

ГОРЯЧАЯ ПЫЛЬ В СВЕРХЯРКИХ
ИНФРАКРАСНЫХ ГАЛАКТИКАХЮ.А.ШЕКИНОВ¹, Е.О.ВАСИЛЬЕВ²

Поступила 28 июня 2017

Сверхяркие инфракрасные галактики с суммарной светимостью в интервале длин волн $\lambda\lambda = 10 - 800$ мкм, на порядки превосходящей полную светимость нашей Галактики, характеризуются высокой массовой концентрацией пыли. Вследствие этого оптическая толщина межзвездного газа, особенно в центральных областях галактик, чрезвычайно высока: от 1 на миллиметровых длинах волн до 10^4 в оптической области. Средняя температура пыли в них составляет около $T_d = 30$ К, однако вариации от галактики к галактике заключены в широких пределах $T_d = 20 - 70$ К. Основным источником пыли в них являются, по-видимому, вспышки сверхновых II типа, основным источником нагрева - звезды. Вместе с тем, учитывая, что ударные волны от сверхновых являются в нашей Галактике эффективным механизмом разрушения межзвездной пыли, а также высокую оптическую толщину газа к нагревающему звездному излучению, это заключение заслуживает детального анализа. В настоящей работе приводятся оценки баланса массы пыли и особенности ее нагрева в таких галактиках на примере ближайшей к нам сверхяркой галактики *Agr 220*. Показано, что в условиях доминирования сверхновых в производстве и разрушении пыли в межзвездном газе устанавливается значение массовой концентрации пыли, близкое к наблюдаемому в *Agr 220*. Показано также, что наблюдаемое звездное население этой галактики может поддерживать в ней высокую ($T_d = 67$ К) температуру при условии, что пыль в ее центральной области сосредоточена в плотных ($n = 10^8$ см⁻³) облачках малого размера - радиуса ≤ 0.003 пк. Обсуждаются механизмы, способные поддерживать структуру межзвездного газа в таком состоянии.

Ключевые слова: *сверхяркие инфракрасные галактики: Agr 220: пыль; межзвездный газ: сверхновые: ударные волны*

1. **Введение.** Инфракрасные (ИК) галактики определены как галактики со светимостью в инфракрасной области спектра ($8 - 1000$ мкм), превышающей оптическую (см. [1]). Яркие и сверхяркие инфракрасные галактики (LIRGs - Luminous InfraRed Galaxies, ULIRGs - Ultra Luminous InfraRed Galaxies) обладают инфракрасной светимостью в интервале $10^{11} < L < 10^{12} L_{\odot}$ и $10^{12} < L < 10^{13} L_{\odot}$ [1,2], соответственно. В последние годы обнаружены более мощные галактики HyLIRGs (HyperLIRGs) со светимостью $10^{13} < L < 10^{14} L_{\odot}$ (см., например [3]), и совсем недавно появились сведения об обнаружении галактики ELIRG (ExtremeLIRG) с инфракрасной светимостью $L > 10^{14} L_{\odot}$ [4]. Высокая светимость галактик всего класса LIRG предполагает высокую скорость звездообразования (ЗО) - на порядки выше скорости ЗО в нашей Галактике, - и высокое содержание пыли, затмевающей оптическое излучение

галактик и перерабатывающей его в ИК диапазон.

Несмотря на исключительно высокую светимость ярких ИК галактик, относительная масса пыли в них в среднем сравнительно невелика: $\langle M_d/M_* \rangle = 6 \times 10^{-4}$ по выборке [5], что сравнимо с соответствующим значением в нашей Галактике; здесь M_* - полная масса звезд в галактике. Вместе с тем, вариации отношения M_d/M_* вокруг среднего значения для индивидуальных галактик могут достигать порядка величины (см. ниже). Это обстоятельство может свидетельствовать о том, что пыль в сливающихся галактиках быстро реагирует на разрушительное действие, обусловленное энергосвободением массивных звезд. Для сравнения уместно вспомнить о том, что в межзвездной среде (МЗС) нашей Галактики время жизни пыли по отношению к разрушению ударными волнами от сверхновых составляет всего около 100 млн. лет (см. обсуждение в [6]). Принимая во внимание, что скорость 30 в Галактике $SFR \approx 3 M_\odot$ в год, а соответственно, и частота вспышек сверхновых на полтора-два порядка меньше типичных величин в ярких ИК галактиках, можно предположить что время жизни пыли в них также соответственно короче: т.е. при прочих равных условиях оно должно иметь порядок около 1 млн. лет.

Яркие ИК галактики в локальной Вселенной ($z < 0.1$) являются преимущественно взаимодействующими (сливающимися) галактиками и демонстрируют вспышку звездообразования в их ядрах. Учитывая, что слияние галактик и стимулированная им вспышка 30 охватывает временную шкалу в сотни миллионов лет, производство пыли может быть связано только со вспышками сверхновых типа II - все другие звездные источники: красные гиганты и сверхгиганты, холодные углеродные звезды, становятся источниками пыли на более длинной шкале. Образование пыли в молекулярных облаках в условиях межзвездной среды в ярких ИК галактиках является, по-видимому, неэффективным (см. обсуждение ниже).

Прямые наблюдения исторических сверхновых в Галактике и сверхновой 1987А в Большом Магеллановом облаке указывают на то, что сверхновые типа II могут сбрасывать в окружающую МЗС вплоть до $M_d \sim 1 M_\odot$ массы пыли [7-10]. В этом смысле массовая доля пыли (по отношению к массе звезд) в ярких ИК галактиках может характеризовать возраст вспышки звездообразования в них. Баланс между процессами разрушения пыли ударными волнами от сверхновых и пополнение массы пыли, обусловленное выбросом пыли ими же, может определять наблюдательные характеристики ярких ИК галактик (LIRGs, ULIRGs и т.д.). В настоящей работе на примере яркой инфракрасной галактики Arp 220 мы показываем, что основным источником пыли в таких галактиках являются сверхновые II типа и приводим соотношения, связывающие характеристики пыли и параметры звездообра-

зования в них.

2. *Ближайшая сверхяркая ИК галактика Arp 220.* Для оценки состояния пыли в сверхярких ИК галактиках мы рассмотрим в качестве прототипа ближайшую к нам галактику Arp 220 - расстояние 77 Мпк, полная светимость в ИК области $L_{\text{IR}} \sim 2 \times 10^{12} L_{\odot}$ [11,12]. Следует, впрочем, отметить, что сверхяркие ИК галактики в силу своей природы пекулярны и говорить о прототипе можно, только имея в виду самые общие характеристики, а именно: высокую светимость в инфракрасной области спектра, высокую скорость ЗО, большую экстинкцию в оптике [1].

