

НАГРЕВ МОЛЕКУЛЯРНОГО ОБЛАКА ПЕРВИЧНОЙ ЧЕРНОЙ ДЫРОЙ

А. Н. Мелихов*, Е. В. Михеева**

Астрокосмический центр Физического института им. П. Н. Лебедева
Российской академии наук
117997, Москва, Россия

Поступила в редакцию 17 апреля 2024 г.,
после переработки 19 июля 2024 г.
Принята к публикации 22 июля 2024 г.

Рассмотрен нагрев молекулярного облака фотонами, излученными первичной черной дырой (ПЧД), расположенной внутри облака. Для графитовых и силикатных пылинок построена зависимость температуры пыли как функции расстояния до ПЧД, а также спектр излучения пылинок. Полученный спектр сравнивается с чувствительностью космической обсерватории «Миллиметрон» для различных значений концентрации и размера пылинок и разных масс ПЧД.

DOI: 10.31857/S0044451024110051

1. ВВЕДЕНИЕ

Межзвездная пыль является одной из компонент межзвездной среды (МЗС). Она присутствует во многих астрономических объектах, таких как Солнечная система [1], кометы и метеороиды [2], звездные атмосферы [3], молодые звездные объекты [4], протозвездные и протопланетные диски [5], отражательные туманности [6], остатки сверхновых [7], молекулярные облака [8, 9], облака МЗС [10], галактики [11] и активные ядра галактик [12], в том числе те из них, которые находятся на больших красных смещениях [13].

Анализ наблюдательных данных может дать информацию как об источнике излучения, так и о среде между объектом и наблюдателем. На данный момент известно, что пыль является основным источником непрозрачности в молекулярных облаках и областях звездообразования, а также служит материалом для образования протопланетных дисков и планет. Она поглощает излучение, нагревается и переизлучает тепловую энергию в инфракрасном диапазоне, тем самым перерабатывая большую часть ультрафиолетового излучения звезд в собственное инфракрасное излучение.

Межзвездная пыль является сложной субстанцией и различается по размерам, физической структуре и химическому составу отдельных пылинок. Наиболее конкретную информацию о составе пыли можно получить из наблюдения отдельных особенностей спектров типа широких линий (полос) поглощения или излучения пыли в инфракрасном диапазоне. Детали поглощения в инфракрасных спектрах вблизи определенных длин волн связаны с возбуждением колебательных степеней свободы отдельных межатомных связей в молекулах, которые составляют пылинки [14].

Существует ряд свидетельств, которые указывают на то, что в состав межзвездной пыли входят силикатные и углеродные пылинки, а также полициклические ароматические углеводороды (ПАУ).

На наличие силикатных частиц указывает, например, полоса поглощения около 9.7 мкм, обнаруженная при исследовании межзвездной пыли вдоль луча зрения в направлении центра Галактики с помощью инфракрасной космической обсерватории ISO (*Infrared Space Observatory*) [15], а также сильная полоса поглощения вблизи 18 мкм и особенности спектра, обусловленные льдом, которые присутствуют в спектре объекта Беклина – Нойгебауэра — яркого инфракрасного источника в молекулярном облаке OMC-1 [16].

Графитовые частицы ответственны за избыточное поглощение на длине волны около 2175 Å [17]. Это следует из лабораторных экспериментов с уг-

* E-mail: melikhov94@inbox.ru

** E-mail: helen@asc.rssi.ru

леродными частицами, в которых также наблюдалась сильная полоса поглощения вблизи этой длины волны [14].

На наличие частиц ПАУ в составе межзвездной пыли указывают особенности в спектрах инфракрасного излучения спиральных галактик вблизи 3.3, 6.2, 7.7, 8.6, 11.3 и 12.7 мкм, которые связаны с колебательными переходами в молекулах ПАУ [18].

Одной из самых успешных моделей пыли является модель MRN (модель Матиса – Румпла – Нордсика) [19], в которой пыль состоит из силикатных и графитовых частиц сферической формы со степенным распределением по размерам, $n(a) \propto a^{-3.5}$. Данная модель хорошо согласуется с кривой межзвездного поглощения [20].

Пылинки обмениваются энергией с окружающей средой в результате поглощения и переизлучения фотонов, столкновений, воздействия космических лучей и экзотермических реакций на их поверхности, таких как образование молекул водорода [21]. Равновесная (стационарная) температура пыли в первую очередь определяется радиационными процессами в диффузных областях межзвездной среды, причем в плотных молекулярных облаках ($n > 10^5 \text{ см}^{-3}$) и в так называемом коронарном газе с $T \geq 10^5 \text{ К}$ важную роль в энергетике пылинок могут играть столкновения с газом. Фотоны могут выбивать электроны из пылинки в результате фотоэффекта, вследствие чего она становится положительно заряженной, однако большая часть падающей энергии рассеивается на колебательных модах внутри твердого тела, т.е. энергия переходит в нагрев пылинки, который уравнивается охлаждением в результате ее теплового излучения. Поэтому для пылинок, как и для всяких термодинамических равновесных систем, выполняется закон Кирхгофа [14, 21, 22].

Характеристикой поглощения межзвездной пыли служит эффективность поглощения:

$$Q(\lambda) = \frac{C_{abs}}{\sigma_d}, \quad (1)$$

где C_{abs} — коэффициент поглощения, $\sigma_d = \pi a^2$ — геометрическое сечение пылинки, a — радиус пылинки. Эта характеристика показывает какую долю излучения поглощает пылинка, а в масштабах всего молекулярного облака — долю излучения, которую поглощает молекулярное облако.

В Галактике пыль распределена крайне неоднородно и имеет иерархическую структуру («скопления внутри скоплений»). Масштаб неоднородностей варьируется от 10^{-4} пк (размеры Солнечной систе-

мы) до 10^3 пк (размеры спиральных рукавов). Молекулярные облака представляют собой пики в распределении плотности в масштабах, соответствующих наблюдаемым концентрациям межзвездного газа и пыли [23]. Межзвездные облака одинакового размера и массы могут иметь совершенно разную морфологическую структуру.

Пыль в межзвездной среде нагревается преимущественно ультрафиолетовым излучением от звезд. Проблема переноса этого излучения в молекулярных облаках на данный момент является хорошо изученной. Однако нагрев пыли такими объектами, как первичные черные дыры (ПЧД), которым в последнее время уделяют все больше внимания, до сих пор не рассматривался.

