Франссон и др., 2024) не содержат дополнительных возможностей нагрева. Позитроны от распада ^{44}Ti теряют всю свою энергию в Fe-конденсациях, благодаря удержанию их магнитным полем (Чугай и др., 1997). Подчеркнем, что, если бы позитроны свободно проникали в межоблачную среду, их ионизационные потери привели бы к появлению

интенсивных широких крыльев линии в интервале скоростей $\approx 1000 \text{ км с}^{-1}$, что противоречило бы наблюдаемому профилю [Ag II] 7 мкм. Дополнительный источник нагрева скорее всего связан с NS.

В отсутствие альтернативы мы предполагаем, что дополнительный нагрев обусловлен ионизационными потерями релятивистских протонов, покидающих PWN. Вопрос о соотношении лептонов и протонов в PWN не вполне ясен, поскольку признаки релятивистских протонов трудно обнаружить. Недавнее детектирование PeV-ных гамма-квантов от Крабовидной туманности установкой LHAASO указывает на то, что релятивистские протоны там есть и они могут уносить 10–50% полной светимости пульсара (Лиу, Ванг, 2021).

Для предлагаемого механизма нагрева существенно, чтобы время диффузии частиц в сфере радиуса $R \sim 2 \times 10^{16} \text{ см}$ было бы порядка возраста сверхновой $t_{\text{dif}} \sim R^2/6D \sim 35 \text{ лет}$. Время диффузии релятивистской частицы ($\gamma \gg 1$) в магнитном поле одинаково для электронов и протонов данной энергии. Однако при энергии $\gtrsim 100 \text{ МэВ}$ доля ионизационных потерь электронов ничтожно мала по сравнению с радиационными потерями, и нагрев протонами оказывается более эффективным. В предположении бомбовской диффузии, т.е. $D = r_g c/3$ с гирорадиусом $r_g = E/eB$, энергия частиц E и магнитное поле ограничиваются условием $B \sim 5(E/10 \text{ ГэВ})(R/2 \times 10^{16} \text{ см})^{-2} \text{ мкГс}$; при $B \approx 5 \text{ мкГс}$ энергия протонов должна быть $\sim 10 \text{ ГэВ}$. Заметим, что поле $\sim 5 \text{ мкГс}$ требуется также для удержания позитронов распада ^{44}Ti с энергией $\approx 1 \text{ МэВ}$ при радиусе Fe-конденсаций $\sim 10^{-2} R \sim 2 \times 10^{14} \text{ см}$. Магнитное поле PWN может быть сильнее и вероятно иметь более сложную топологию, которая может затруднять выход релятивистских протонов, или, наоборот, облегчать. При радиусе PWN (Франссон и др., 2024) в 10 раз меньше, чем принятый радиус зоны свечения широкого компонента эмиссии [Ag II] 7 мкм, время диффузии в PWN будет сравнимо с диффузией в зоне свечения широкого компонента даже при 100-кратно более сильном поле PWN.

Пробег протонов с энергией 10 ГэВ, обусловленный ионизационными потерями в O/Si-смеси, составляет $R_{\text{ion}} \approx 5 \times 10^3 \text{ г см}^{-2}$ (данные NIST). При плотности вещества $\rho \approx 10^{-19} \text{ г см}^{-3}$ в центре оболочки SN 1987A характерное время потерь энергии протонов $t_{\text{ion}} = R_{\text{ion}}/(c\rho) \sim 1.6 \times 10^{12} \text{ с}$. Мощность ионизационных потерь, требуемая для дополнительного нагрева зоны свечения Ag II, составляет $L_{\text{ion}} \sim 10^{32} \text{ эрг с}^{-1}$. Это предполагает полную энергию релятивистских протонов $W_p \sim L_{\text{ion}} t_{\text{ion}} \sim 1.6 \times 10^{44} \text{ эрг}$ и число протонов с энергией около 10 ГэВ $N_p \sim 10^{46}$. Потери энергии релятивист-

ских протонов определяются работой pdV равной $W_p/t \sim 1.4 \times 10^{35} \text{ эрг с}^{-1}$. Эта величина существенно меньше оценки верхнего предела темпа потери вращательной энергии нейтронной звезды $\lesssim 3 \times 10^{36} \text{ эрг с}^{-1}$ (Франссон и др., 2024).