Большая часть эмиссии в далеком ИК и субмиллиметровом спектре Arp 220 генерируется в центральной области размером $R_{\text{IR}} \sim 300$ пк, которая может заключать массу газа $M_{\text{IR}} \sim 10^7 - 10^8 M_{\odot}$, $\langle n \rangle \sim 3 \times (10^2 - 10^3) \text{ см}^{-3}$ [13]. Вместе с тем, наблюдения эмиссий CO (6-5) - критическая плотность $n_{\text{crit}} \sim 10^5 \text{ см}^{-3}$, и вращательных линий HCN и HCO⁺ - критическая плотность 10^6 и 10^7 см^{-3} , указывает на то, что центральная ИК область крайне неоднородна по плотности и представляет собой смесь "диффузного" газа сравнительно низкой плотности и плотных молекулярных конденсаций - облачков. Объемный фактор заполнения таких облачков может составлять $f_v \sim \langle n \rangle / n_{\text{crit}} \sim 10^{-3} - 10^{-4}$. При этом "поверхностный" фактор, т.е. эффективное сечение облачков на луче зрения, $f_c = 2 N_{\text{cl}} \pi r_{\text{cl}}^2 R_{\text{IR}}$ (N_{cl} - число облачков в ед. объема, r_{cl} - радиус одного облачка) должно превышать единицу, чтобы обеспечивать наблюдаемую большую оптическую толщину: $f_c \equiv f_v R_{\text{IR}} / r_{\text{cl}} \geq 1$, что позволяет сделать оценку радиуса плотных облачков $r_{\text{cl}} < (10^{-3} - 10^{-4}) R_{\text{IR}} \sim 0.03 - 0.3$ пк.

2.1. *Баланс массы пыли в Arp 220.* Массовая (по отношению к массе звезд) доля пыли¹ в галактике Arp 220 составляет $\zeta_d^* = M_d / M_* = 0.002$ [5], что в 4 раза больше массовой доли пыли в нашей Галактике $\zeta_{d,G}^* = 5 \times 10^{-4}$. Более привычная величина - массовая доля пыли по газу зависит от фактора конверсии CO в H₂ и в настоящее время оценивается также несколько выше, чем в Галактике $\zeta_d = M_d / M_H \sim 0.01 - 0.02$ [14, 15]. Это заставляет думать, что большая, если ни большая, часть пыли произведена *in situ*, а не является остатком пыли, содержащейся в галактиках перед их слиянием.

Источники пыли. Выводы об источниках пыли требуют знания временной шкалы динамических процессов в галактике. Эти оценки для Arp 220 противоречивы. Наблюдения оптической эмиссии указывают на существование двух звездных населений: молодого с возрастом $t_{\text{YSP}} \leq 10$ млн лет и промежуточного с $t_{\text{ISP}} \sim 300$ млн лет [16]. По другим, более поздним оценкам

¹ Первоначальные оценки IRAS массы пыли в Arp 220 превышали современное значение $M_d = 10^3 M_{\odot}$ почти на 2 порядка [18]

молодое и промежуточное населения имеют возрасты $t_{YSP} < 100$ млн лет и $0.5 \leq t_{ISP} \leq 0.9$ млрд лет [17]. Молодое население сосредоточено в более компактной центральной области Ayr 220 и ее вклад в полную светимость может составлять вплоть до 63% [17]. Более короткое значение характерного времени можно получить, если отнести размер активной области Ayr 220 $R_{IR} = 1$ кпк [18] к возможной скорости слияния составляющих ее ядер $v_m \geq 100$ км с⁻¹: $t_{dm} \leq 10$ млн лет.

Вклад от красных гигантов и планетарных туманностей промежуточного звездного населения невелик: принимая для него начальную массу Миллера-Скало [19]

$$\xi(m) \propto \begin{cases} m^{-1.4}, & \text{если } m < 1, \\ m^{-2.5}, & \text{если } m > 1, \end{cases} \quad (1)$$

для полной массы звезд промежуточного населения $M_{*ISP} = 5 \times 10^{10} M_{\odot}$ можно получить оценку числа звезд с массами $m > 2.6$, которые за время $t_{ISP} \leq 0.9$ млрд лет сойдут с Главной последовательности, $N_{2.6} = 2 \times 10^9$. Принимая для средней массы, сбрасываемой такими звездами в виде ветра на фазе AGB величину $= 2 M_{\odot}$ [20], а для массовой доли пыли в ветре $Z_d = 0.006$, можно получить для полной массы пыли, которая может быть выброшена такими звездами в галактику $M_{dAGB} \sim 3 \times 10^5 M_{\odot}$, на 3 порядка меньше наблюдаемой в Ayr220.

В таких условиях основной вклад в производство пыли будут давать только сверхновые II типа. Принимая для массы пыли от отдельной сверхновой $M_{dSN} / (1 M_{\odot}) = \mu_d$, можно оценить частоту вспышек сверхновых, необходимую для того, чтобы на динамическом времени обеспечить наблюдаемое количество пыли

$$v_{SN} = \frac{M_d}{M_{dSN} t_{dm}} \geq 10 \mu_d^{-1} \text{ в год}; \quad (2)$$

соответствующая скорость звездообразования $SFR \geq 600 \mu_d^{-1} M_{\odot}$ в год для стандартной начальной функции масс - это в 2.5 раза превышает измеряемую скорость ЗО в Ayr 220 (см. ниже).

Соответствующая оценке (2) полная механическая мощность от вспышек сверхновых равна $L_m = v_{SN} E_0 \geq 10^{11} \mu_d^{-1} L_{\odot}$. Светимость звезд на протяжении вспышки ЗО, следуя [21], можно оценить величиной

$$L_* \sim 10^{10} m_l m_u^{0.37} m t_{b,100}^{0.67} L_{\odot}, \quad (3)$$

здесь m_l , m_u - нижний и верхний предел масс в единицах M_{\odot} начальной функции масс, $\alpha = 0.23$ для $m_l < 1$, m - скорость ЗО в единицах солнечной массы в год, $t_{b,100}$ - длительность вспышки ЗО в единицах 100 млн. лет; для $m_l = 0.08$, $m_u = 45$, $t_{b,100} = 1$ получим оценку для звездной светимости

$L_* \geq 4 \times 10^{12} \mu_d L_\odot$. Легко видеть, что оценка может быть согласована с наблюдаемой ИК светимостью Агр 220 при условии, что $\mu_d \sim 1$.