ПЧД — черные дыры (ЧД), которые могли образоваться на ранних стадиях эволюции Вселенной. Принципиальная возможность их формирования впервые была рассмотрена более 50 лет назад [24, 25], и интерес к ним постоянно растет. Основным механизмом образования ПЧД является гравитационный коллапс неоднородности вещества, если ее контраст плотности $\delta \equiv \delta\rho/\rho \sim 1$ [24, 25]. Среди конкретных реализаций этого процесса, например, образование ПЧД во время инфляции [26–29], на материально-доминированной стадии [30–34], такие процессы рассматривались также в модифицированных теориях гравитации [35], на фазовых переходах [36–38], в результате коллапса доменных стенок [39–45], в результате столкновения пузырей [46–48] и др. Примерная связь между массой ПЧД и моментом ее формирования выглядит следующим образом:

$$M \sim \frac{c^3 t}{G} \simeq 5 \cdot 10^{-19} \left(\frac{t}{10^{-23} \text{ с}} \right) M_{\odot}, \quad (2)$$

где c — скорость света, G — гравитационная постоянная, M_{\odot} — масса Солнца. Из этого выражения следует что, если ПЧД возникла в планковское время ($\sim 10^{-43}$ с), она будет иметь планковскую массу ($\sim 10^{-5}$ г). Если ПЧД возникла в момент $t = 1$ с, то ее масса $M = 10^5 M_{\odot}$ сравнима с массами сверхмассивных черных дыр.

Детектирование гравитационных волн от сливающихся ЧД обсерваторией LIGO (*Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory*) в 2015 году [49] усилило интерес к ПЧД, что привело к значительному росту числа работ по этой теме. На данный момент обсерватория LIGO зарегистрировала порядка 100 событий, сопровождающихся излучением гравитационных волн [50].

В ходе анализа данных обнаружилось, что, во-первых, собственный момент вращения сливающихся ЧД оказался близок к нулю, что довольно трудно объясняется для астрофизических ЧД, но вполне логично для ПЧД, и, во-вторых, массы этих ЧД значительно больше, чем это предполагалось для объектов, являющихся финальной стадией эволюции массивных звезд (см., например, обзор [51] и анализ, проведенный в [52]).

Космологические свойства ПЧД сходны с космологическими свойствами «холодной» темной материи, что делает их естественным кандидатом в темную материю (ТМ). Впервые эта идея была высказана в ранних исследованиях ПЧД [53] и в последующем многократно обсуждалась в литературе (см., например, [54–61]). Отметим, что вопрос о том, что является физическим носителем ТМ, до сих пор не решен. Многолетние попытки зарегистрировать частицы ТМ на данный момент не привели к положительному результату [62]. Стерильные нейтрино с массой близкой к 3 эВ, в пользу существования которых были получены обнадеживающие результаты [63, 64], не могут полностью решить проблему ТМ. Таким образом, отсутствие экспериментально подтвержденного кандидата в частицы ТМ укрепляет статус других вариантов, таких как ПЧД.

В работе [65] к ЧД были применены законы термодинамики. В частности, было установлено, что площадь поверхности ЧД и поверхностная гравитация являются аналогом энтропии и температуры, соответственно. Кроме того, ЧД могут быть источником теплового излучения [66]. При этом температура излучения T определяется выражением:

$$T = \frac{\hbar c^3}{8\pi k_B GM}, \quad (3)$$

где \hbar — постоянная Планка, k_B — постоянная Больцмана, M — масса ЧД.

Поток фотонов от испарения одной ЧД определяется выражением:

$$\frac{dN_\gamma}{dt dE} = \frac{\Gamma}{2\pi\hbar} \left[\exp\left(\frac{E}{k_B T}\right) - 1 \right]^{-1}, \quad (4)$$

где E — энергия фотона, Γ — «серый» фактор, который при $GME/\hbar c^3 \ll 1$ в зависимости от спина излучаемых частиц s выражается следующим образом [67]:

$$\Gamma \sim \begin{cases} 16G^2 M^2 E^2 / \hbar^2 c^6, & s = 0, \\ 2G^2 M^2 E^2 / \hbar^2 c^6, & s = 1/2, \\ 64G^4 M^4 E^4 / 3\hbar^4 c^{12}, & s = 1, \\ 256G^6 M^6 E^6 / 45\hbar^6 c^{18}, & s = 2. \end{cases} \quad (5)$$

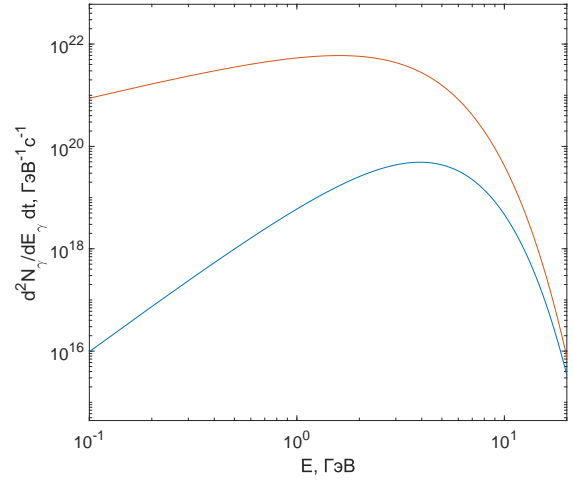


Рис. 1. Поток фотонов, излученных ПЧД с массой $M = 10^{13}$ г (синяя линия), в зависимости от их энергии E по сравнению с излучением абсолютно черного тела (красная линия)

При $GME/\hbar c^3 \gg 1$ выражение для Γ имеет вид

$$\Gamma \sim \frac{27G^2 M^2 E^2}{\hbar^2 c^6}, \quad (6)$$

что соответствует излучению абсолютно черного тела [67]. Рисунок 1 иллюстрирует отличие потока фотонов ($s = 1$), излученных ПЧД с массой $M = 10^{13}$ г, от излучения абсолютно черного тела, характеризуемого потоком с Γ согласно (6).

Как видно из (3) и (4), высокая интенсивность излучения характерна для ЧД с малыми массами. Однако, несмотря на то, что испарение ПЧД завершается мощной вспышкой высокоэнергичного излучения, во время которой энергии частиц могут достигать нескольких сотен ТэВ, на сегодняшний день нет экспериментального подтверждения существования ПЧД.