Столкновения протонов с ядрами приводят к рождению π^0 -мезонов с последующим распадом на два гамма-кванта с суммарной энергией в системе покоя $m_\pi c^2 = 135 \text{ МэВ}$. Детектирование гамма-излучения распада π^0 либо верхний предел потока могли бы верифицировать предложенный механизм нагрева. При концентрации частиц (O и Si) $3 \times 10^3 \text{ см}^{-3}$ со средним атомным весом $A = 22$, радиусом ядра $R = 1.25A^{1/3} \text{ Фм}$ и сечением $\sigma_n = \pi R^2 = 385 \text{ мб}$ время свободного пробега протонов относительно ядерных столкновений равно $t_n \sim 3 \times 10^{11} \text{ с}$. Эксперименты по столкновению протонов с ядрами ^4He и ^{12}C (Янг и др., 2018), экстраполированные на ядра с $A = 22$ показывают, что сечение производства π^0 при энергии 10 ГэВ равно $\sigma_{\pi^0} \approx 360 \text{ мб}$, близкое к геометрическому сечению. Таким образом, каждое (pA)-столкновение с ядрами ($A = 22$) порождает в среднем один нейтральный пион. Полная светимость гамма-квантов (без учета импульса рожденного π^0) в этом случае равна $L_\gamma = m_\pi c^2 N_p/t_n \sim 10^{31} \text{ эрг с}^{-1}$.

В рассматриваемой картине поток гамма-квантов от распада π^0 при расстоянии до LMC $D = 50 \text{ кпк}$ в диапазоне 100 МэВ должен составить $f_\gamma = L_\gamma/(4\pi D^2) \sim 3.5 \times 10^{-17} \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Эта величина на 5 dex ниже порога обнаружения Fermi LAT в диапазоне 100 МэВ при экспозиции в 4 года (<https://fermi.gsfc.nasa.gov>). Низкий ожидаемый поток гамма-квантов распада π^0 в настоящее время оставляет открытым вопрос о верификации предложенного механизма дополнительного нагрева газа, ответственного за широкий компонент линии [Ag II] 7 мкм. По этой причине данный механизм следует рассматривать как интересную возможность нуждающуюся в подтверждении.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бессон и др. (R. Wesson, M. J. Barlow, M. Matsuura, and B. Ercolano), *MNRAS* **446**, 2089 (2015).
2. Гойлд (R. J. Gould), *Astrophys. J.* **138**, 1308 (1963).
3. Двек, Арендт (E. Dwek and R. G. Arendt), *Astrophys. J.* **810**, 75 (2015).
4. Дрейн (B. T. Draine), *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium* (Princeton: Princeton Univer. Press, 2011).
5. Дрейн (B. T. Draine), *Astrophys. J.* **598**, 1017 (2003).
6. Лиу, Ванг (R.-Y. Liu and X.-Y. Wang), *Astrophys. J.* **922**, 221 (2021).

7. Люси и др. (L. B. Lucy, I. J. Danziger, C. Gouiffès, and P. Bouchet), *Supernovae. The Tenth Santa Cruz Workshop in Astronomy and Astrophysics* (Ed. S. E. Woosley. New York: Springer-Verlag, 1991).
8. Соболев (V. V. Sobolev), *Light scattering in planetary atmospheres* (Oxford and New York: Pergamon Press, 1975).
9. Франссон и др. (C. Fransson, M. J. Barlow, P. J. Kavanagh, et al.), *Science* **383**, 898 (2024).
10. Чугай и др. (N. Chugai, R. Chevalier, R. Kirshner, and P. Challis), *Astrophys. J.* **483**, 925 (1997).
11. Шевалье, Франссон (R. Chevalier and C. Fransson), *Astrophys. J.* **395**, 540 (1992).
12. Эхлер, Моосмюллер (K. Ehler and H. Moosmüller), *Aerosol Sci. and Technology* **57**, 425 (2023).
13. Ян, Бабб (P.-G. Yan and J. F. Babb), *Astrophys. J.* **961**, 43 (2024).
14. R. Yang, E. Kafexhiu, and F. Aharonian (P.-G. Yan and J. F. Babb), *Astron. Astrophys.* **615**, A108 (2018).