Прямые измерения массы пыли, выбрасываемой в окружающую среду, немногочисленны и, как правило, дают значения $\mu_d \ll 1$. Существует лишь одно измерение массы выброшенной пыли сверхновой 1987А $\mu_d = 0.2 M_\odot$ [22]. Если принять это значение, то приведенная здесь оценка светимости явно завышена. Это может означать, что либо параметры модели вспышки 30 в уравнении (3), либо сама модель [21] должны быть изменены. Одним из таких параметров может быть возраст вспышки $t_{\text{всп}} = 1$. Если принять его равным динамическому $t_{\text{всп}} \leq 0.1$, то оценка (3) будет вполне сопоставима с наблюдаемой светимостью для $\mu_d = 0.2 M_\odot$.

Разрушение пыли: молекулярные облака. При столь высокой частоте вспышек сверхновых в активной зоне Агр 220 R_{IR} можно ожидать, что отдельные остатки будут перекрываться (сливаться друг с другом) до окончания фазы Седова-Тейлора, результатом чего может быть: а) эффективное разрушение пыли в окружающей межзвездной среде (см. [23-25]) и б) возникновение крупномасштабного вебра с высоким значением эффективности нагрева межзвездной среды [26,27], и как следствие, истечение пыли из активной области. Действительно, легко показать (см. обсуждение в [28]), что фактор пористости

$$P = \left(\frac{2}{\varepsilon} \right)^3 \frac{v_{\text{SN}}}{v_{\text{ST}}^{11/3}} \left(\frac{E}{\rho} \right)^{4/3} R_{\text{IR}}^{-3} \sim 30 \mu_d^3 n^{-4/3}, \quad (4)$$

где $v_{\text{ST}} = 100 \text{ км с}^{-1}$ - скорость расширения УВ от отдельной сверхновой в конце фазы Седова-Тейлора, n - концентрация окружающего газа. Здесь следует иметь в виду, что распределение плотности газа в области активного звездообразования неоднородно (имеет облачную структуру) и поэтому в уравнении (4) под n следует понимать среднее значение $\langle n \rangle$. В таких условиях динамика расширения остатка и его структура отличаются от того, что имеет место при расширении в однородную (гомогенную) среду. Однако в тех случаях, когда доля объема, занимаемого облачками невелика ($f_v \leq 0.1$), в оценках можно использовать обычное решение Седова-Тейлора [29].

Легко видеть, что даже при достаточно высокой средней плотности ($\langle n \rangle \geq 10^2 \text{ см}^{-3}$) фактор пористости может быть близок к 1 при условии, что масса пыли, выбрасываемой отдельной сверхновой не превышает $\mu_d < 0.1$. Однако, если масса пыли, которую выбрасывает отдельная сверхновая в МЗС близка к солнечной как в SN1987А, $\mu_d = 0.2$, то $p \leq 0.3$ для $\langle n \rangle \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$. Более того, фактор пористости остатков сверхновых со скоростью ударной волны $v_{\text{уд}} = 200 \text{ км с}^{-1}$, при которой за фронтом волны разрушается около 50% массы пыли [30], на порядок меньше и при средней плотности

$\langle n \rangle - 10^2 \text{ см}^{-3}$ составляет всего $\rho(200) \sim 0.01 \mu_d^{-4}$.

Данные телескопа Chandra показывают в центральной области Aгр 220 размером около 600 пк наличие горячего газа с температурой около 5кэВ [31]. В эту область входят восточная (E), западная (W) и центральная (C) компоненты активной области Aгр 220 с суммарной светимостью $L_x \sim 10^{41} \text{ эрг с}^{-1}$. Легко получить оценку полной массы горячего рентгеновского газа и его плотности. Принимая для эффективности потерь энергии горячего газа с температурой $(3-6) \times 10^7 \text{ К}$ значение $\Lambda(T) \sim 2 \times 10^{-23} \text{ эрг см}^3 \text{ с}^{-1}$ [32], найдем для плотности горячего рентгеновского газа оценку $\langle n_x \rangle \sim 1 \text{ см}^{-3}$. Учитывая, что средняя плотность газа в активной области имеет порядок $\langle n \rangle \sim 10^2 \text{ см}^{-3}$, долю рентгеновского газа можно оценить величиной $\sim 1\%$, т.е., лишь поверхностные слои молекулярных облаков и фрагментов нагреты до рентгеновских температур - подавляющая часть газа остается холодной. Это может объясняться тем, что скорость ударной волны зависит от плотности среды как $v_{sh} \propto n^{-1/2}$.

При факторе заполнения облаков $f_v \simeq 10^{-2} - 10^{-3}$ основная масса пыли заключена, по-видимому, в молекулярных облаках. При этом можно полагать, что большая часть пыли, заключенная в молекулярных облаках, не разрушается ударными волнами. В самом деле, при скорости ударной волны за пределами молекулярного облака v_s , ее скорость в облаке будет иметь порядок

$$v_{s,c} \simeq v_s \left(\frac{\langle n \rangle}{n_c} \right)^{1/2} = f_v^{-1/2} v_s, \quad (5)$$

что для $f_v \leq 10^{-2}$ дает скорость УВ в облаке $v_{s,c} > 200 \text{ км с}^{-1}$ только при $v_s > 2000 \text{ км с}^{-1}$, чему соответствует фактор пористости соответствующих остатков сверхновых $\rho(2000) \sim 2 \times 10^{-6} \mu_d^{-1}$.

Разрушение пыли: межоблачный газ. Используемая в оценках выше скорость ударных волн от сверхновых $v_s = 0.4(E/\langle \rho \rangle)^{1/2} R^{-3/2}$ характеризует усредненную по неомогенной среде скорость распространения. Ее значение складывается из скорости проникновения ударных волн внутрь облачков и скорости участков ударных волн, обтекающих облачка и распространяющихся между ними. Их скорость может заметно превышать определенную выше скорость v_s [29]. Поэтому можно думать, что пыль, находящаяся в межоблачной среде, должна большей частью разрушаться.