На данный момент ПЧД с начальной массой меньше $\sim 10^{15}$ г уже испарились, однако последствия их существования могут быть обнаружены по влиянию на различные космологические процессы, например, на первичный нуклеосинтез [68] и бариогенезис [69–72]. Испаряющиеся ПЧД также могут быть дополнительными источниками нейтрино [72, 73], гравитино [74] и других частиц [75, 76].

Испаряющиеся ПЧД могут давать вклад в галактический [77] и внегалактический фон гамма-излучения [78]; их привлекают для объяснения частиц антиматерии в космических лучах [79], также такие ПЧД могут быть источниками аннигиляционной линии излучения из центра Галактики [80] и быть причиной некоторых короткопериодических гамма-всплесков [81].

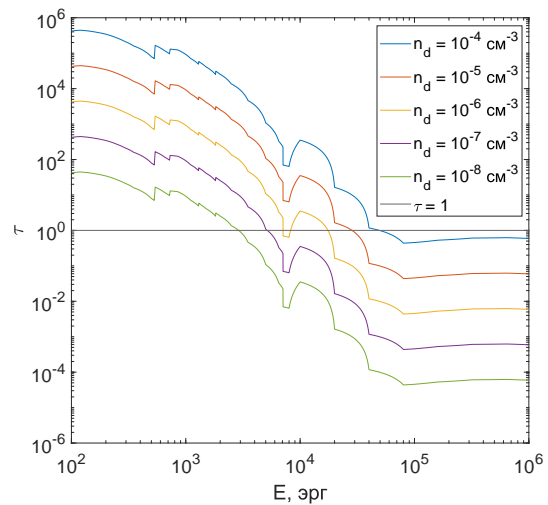
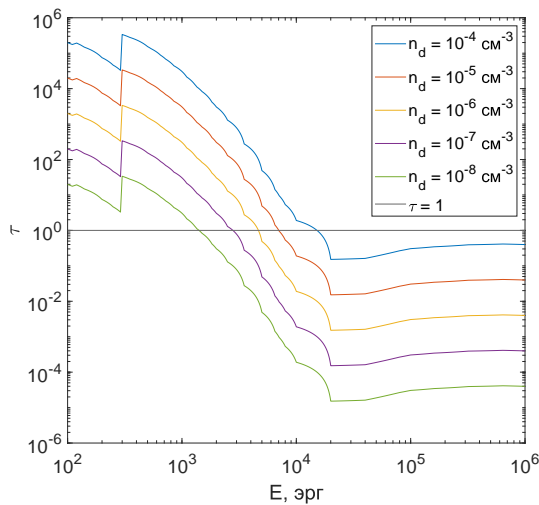
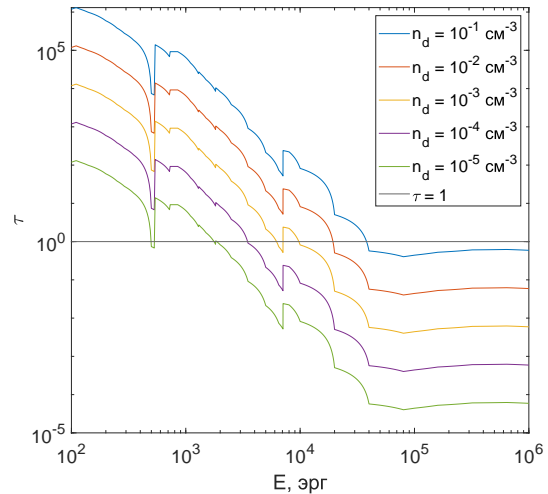
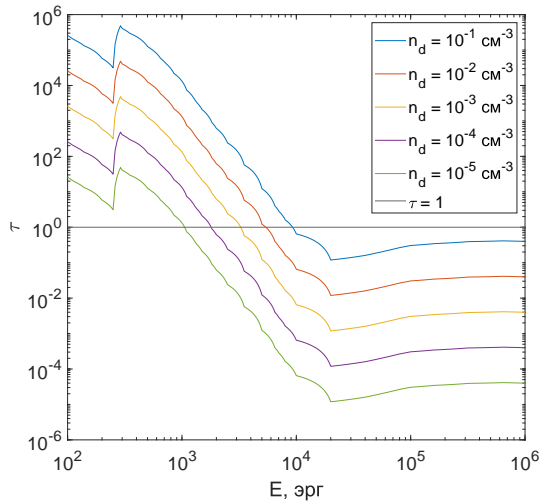


Рис. 2. Зависимость оптической толщи как функции энергии при облучении графитовых пылинок фотонами, излученными ПЧД. Данные представлены для молекулярного облака с радиусом 5 пк, состоящего из пылинок с размером $a = 0.01$ мкм (сверху) и $a = 0.1$ мкм (снизу). Цветными линиями показаны концентрации пылинок. Черной горизонтальной линией выделена оптическая толщина $\tau = 1$

Рис. 3. Зависимость оптической толщи как функции энергии при облучении силикатных пылинок фотонами, излученными ПЧД. Данные представлены для молекулярного облака с радиусом 5 пк, состоящего из пылинок с размером $a = 0.01$ мкм (сверху) и $a = 0.1$ мкм (снизу). Цветными линиями показаны концентрации пылинок. Черной горизонтальной линией выделена оптическая толщина $\tau = 1$

ПЧД бóльших масс могут оказывать влияние на крупномасштабную структуру Вселенной [82–86], быть зародышами сверхмассивных ЧД [87–90], быть так называемыми массивными астрофизическими компактными объектами гало (англ. *MAssive Compact Halo Objects*, *MACHOs*) и одним из источников дополнительного рентгеновского фона вследствие аккреции на ПЧД окружающего вещества [91].

На сегодняшний день нет убедительных доказательств существования ПЧД. Тем не менее, изучение упомянутых эффектов позволяет наложить

ограничения на количество ПЧД¹⁾ и, тем самым, на космологические модели, которые их порождают. На данный момент найдены ограничения на космологическую плотность ПЧД как уже испарившихся на данный момент, так и довольно крупных — вплоть до $M \sim 10^{50}$ г. Для поиска ограничений были задействованы различные физические эффекты. Различают ограничения, обусловленные испарением

¹⁾ Ограничения на количество ПЧД определяются при помощи величины $f \equiv \Omega_{PWH}/\Omega_{DM}$, т.е. для относительного вклада ПЧД в ТМ.

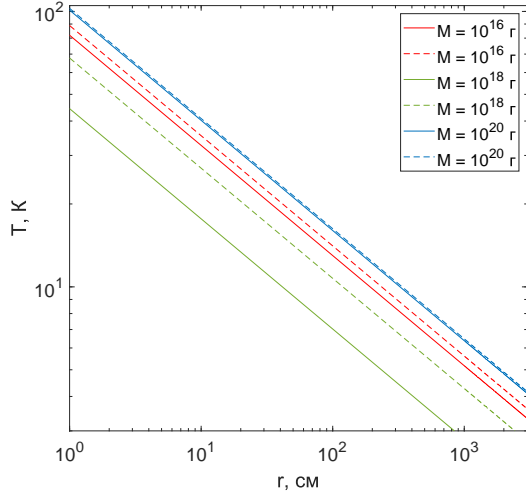


Рис. 4. Зависимость температуры графитовых (сплошные линии) и силикатных (пунктирные линии) пылинок от расстояния до ПЧД с массами $M = 10^{16}$ г, $M = 10^{18}$ г и $M = 10^{20}$ г (см. легенду). График приведен для пылинок с размером $a = 0.01$ мкм

ЧД (что может давать вклад во внегалактический фон гамма-излучения, поток позитронов и аннигиляционную линию из центра Галактики), линзированием, гравитационными волнами, различными динамическими эффектами (такими как, например, широкие двойные системы, звездные скопления, динамическое трение гало и др.), аккрецией, искажениями реликтового излучения и крупномасштабной структуры (вытекающие из требования, чтобы различные космологические структуры не формировались раньше наблюдаемых), подробнее — см. обзор [92]. Также ограничения на количество ПЧД по взаимодействию компонент излучения Хокинга с МЗС были получены в работах [93–95].

В данной работе рассматривается нагрев пыли фотонами, излученными ПЧД вследствие их испарения, в сферически-симметричном молекулярном облаке, а также рассчитывается зависимость температуры пыли от расстояния до ПЧД и спектр излучения такого облака.

2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ ПЫЛИ КАК ФУНКЦИИ РАССТОЯНИЯ ДО ПЧД

Наибольшее количество ПЧД можно ожидать в центральной части Галактики из-за ее большей плотности. Поэтому в качестве резервуара для ПЧД будем рассматривать молекулярные облака, расположенные в Центральной Молекулярной Зоне Га-

лактики (ЦМЗ). Рассмотрим диапазон масс ПЧД от 10^{16} до 10^{20} г.

Предположим, что молекулярное облако является сферически-симметричным с радиусом 5 пк. В центре облака находится ПЧД с массой M , которая излучает рентгеновские и гамма-фотоны согласно ур. (4). Тепловую структуру облака определяет находящаяся внутри него межзвездная пыль, которая поглощает, рассеивает и переизлучает в непрерывном спектре. Предполагается также, что облако состоит из пылинок одного размера, и их температура зависит от радиуса (от расстояния до ПЧД). Поскольку рентгеновское и гамма-излучение слабо взаимодействует с межзвездной пылью²⁾, будем учитывать только поглощение, пренебрегая рассеянием. Кроме того, эффективность рассеяния для рассматриваемого диапазона энергий до сих пор неизвестна.

Спектральная светимость одной пылинки равна

$$L_{gr} = 4\pi a^2 Q(\lambda) B_\lambda(T_d), \quad (7)$$

где $B_\lambda(T_d)$ — функция Планка. Также предполагается, что поглощение энергии пылью носит непрерывный характер, т.е. корпускулярные свойства излучения пренебрегаются. В этом случае температура пыли находится из условия лучистого равновесия:

$$\pi a^2 \int u_\lambda c Q(\lambda) d\lambda = \int L_{gr} d\lambda, \quad (8)$$

где u_λ — плотность энергии поля излучения.

Это уравнение можно переписать следующим образом:

$$\frac{L_{PBH}(M)}{4\pi r^2} = 4\pi \int Q(\lambda) B_\lambda(T_d) d\lambda, \quad (9)$$

где $L_{PBH}(M)$ — светимость ПЧД с массой M , которая определяется следующим выражением:

$$L_{PBH}(M) = \int_0^E Q(E) E \frac{\Gamma}{2\pi\hbar} \left(e^{\frac{E}{k_B T}} - 1 \right)^{-1} dE. \quad (10)$$

Интегрирование ведется до $E = 10^6$ эВ (см. сноску 2).

²⁾ Межзвездная пыль эффективнее всего поглощает излучение в видимом и ультрафиолетовом диапазонах [20], в то время как ПЧД обладают высокой интенсивностью в рентгеновском и гамма-диапазонах (с энергиями фотонов ~ 1 кэВ–100 МэВ). Пылинки поглощают такое излучение слабо. Поглощение пылью фотонов в данном диапазоне энергий изучено слабо. На данный момент имеется работы, в которых рассматривается поглощение пылью фотонами с энергией до 10 кэВ (см., например, [99]), или — до 1 МэВ [100]. Фотоны с такими энергиями излучают ПЧД с массами до $\sim 10^{18}$ г и до $\sim 10^{16}$ г соответственно.