Вместе с тем, следует иметь в виду, что интервалы времени между двумя последовательными событиями прохождения ударных волн по межоблачной среде могут превышать время охлаждения газа. Действительно, если учесть, что сильные ударные волны со скоростью $v_s > 100 \text{ км с}^{-1}$, способные разрушать пылевые частицы соответствуют фазе Седова-Гейлора, то вероятность того, что элемент газа испытает действие ударной волны со скоростью $v_s = 100 v_7$ км с⁻¹ в активном объеме Aгр 220 $V_{из}$ равна $\Psi(v) \simeq 10^2 v_{SN} n_2^{-1} v_7^{-2}$ в млн. лет,

г.е. время между последовательными ударными волнами составляет $t_b = \tau^{-1} \approx 10^4 v_{SN}^{-1} n_2 v_2^2$ лет.

Характерное время охлаждения газа, нагретого ударной волной до $T \sim 10^5$ К составляет $t_c \sim 3 \times 10^3 n_2^{-1} z^{-1}$ лет, $z = Z/Z_\odot$ концентрация тяжелых элементов в газе в единицах солнечного значения. В таких условиях области с повышенной концентрацией пыли и металлов, обогащенные выбросом их из сверхновой, будут быстро - на временах в несколько раз короче времени подогрева газа ударными волнами, охлаждаться и образовывать плотные облачка. Это может означать, что большая часть пыли, выбрасываемой сверхновыми, будет сохраняться и накапливаться в активном объеме.

Грубую оценку массы пыли, которая может разрушаться в активной области *Агр 220* можно сделать, по-видимому, на основе доли рентгеновского газа $f_X \sim 0.01$. Учиывая, что как поступление пыли в активную область, так и ее разрушение определяется вспышками сверхновых, оценка массовой концентрации пыли будет

$$\zeta_d = \frac{\rho_c}{\rho} = \frac{75}{16\pi} \frac{\mu_d v_{\text{dam}}^2}{f_X E} M_\odot \sim 0.1 \mu_d, \quad (6)$$

$v_{\text{dam}} = 200 \text{ км с}^{-1}$ - скорость ударной волны, при которой за ее фронтом разрушается больше половины пыли, другие параметры приняты равными значениям, оцененным выше. При $\mu_d \sim 0.2$ оценка $\zeta_d \sim 0.02$ близка по порядку величины к наблюдаемой в *Агр 220*.

3. Источники нагрева пыли.

3.1. *Звездные населения Агр 220.* Скорость звездообразования в *Агр 220* - $SFR = 250 M_\odot$ в год была измерена в работе [33] по наблюдениям радиорекомбинационных линий HI в предположении о том, что необходимое для ионизации водорода количество ионизирующих квантов ($\dot{N}_{\text{ph}} \sim 3 \times 10^{55} \text{ с}^{-1}$) поддерживалось на протяжении среднего времени жизни OB звезд. Эквивалентное число массивных ($M \geq 10 M_\odot$) составляет $N_{\text{OB}} \sim 3 \times 10^5$. Легко видеть, что их явно недостаточно для объяснения высокой ИК светимости *Агр 220* даже при условии, что каждая из N_{OB} звезда имеет массу $60 M_\odot$ с соответствующей светимостью $\sim 3 \times 10^5 L_\odot$. Отношение интенсивностей линий $\text{Br}\alpha$ и $\text{Br}\gamma$ приводит к оценке экстинкции излучающей области в оптике $A_V = 4.5$ [33].

Приведенные оценки указывают на то, что значительная часть молодого звездного населения погружена в центральную, доминирующую в ИК область *Агр 220* и поэтому скрыта от прямых наблюдений. Ее полная светимость, включающая как звездное излучение, так и механическую светимость сверхновых не может быть меньше полной светимости *Агр 220* в ИК $L_{\text{IR}} \sim 2 \times 10^{12} L_\odot$.

О возможности того, что определенная часть молодого звездного населения (YSP по [17]) не наблюдается, свидетельствуют следующие обстоятельства: а) наблюдения эмиссий HCN и HCO⁺ в ядерной области с размером ~100 пк вокруг центральных² ядер с поверхностной массой газа $\Sigma_g \sim (1-3) \times 10^4 M_\odot \text{пк}^{-2}$ [34], что соответствует лучевой концентрации водорода $N_H \sim (2-6) \times 10^{25} \text{см}^{-2}$ и оптической толщине в оптике $\tau_v \sim (2-6) \times 10^3$, б) наблюдения линий высоко возбужденных вращательных состояний молекул CO (от $J=4-3$ до $13-12$), HCN (от $J=12-11$ до $17-16$) и линий тонкой структуры CI и NII показали, что оптическая толщина газа даже в далекой ИК области $\lambda \sim 100 \text{мкм}$ составляет $\tau \sim 5$ [14], в) близкие оценки получены для $N(\text{H}_2) \sim 10^{25} \text{см}^{-2}$ из наблюдений эмиссии CO(3-2) и континуума на длине волны 860 мкм, для которого была получена оценка оптической толщины $\tau_{860} \sim 1-3$ [35]. Нетрудно видеть, что поскольку средняя плотность газа в ядерной области $n \sim 10^5 \text{см}^{-3}$, то столкновительная деактивация возбужденных атомов водорода с главным квантовым числом $n_p > 13$ будет подавлять радио-рекомбинационные переходы с длинами волн $\lambda > 100 \text{мкм}$, а линии низких серий будут затмеваться пылью. По этой причине можно думать, что наблюдения радио-рекомбинационных линий в [33] проявили только внешние области звездообразования, прозрачные к этой области спектра.

Наблюдаемое более старое (промежуточное - ISP по [17]) звездное население Aгр 220 также не в состоянии обеспечить наблюдаемую светимость в ИК области. Его масса оценивается величиной $\sim 3 \times 10^{10} M_\odot$, а возраст $500 \leq t_{\text{ISP}} \leq 900$ млн лет [17], и поэтому содержит звезды с массами $M < 8 M_\odot$. В таком случае их полная светимость не превышает $L_{\text{ISP}} = 2 \times 10^{11} L_\odot$. Учитывая то обстоятельство, что промежуточное население распределено по объему Aгр 220 однородно [17], его вклад в ИК эмиссию может быть оценен величиной $V_{\text{IR}} L_{\text{ISP}} / V_{\text{ISP}} < 4 \times 10^{-4} L_{\text{ISP}}$, $V_{\text{IR}} < 0.3^3 \text{кпк}^3$ - объем излучающей в ИК области, $V_{\text{ISP}} \sim 3^3 \text{кпк}^3$ - объем, занятый промежуточным звездным населением.