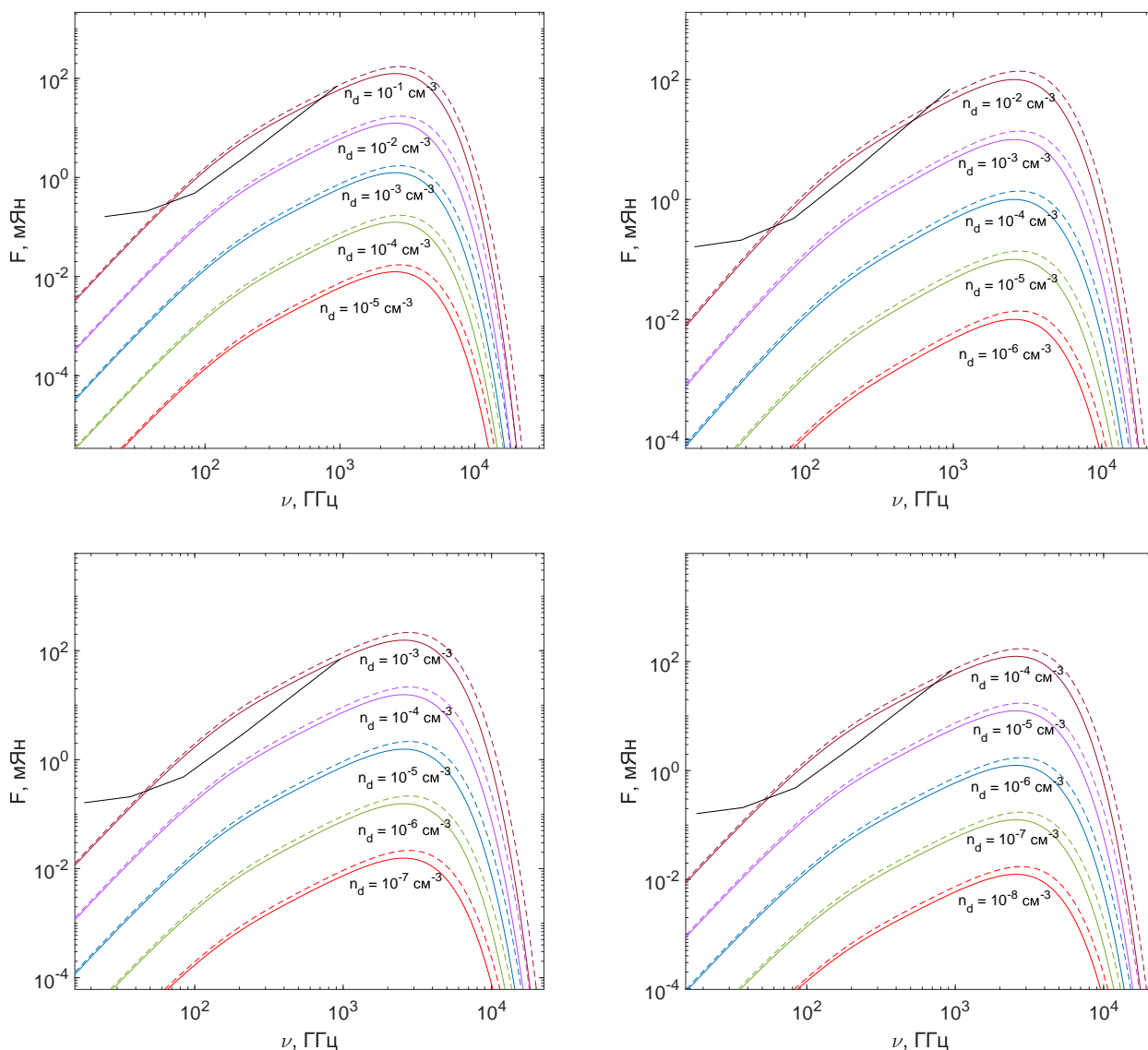


Рис. 5. Спектры излучения пылинок, нагреваемых ПЧД с массой $M = 10^{16}$ г для различных значений концентраций пыли в молекулярном облаке. Размеры пылинок $a = 0.01$ мкм (сверху слева), $a = 0.02$ мкм (сверху справа), $a = 0.05$ мкм (снизу слева), $a = 0.1$ мкм (снизу справа). Сплошными цветными линиями обозначены спектры графитовых, пунктирными цветными линиями — силикатных пылинок. Черной линией показана кривая чувствительности космической обсерватории «Миллиметрон» в режиме интерферометра, построенная на базе «Миллиметрон» — ALMA с использованием разработанного в АКЦ ФИАН калькулятора чувствительности (см. millimetre.radiastron.ru). Ширина полосы пропускания приемника «Миллиметрона» принималась равной 4 ГГц, время интегрирования 15–120 с

Уравнение (8) выполняется только в предположении, что пыль нагревается и излучает непрерывно, и что для всех пылинок одного размера устанавливается одна и та же равновесная температура. Это предположение может быть справедливо только для крупных частиц ($a \geq 0.01$ мкм). Между тем известно, что пылинки различных размеров по-разному реагируют на поглощение в зависимости от отношения энергии фотона и тепловой энергии пылин-

ки [96–98]. При этом малые частицы имеют малую теплоемкость, поэтому при поглощении небольших порций энергии температура пылинки резко возрастает. Таким образом, для таких частиц характерно скачкообразное изменение температуры, т. е. тепловая эволюция пылинки является стохастической. Между скачками температуры большинство мелких частиц охлаждаются до температуры реликтового излучения. Пылинка излучает, когда ее температура

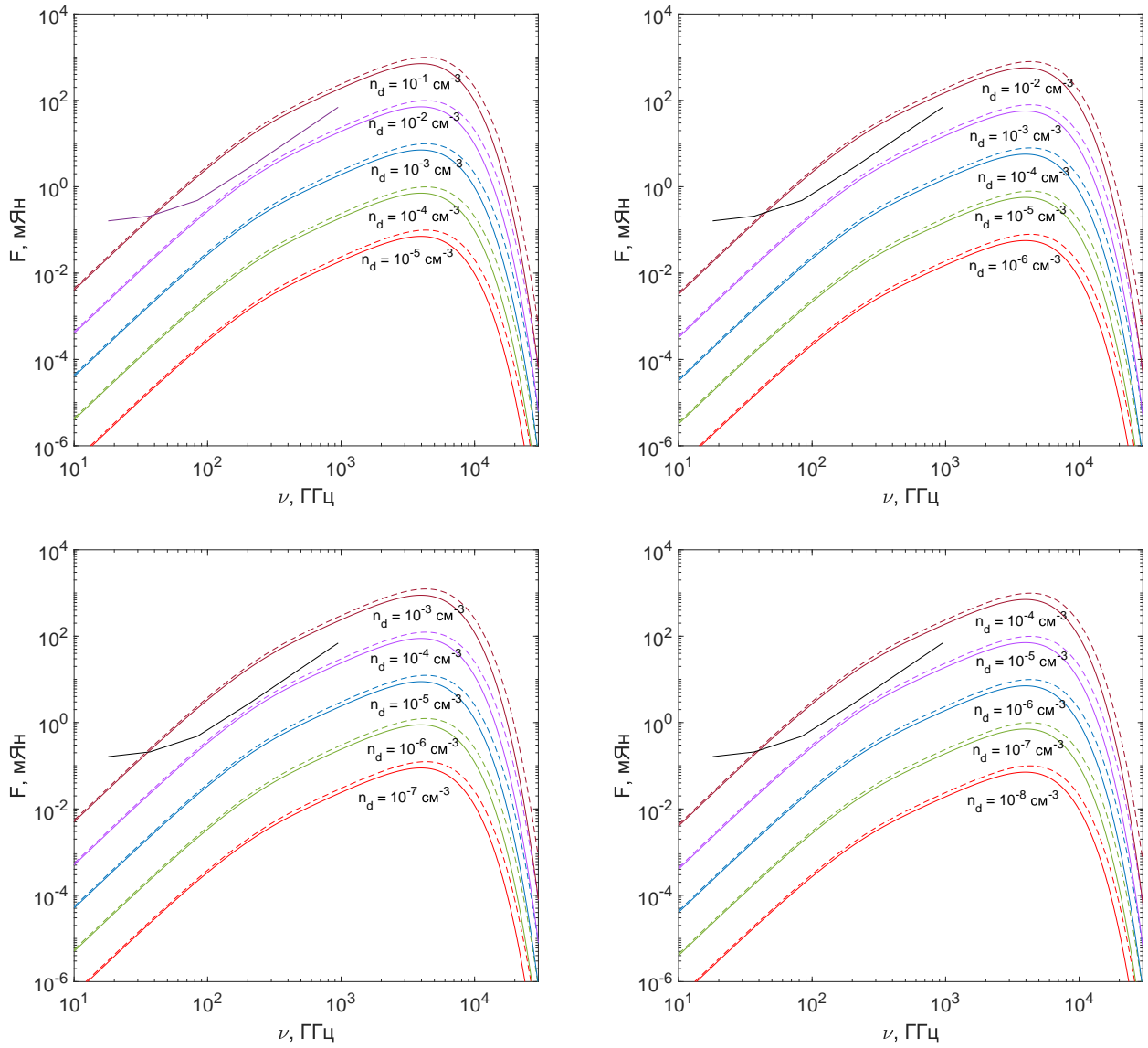


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но для $M = 10^{17}$ г

T выше равновесной [14]. Стохастический режим нагрева и излучения пыли реализуется, если энергия фотона больше или сравнима с энергией пылинки. Поэтому мы будем рассматривать достаточно крупные пылинки ($a \geq 0.01$ мкм).

Эффективность поглощения для рентгеновских и гамма-фотонов была взята в [100] (табл. 5.1 для графитовых и табл. 5.2 для силикатных пылинок³⁾). Вычисления проводились для пылинок с размерами $a = 0.01, 0.02, 0.05$ и 0.1 мкм. Для фотонов видимого

³⁾ Для полученных в [94,95] ограничений на фракцию ПЧД в темной материи важно, как функция $Q(\lambda)$ зависит от длины волны. Если вместо Q , рассмотренного в [22], использовать то, что было описано в [100], то кривая ограничений поднимается, и ограничения исчезают.

и ультрафиолетового излучения будем использовать следующее приближение [22]:

$$Q(\lambda) = \begin{cases} 1, & \lambda \leq 2\pi a, \\ 2\pi a/\lambda, & \lambda > 2\pi a. \end{cases} \quad (11)$$

В ЦМЗ Галактики содержится наибольшая концентрация молекулярного газа высокой плотности [101]. Общая масса молекулярного газа в ЦМЗ составляет $3_{-1}^{+2} \cdot 10^7 M_{\odot}$ [102], причем 10% от этой массы сосредоточена в молекулярном облаке Sgr B2 [103], расположенном в 100 пк от центра Млечного Пути. Остальная часть молекулярного газа сосредоточена между десятками гигантских молекулярных облаков, масса которых на 1–2 порядка ниже [104].