3.2. *Вспышки сверхновых.* Указания на то, что подавляющая часть энерговыделения может приходиться не от активности наблюдаемого звездного населения, в том числе и вспышек сверхновых, а от источников, скрытых от прямых наблюдений, приведены в недавней работе [36]: в рамках 20-летнего мониторинга Aгр 220 на VLBI прямым подсчетом была определена частота вспышек сверхновых $\nu_{\text{SN}} = 4$ в год в соответствии с оценкой, полученной из наблюдения радио-рекомбинационных линий [33], а также радиоконтинуума на частоте 5 ГГц. Вместе с тем недавние наблюдения на VLA ядерной области с размером ~100 пк Aгр 220 показали 5-кратное

² Галактика Aгр 220 содержит два ядра: восточное и западное.

превышение радиоэмиссии на частоте 33 ГГц над ожидаемой от сверхновых с такой частотой всплеск [37]. Такое различие может быть объяснено поглощением низкочастотного излучения (5 ГГц) на тормозных процессах. С этой точки зрения оценка в [36] дает лишь нижнюю границу частоты всплеск сверхновых. К заниженной оценке частоты сверхновых может приводить и то обстоятельство, что из-за большого магнитного (до 10 миллигаусс) поля в этой области [38], характерное время охлаждения электронов космических лучей имеет порядок $\sim 3 \times 10^{11} \gamma^{-1}$ с, что для гамма-фактора в $\gamma \sim 3 \times 10^3$ составляет всего около сотни лет.

Если предположить, что молодое звездное население обеспечивает полную (с учетом той части, которая может быть скрыта в ядерной области Агр 220) частоту всплеск сверхновых $\nu_{SN} = 4\eta$ в год с $\eta > 1$, то на коротких временах звезды будут представлены в основном более массивной частью $m > 1$. При этом масса молодых звезд в рамках модели всплески ЗО [21] будет $M_{YSP} = 4 \times 10^9 \eta M_{\odot}$ с полной светимостью $L = 10^{12} \eta L_{\odot}$. Механическая светимость сверхновых составляет $\nu_{SN} E_{SI} = L_{m,SN} \approx 0.7 \times 10^{11} \eta L_{\odot}$, что при выбранной начальной функции масс равно нескольким процентам от светимости звезд, примерно столько же даст звездный ветер от массивных звезд. Соответствующая полная скорость звездообразования $SFR = 240 \eta M_{\odot}$ в год. Если, следуя данным о светимости Агр 220 на частоте 33 ГГц [37], принять $\eta \approx 5$, то полная светимость превысит наблюдаемую в ИК в 2.5 раза, хотя при этом частота всплеск сверхновых будет близка к величине, следующей из оценки баланса массы пыли (2). Это может указывать на то, что наблюдаемый избыток эмиссии на 33 ГГц может быть частично обусловлен отличными от сверхновых источниками, если только начальная функция масс молодого звездного населения не переобогащена массивными звездами.

3.3. *Равновесная температура пыли.* Оценка равновесной температуры пыли, основанная на наблюдаемом интегральном потоке в ИК диапазоне зависит от точного значения спектрального индекса коэффициента поглощения пыли β .

$$T_d \approx 36^{(1+\beta)} (L_{IR,12} / M_{d,12})^{(1+\beta)/2} \text{ К}, \quad (7)$$

здесь полная масса пыли приведена к значению $10^8 M_{\odot}$, полная инфракрасная светимость - к $10^{12} L_{\odot}$. Для стандартного $\beta = 2$ такая оценка дает $T_d \approx 36$ К, а для $\beta = 1.83$, как принято в [14], $T_d \approx 59$ К. В первом случае температура пыли оказывается почти в 2 раза меньше величины $T_d = 66$ К [14], определенной по модели континуума в широкой области спектра от $\lambda = 60$ мкм до $\lambda = 400$ мкм в предположении об изотермичной (однотемпературной) пыли (см. рис.3 в [14]).

² Здесь использована начальная функция масс Кроупа $\xi(m) \propto m^{-2.35}$.

Во втором - практически совпадает со значением, определенным по подгонке спектра [14]. Здесь важно отметить, что изотермическая модель пыли с $T_d = 66$ К убедительно воспроизводит наблюдаемый спектр в интервале $\lambda_d = 60 - 400$ мкм - отклонения его незначительны. Это может означать, что пыль во всей активной области прогревается источниками нагрева в высокой степени однородно, указывая на то, что пыль распределена в оптически тонких конденсациях малого размера.

Масса пыли также может вносить неопределенность в оценку температуры. Она определяется по измерениям спектрального потока ИК излучения F_ν от пыли [39]

$$M_d = \frac{F_\nu D^2}{\kappa_\nu B_\nu(T)}, \quad (8)$$

где D - расстояние до источника, $\kappa_\nu = \kappa_{\nu_0} (\nu/\nu_0)^\beta$ - коэффициент поглощения на пыли, отнесенный к единице массы, $\beta \sim 2$ - спектральный индекс, $B_\nu(T)$ - функция Планка. Масса пыли в Agr 220 $M_d \sim 10^8 M_\odot$ была оценена в [14] по измерениям пылевой эмиссии на частоте $\nu = 250$ мкм в предположении о том, что пыль имеет по всему излучающему объему одинаковую температуру со спектральным индексом $\beta = 1.83$. Учитывая тот факт, что оптическая толщина по пыли в излучающей области высока: $\tau \sim 1$ на длине волны 240 мкм и $\tau \sim 5$ на длине волны 100 мкм, предположение об одинаковой температуре представляется слишком сильным и может привести к неопределенности оценки массы пыли с фактором около 2. Допущение многотемпературного распределения пыли, ожидаемого при столь высокой оптической толщине, приводит к неопределенности в массе в порядок величины [14]. Заметим в этой связи, что наблюдения эмиссий в линиях колебательно возбужденных молекул HCN [34] указывают на необходимость существования в обоих (восточном и западном) ядрах Agr 220 пыли с температурой вплоть до $T = 100 - 200$ К.

К этому можно добавить и то обстоятельство, что при оценке массы пыли предполагается известным массовый коэффициент поглощения κ_0 , для которого в [14] было принято значение $\kappa_0 = \kappa(250 \text{ мкм}) = 0.517 \text{ м}^2 \text{ кг}^{-1}$ [40], справедливое для условий диффузного межзвездного газа Галактики. Это значение, в частности, включает в себя определенную величину массы пыли на один атом водорода $m_{\text{dust}} \approx 1.89 \times 10^{-26} \text{ г H}^{-1}$ с соответствующим отношением массы пыли к массе газа $\zeta_{d,G} = m_{\text{dust}}/1.4 m_H = 1/124$ [40]. Очевидно, в условиях межзвездной среды излучающей области Agr 220 массовая концентрация пыли ζ_d может отличаться от этого значения, о чем свидетельствуют и приведенные выше оценки. Таким образом, принятое в [14] значение массового коэффициента поглощения может также вносить заметную неопределенность

в оценку полной массы пыли.