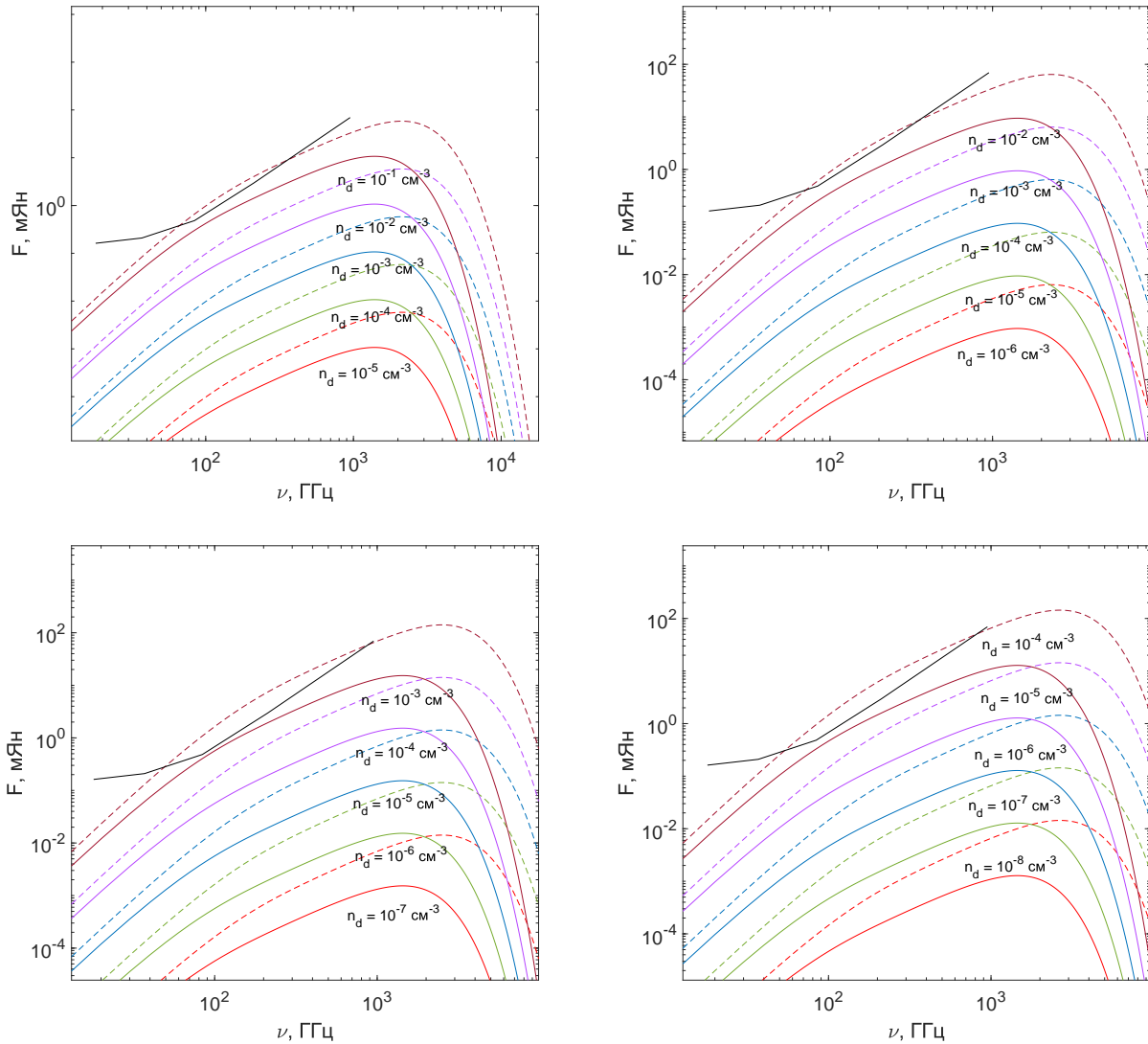


Рис. 7. То же, что на рис. 5, но для $M = 10^{18}$ г

Различными методами было установлено, что средние концентрации газа в молекулярных облаках ЦМЗ составляют от $\sim 10^4 \text{ см}^{-3}$ до $\gtrsim 10^5 \text{ см}^{-3}$ [105–112]. Наблюдения в линиях CS некоторых молекулярных облаков свидетельствуют о том, что самые высокие концентрации в них могут колебаться от 10^5 см^{-3} до 10^6 см^{-3} [113, 114]. Анализ данных, полученных при наблюдении в линиях HC_3N , показал, что еще большую концентрацию газа можно обнаружить в облаке Sgr B2. В этом облаке средняя концентрация газа составляет 10^5 см^{-3} , а в ядре она превышает 10^7 см^{-3} [115]. Подобный анализ был проведен для молекулярного облака M-0.02-0.07. Он показал, что в нем присутствуют области с пониженной ($\sim 10^3 \text{ см}^{-3}$) и повышенной ($\sim 10^5 \text{ см}^{-3}$) концентрациями [116].

Таким образом, концентрация газа в молекулярных облаках ЦМЗ находится в диапазоне от 10^3 см^{-3} до 10^7 см^{-3} . Учитывая, что масса пыли составляет примерно 1% от массы газа [14, 22], получаем, что концентрация пыли варьируется от $n_d = 10^{-5} \text{ см}^{-3}$ до $n_d = 10^{-1} \text{ см}^{-3}$, если облако состоит из пылинок с размером $a = 0.01 \text{ мкм}$, от $n_d = 10^{-6} \text{ см}^{-3}$ до $n_d = 10^{-2} \text{ см}^{-3}$ — с размером $a = 0.02 \text{ мкм}$, от $n_d = 10^{-7} \text{ см}^{-3}$ до $n_d = 10^{-3} \text{ см}^{-3}$ — с размером $a = 0.05 \text{ мкм}$ и от $n_d = 10^{-8} \text{ см}^{-3}$ до $n_d = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ — с размером $a = 0.1 \text{ мкм}$. Эти значения будут использованы в дальнейших расчетах.

Можно оценить величину оптической толщины

$$\tau(E) = \int_0^r \pi a^2 n_d Q(E) dr', \quad (12)$$

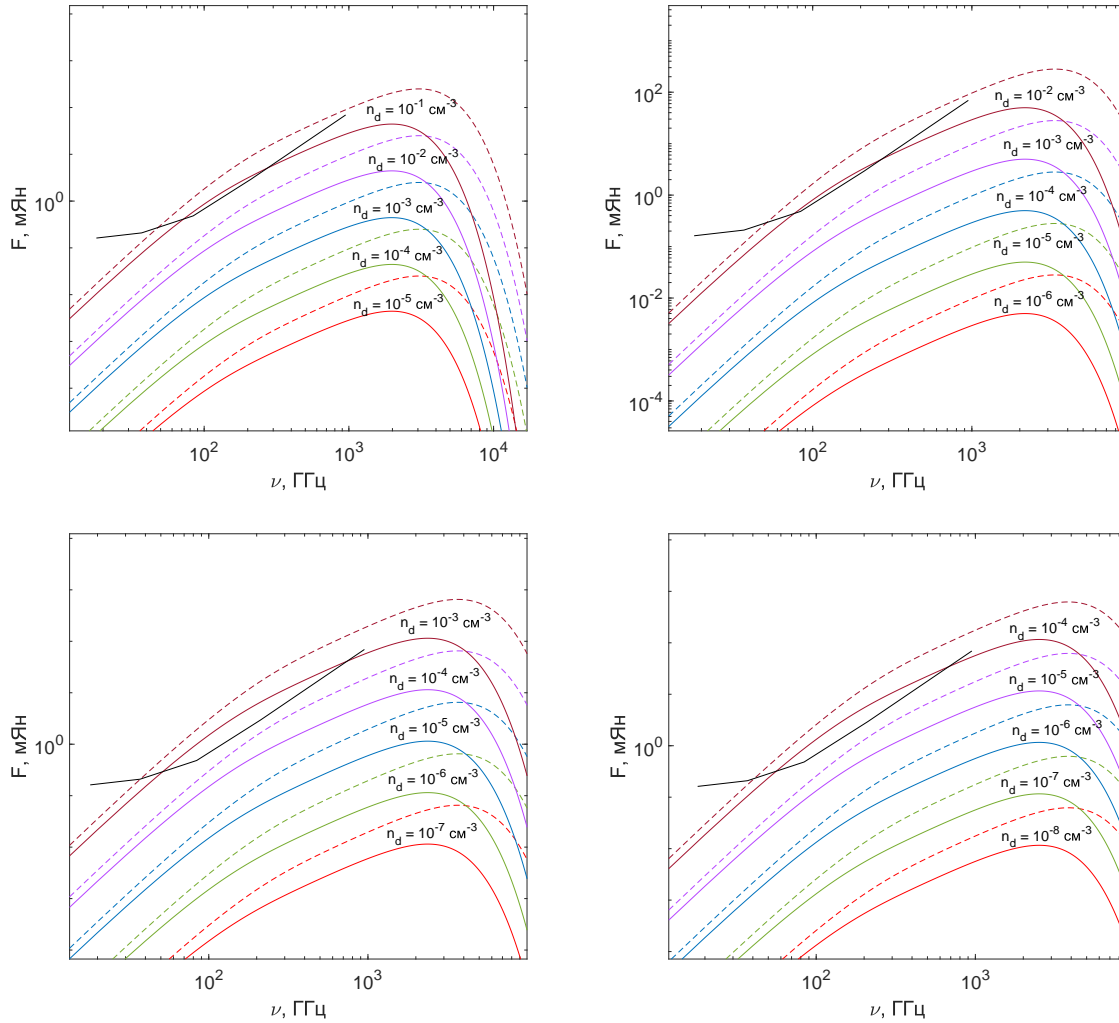


Рис. 8. То же, что на рис. 5, но для $M = 10^{19}$ г

для описанных выше значений параметров. На рис. 2 и 3 приведены графики зависимости оптической толщины от энергии для графитовых и силикатных пылинок с различными размерами и концентрациями пыли в молекулярном облаке. Несмотря на то, что фотоны, излученные ПЧД с данными массами, плохо взаимодействуют с пылинками, на границе молекулярного облака размером 5 пк при некоторых концентрациях пыли и энергий фотонов среда становится оптически толстой.