Очевидно, что оценка температуры (7) не зависит от параметра скорости 30η , поскольку измеряемый спектральный поток на длине волны $\lambda = 250$ мкм и определенная по его значению масса (8) пропорциональны η .

3.4. *Пыль в зонах НII и их окрестности.* Приведенные выше оценки скорости звездообразования и частоты вспышек сверхновых позволяют нам качественно описать состояние газа и пыли в межзвездной среде ядерной (~ 100 - 300 пк) области галактики *Авр 220*. Лучевая концентрация газа в обоих ядрах достигает $N(\text{H}) \sim 10^{24} - 10^{25} \text{ см}^{-2}$ с соответствующей оптической толщиной $\tau_{\nu} \sim (10^2 - 10^3) (\zeta_d / \zeta_{d,c})$, здесь массовая концентрация пыли ζ_d нормирована на значение в МЗС нашей Галактики. Средняя объемная плотность газа может быть оценена величиной $n \sim 3 \times (10^3 - 10^4) \text{ см}^{-3}$. В простейшей модели с однородным распределением межзвездного газа и в пренебрежении ослаблением, обусловленным пылью, размер равновесной зоны Стремгrena составил бы $R_{St} \approx 2 \times 10^{18} Q_{49}^{1/3} n_3^{-2/3} T_4^{0.3} \text{ см}$, здесь $Q_{49} = Q / (10^{49} \text{ с}^{-1})$ - число квантов лаймановского континуума, излучаемого центральной звездой, $n_3 = n / (10^3 \text{ см}^{-3})$, $T_4 = T / 10^4 \text{ К}$, соответствующая лучевая концентрация газа $N(\text{H}) \approx 2 \times 10^{21} Q_{49}^{1/3} n_3^{1/3} T_4^{0.3} \text{ см}^{-2}$.

Однако оптическая толщина запыленной зоны Стремгrena составляет $\tau_{\nu} \sim 3 \times 10^{-19} \zeta_d N_{St}(\text{H}) \sim 6 \times 10^{-2} \zeta_d Q_{49}^{1/3} n_3^{1/3} T_4^{0.3}$; значение массового коэффициента поглощения вблизи лаймановского порога κ_{1y-c} для Галактики взято из табл. 6 в [40]. Таким образом, для принятых параметров она имеет порядок $\tau_{\nu} \sim 10$, так что подавляющая часть газа в пределах $r = R_{St}$ затенена пылью. Во внутренней области в пределах $r < 0.1 R_{St}$ пыль нагревается преимущественно прямым ультрафиолетовым и оптическим излучением от звезды и ее температура составляет [41]

$$T_d \approx 120 \alpha_{0.1}^{-1/6} R_{0.1}^{-1/3} \text{ К}, \quad (9)$$

здесь $\alpha_{0.1} = a$ (0.1 мкм) - радиус пылинки, $R_{0.1} = 0.1 R_{St}$ - радиус внутренней части зоны Стремгrena с оптической толщиной в оптике $\tau_{\nu} < 1$, выраженный в пк.

Объемный фактор заполнения областей ионизованного газа в таких условиях мал. Действительно, принимая, согласно предположению, что в центральном объеме с радиусом 300 пк находится $N_{\text{OB}} \sim 3 \times 10^5 \eta$ массивных звезд, $\eta \sim 5$ (см. раздел 3.3.1), получим оценку объема, приходящегося на 1 такую звезду $V_{\text{OB}} \approx 300 \eta^{-1} \text{ пк}^3$, а объемный фактор заполнения областей НII, прозрачных к ультрафиолетовому и оптическому излучению с $\tau_{\nu} \leq 1$: $\rho_{\text{OB}} \approx 10^{-5} Q_{49} n_3^{-2} T_4 \eta \ll 1$. Таким образом, в рамках модели однородного распределения газа доля массы горячей пыли с температурой (9) в центральной области *Авр 220* составляет не более $\sim 10^{-5}$ от полной массы пыли в пределах ядерной области. Вместе с тем, учитывая возможность того, что большая часть энерговыделения *Авр 220*

и, по-видимому, пылевой эмиссии сосредоточена именно в плотной непрозрачной центральной области, можно рассматривать оценку $\sim 10^{-3}$ как долю массы всей горячей пыли в галактике. Поэтому, несмотря на то, что температура пыли в пределах центральных частей зон Стремгрена (9) заметно превышает среднюю температуру основной массы пыли (7), ее вклад в эмиссию на длине волны $\lambda = 250$ мкм, по которой определяется масса пыли (8), незначителен.

3.5. Пыль в окрестности звезд поздних спектральных классов.

Квазистатическое состояние. Звезды поздних спектральных классов (класс А и позднее) вносят подавляющий вклад в светимость - в принятых выше предположениях он составляет $L \sim 10^{12} L_{\odot}$. В случае оптически прозрачной среды температура пыли составляет $T_d \sim 36(L_{1R12} \eta / \delta M_{d,8})^{1/6}$ К, где $\delta \leq 1$ - доля массы пыли в центральной 300 пк области от полной массы пыли в Агг 220. Видно, однако, что лишь небольшая часть пыли может прогреваться звездным излучением, если предполагать распределение газа и пыли гомогенным. В самом деле, объем, приходящийся на одну такую звезду в центральной области галактики имеет порядок $V_* \sim 5 \times 10^{-2} \eta^{-1}$ пк³. Оптическая толщина по пыли вдоль радиуса этого объема равна $\tau_d \sim 300 \zeta_d n_3 \eta^{-1/3} \approx 2 n_3$ для принятых ранее ζ_d и η . Иными словами, только около 10% объема вокруг каждой звезды прозрачны. Это означало бы, что 90% массы пыли в таких условиях остается холодной, в то время как оставшиеся 10% нагреты до температуры $T_d \sim 56 \eta^{1/6}$ К, что близко к наблюдаемой величине.

Расширение под действием радиационного давления. Радиационное давление на границе области V_* от центральной звезды обеспечивает пылевой частице ускорение $g_r \sim 3 \times 10^{-7} a_{0,1}^{-1} \eta^{2/3}$ см с⁻², на 2 порядка превышающее гравитационное ускорение от звезды. Установившаяся скорость движения пылевой частицы радиуса a под действием радиационного давления и сил трения $v_a \sim 0.6 \eta^{2/3} c_{3,6}^{-1} n_3$ км с⁻¹, $c_{3,6}$ - скорость звука в окружающем газе, нормированная на 10 км с⁻¹. Время, в течение которого газ соберется на границе объема V_* , имеет порядок $\leq 0.1 \eta^{-1} c_{3,6} n_3$ млн. лет. Поэтому, в течение очень короткого времени межзвездный газ в активной области перераспределяется, собирается в оболочки, филаменты и облачка таким образом, что излучение от звезд заполняет в среднем всю область.

Некоторая часть таких структур остается скрытой от нагревающего излучения, однако в условиях ядерной области Агг 220 они большей частью прогреваются звездным излучением. Действительно, предположим для простых оценок, что филаменты и оболочки разбиваются на квазисферические облачка радиуса R_c . Если число облачков в единице объема N_c , плотность газа в облачках n , то оптическая толщина облачка по отношению к нагревающему

оптическому и ультрафиолетовому излучению $\tau_{d,R_c} = 2\sigma_d n R_c$, оптическая толщина объема, приходящегося на одну звезду $\tau_{d,V} = \sigma_d \langle n \rangle V_c^{1/3}$, оптическая толщина вдоль радиуса ядерной области $\tau_{d,R} = \sigma_d \langle n \rangle R$, здесь учтено, что $\langle n \rangle = f_R n$, $f_R = 4\pi R_c^3 N_c$ - объемный фактор заполнения облачков. Условия, при которых облачка а) прогреваются падающим на них излучением, б) излучение центральной звезды в среднем пронизывает весь приходящийся на нее объем V , и в) ядерная область остается при этом непрозрачной, записываются следующим образом: $\tau_{d,R} < 1$, $\tau_{d,V} < 1$ и $\tau_{d,R} > 1$. Легко видеть, что эти три условия выполняются при принятых ранее значениях входящих сюда величин и радиусе облачков $R_c \leq 10^{10}$ см. А именно, для сечения поглощения на один атом водорода $\sigma_d \sim 10^{-21}$ см², $\langle n \rangle \sim 10^2 - 10^3$ см⁻³, $n \sim 10^5$ см⁻³, $\tau_{d,R} \leq 1$, $\tau_{d,V} \sim 0.1\eta^{-1/3}$ и $\tau_{d,R} \sim 10^2$, соответственно.

Отметим в этой связи обнаружение обсерваторией *Herschel* filamentарной структуры в межзвездных молекулярных облаках, например, в туманностях *Aquila* и *Polaris* filamentарных пылевых структур с характерной толщиной $\sim 0.03 - 0.3$ пк [42,43]. Учитывая более высокую плотность звезд в ядерной области *Аgr 220* $\sim 20\eta$ пк⁻³ по сравнению со средней плотностью звезд в Галактике ~ 1 пк⁻³, можно предположить, что плотность ударных волн в единице объема в межзвездной среде *Аgr 220* выше и, как следствие, поперечные размеры аналогичных структур пропорционально меньше.

Эти три условия, необходимые для того, чтобы согласовать между собой высокую оптическую толщину центральной области *Аgr 220*, оценки температуры и массы пыли и скорость 30, исключают, по-видимому, возможность роста пыли на пылинках в плотных молекулярных облаках. В самом деле, прозрачность плотных молекулярных облачков в оптике обеспечивает высокую плотность квантов $\nu_{и} \sim 3 \times 10^{-12}$ эрг см⁻³ для принятых выше параметров звездного населения в центральной области *Аgr 220* - это на 2 порядка выше плотности оптических квантов в межзвездной среде Галактики. В таких условиях могут оказаться существенные эффекты фотолиза [25], и рост пылевых частиц вследствие конденсации на них тяжелых элементов может быть затруднен.

4. Заключение. На примере галактики *Аgr 220* в работе выполнен качественный анализ источников нагрева пыли и баланса ее массы в ярких инфракрасных галактиках. Показано, что:

- Производство пыли определяется сверхновыми II типа, при этом массовая доля пыли в межзвездной среде *Аgr 220* устанавливается на уровне $\zeta_p \sim 0.1\mu_p$, где μ_p - масса пыли, выбрасываемая отдельной сверхновой в единицах $1M_\odot$.

- Основным источником нагрева пыли в *Аgr 220* являются звезды

молодого и промежуточного населений. При этом, если наблюдаемую на частоте 33 ГГц избыточную светимость Aгр 220 связывать с невидимыми (экранированными) вспышками сверхновых, то полная светимость звезд в 2.5 раза превышает полную светимость Aгр 220 в ИК диапазоне. Это может быть связано с отличиями оптических свойств пыли в Aгр 220 от таковых в МЗС нашей Галактики.

- Наблюдаемый незначительный разброс температуры пыли в Aгр 220 может отражать структурные особенности межзвездной среды в ярких ИК галактиках, обусловленные высокой частотой вспышек сверхновых и связанным с ними высоким уровнем турбулентности.

Работа частично (Ю.Щ.) выполнена в рамках грантов РФФИ (коды проектов 16-02-01043 и 17-52-45053_ИНД). Работа Е.В. осуществлялась при поддержке РФФ (14-50-00043).

¹ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия
Рамановский исследовательский институт, Бангалор, Индия,
e-mail: yus@asc.rssi.ru

² Южный Федеральный университет, Ростов-на-Дону, 344090, Россия
Специальная астрофизическая обсерватория РАН, Нижний Архыз, 369167,
Россия, e-mail: eugstar@mail.ru

THE HOT DUST IN SUPERBRIGHT INFRARED GALAXIES

Yu.A.SHCHEKINOV¹, E.O.VASILIEV²

Ultraluminous infrared galaxies with total luminosity in the wavelength range $\lambda\lambda = 10 - 800 \mu\text{m}$ by orders of magnitude higher than the total luminosity of our Galaxy, are characterized by high dust mass fraction. As a result, optical depth of the interstellar gas, particularly in central parts of galaxies are extremely high: from 1 at millimetre wavelengths to 10^4 in visible range. Mean dust temperature in them is around $T_d = 30$ K, though its variations from one galaxy to another lies in a wide range $T_d = 20 - 70$ K. Supernovae II explosions seem to be the dominant source of dust in them, while the main heating source are stars. At the same time, taking into account the fact that shock waves from supernovae in our Galaxy are an efficient mechanism of destruction of interstellar dust, along with a high gas opaqueness with respect to the heating stellar radiation this

conclusion deserves a detailed analysis. In this paper estimates of dust mass budget along with properties of its heating in such galaxies are given for a nearby prototype ultraluminous galaxy Arp 220. It is shown that under conditions when supernovae explosions dominate both production and destruction of interstellar dust a mass dust fraction close to what observed in Arp 220 is established. It is also shown that the observed stellar population in this galaxy can support a high ($T_d \approx 67$ K) dust temperature provided that dust in the galaxy central part is confined into dense ($n \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$) small size - radius of ≤ 0.003 pc, clouds. Possible mechanisms able to support such structure in the interstellar gas are discussed.

Key words: Ultraluminous infrared galaxies: Arp 220: dust: interstellar gas: star formation: supernovae: shock waves

ЛИТЕРАТУРА

1. G.Logache, J.-L.Puget, H.Dole, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **43**, 727, 2005.
2. C.M.Casey, D.Narayanan, A.Cooray, *Physics Rept*, **541**, 45, 2014.
3. Y.Toba, T.Nagao, *Astrophys. J.*, **820**, 46, 2016.
4. Ch.-W.Tsai, P.R.M.Eisenhard, J.Wu et al., *Astrophys. J.*, **805**, 90, 2015.
5. U.Vivian, D.B.Sanders, J.M.Mazzarella et al., *Astrophys. J., Suppl.*, **203**, 9, 2012.
6. B.T.Draine, *Ann. Rev. Astr. Astrophys.*, **41**, 241, 2003.
7. L.Dunne, S.Eales, R.Iverson et al., *Nature*, **426**, 285, 2003.
8. T.Temim, E.Dwek, *Astrophys. J.*, **774**, 8, 2013.
9. R.Indebetouw, M.Matsuura, E.Dwek et al., *Astrophys. J.*, **782**, L2, 2014.
10. P.J.Owen, M.J.Barlow, *Astrophys. J.*, **801**, 141, 2015.
11. M.Persic, Y.Rephaeli, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **403**, 1569, 2010.
12. Y.Rephaeli, M.Persic, *Astrophys. Space Sci. Proc.*, **34**, 193, 2013.
13. N.Rangwala, P.R.Maloney, C.D.Wilson et al., *Astrophys. J.*, **806**, 17, 2015.
14. N.Rangwala, P.R.Maloney, J.Glenn et al., *Astrophys. J.*, **743**, 94, 2011.
15. N.Z.Scoville, M.S.Yun, P.N.Bryant, *Astrophys. J.*, **484**, 702, 1997.
16. C.Wilson, W.Harris, R.Longden et al., *Astrophys. J.*, **641**, 763, 2006.
17. J.Rodriguez Zaurin, C.N.Tadhunter, R.N.Gonzales Delgado, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **384**, 875, 2008.
18. J.P.Emerson, P.E.Clegg, G.Gee et al., *Nature*, **311**, 237, 1989.
19. G.Miller, J.Scalo, *Astrophys. J. Suppl.*, **41**, 513, 1979.
20. H.J.G.L.M.Lamers, J.P.Cassinelli, *Introduction to Stellar Winds*, CUP, 1997.
21. N.Scoville, B.Soifer, in: *Massive Stars in Starbursts*, ed. C.Leitherer, N.Walborn, T.Heckman, & C.Norman, (Cambridge: CUP), 233, 1991.
22. R.Indebetouw et al., *Astrophys. J.*, **782**, L2, 2014.

23. *B.T.Draine, E.E.Salpeter*, *Astrophys. J.*, **231**, 438, 1979.
24. *A.P.Jones, A.G.G.M.Tielens, D.J.Hollenbach et al.*, *Astrophys. J.*, **433**, 797, 1994.
25. *B.T.Draine*, *Astron. Soc. Pac.*, **414**, 453, 2009.
26. *E.O.Vasiliev, B.B.Nath, Yu.A.Shchekinov*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **446**, 1703, 2015.
27. *E.O.Vasiliev, Yu.A.Shchekinov, B.B.Nath*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **468**, 2757, 2017.
28. *B.B.Nath, Yu.A.Shchekinov*, *Astrophys. J.*, **777**, L12, 2013.
29. *V.V.Korolev, E.O.Vasiliev, I.G.Kovalenko et al.*, *Astron. Rep.*, **59**, 690, 2015.
30. *C.F.McKee*, in: *Interstellar Dust*, L.J.Allamandola & A.G.G.M.Tielens (eds), *IAUS*, **135**, 431, 1989.
31. *A.Paggi, G.Fabbiano, G.Risaliti et al.*, *Astrophys. J.*, **841**, 44, 2017.
32. *E.O.Vasiliev*, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.*, **414**, 3145, 2011.
33. *K.R.Anantharamaiah, F.Viallefond, N.R.Mohan et al.*, *Astrophys. J.*, **537**, 613, 2000.
34. *S.Martin, S.Aalto, K.Sakamoto et al.*, *Astron. Astrophys.*, **590**, 25, 2016.
35. *K.Sakamoto, J.Wang, M.C.Wiedner et al.*, *Astrophys. J.*, **684**, 957, 2008.
36. *E.Varenius, J.E.Conway, F.Batejat et al.*, *Astron. Astrophys.*, in press, arxiv:1702.04772, 2017.
37. *L.Barcos-Muñoz, A.K.Leroy, A.S.Evans et al.*, *Astrophys. J.*, **799**, 10, 2015.
38. *F.Batejat, J.E.Conway, R.Harler et al.*, *Astrophys. J.*, **740**, 95, 2011.
39. *R.H.Hildebrand*, *Quart. J. Roy. Astron. Soc.*, **24**, 267, 1983.
40. *A.Li, B.T.Draine*, *Astrophys. J.*, **554**, 778, 2001.
41. *L.D.Anderson, A.Zavagno, L.Deharveng et al.*, *Astron. Astrophys.*, **542**, 10, 2012.
42. *Ph.André, A.Men'shchikov, S.Bontemps et al.*, *Astron. Astrophys.*, **518**, L102, 2010.
43. *D.Arzoumanian, Ph.André, P.Didelon et al.*, *Astron. Astrophys.*, **529**, L6, 2011.