Из уравнения (9) получаем зависимость температуры пылинок от расстояния до ПЧД:

$$T(r) = CL_{PВН}^{1/5}(M)r^{-2/5}, \tag{13}$$

где C — некоторая константа.

Рисунок 4 иллюстрирует зависимости температуры графитовых и силикатных пылинок от расстояния до ПЧД с массами 10^{16} г, 10^{18} г и 10^{20} г. Как видно из графика, температура пыли резко падает с расстоянием до ПЧД. Пылинки нагреваются до температуры $T_d \geq 3$ К в сферическом слое радиусом $r \lesssim 10^3$ см. Поскольку в этом случае температура слабо зависит от размера пылинки, мы приводим только этот график и не приводим графики для пылинок с размерами 0.02, 0.05 и 0.1 мкм.

3. СПЕКТР ИЗЛУЧЕНИЯ МОЛЕКУЛЯРНОГО ОБЛАКА

Поток инфракрасного излучения от молекулярного облака, нагреваемого ПЧД с массой M , опре-

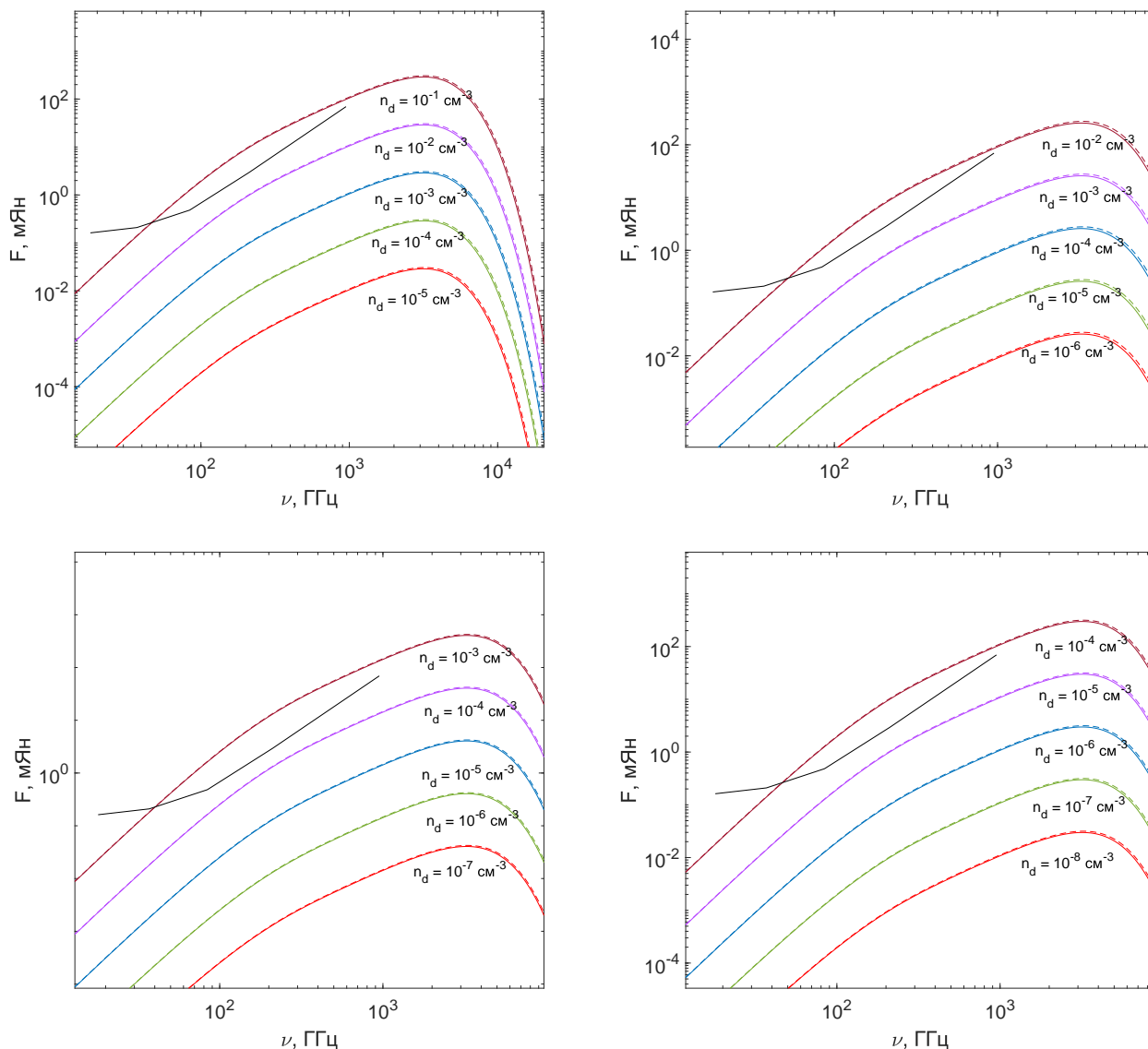


Рис. 9. То же, что на рис. 5, но для $M = 10^{20}$ г

деляется следующим образом:

$$F_{ir} = \int_0^r n_d L_{gr} dr', \tag{14}$$

где r — расстояние от ПЧД, на котором нагрев пыли наиболее существен. Спектры излучения графитовых и силикатных пылинок, нагреваемых ПЧД с различными массами, при различных концентрациях и размерах пылинок представлен на рис. 5–9. На полученные спектры наложены данные по чувствительности обсерватории «Миллиметрон». Как видно из рисунков, имеется принципиальная возможность зарегистрировать нагрев пыли излучением

Хокинга, если концентрация пыли в облаке лежит в диапазоне от $n_d = 10^{-4} \text{ см}^{-3}$ до $n_d = 10^{-1} \text{ см}^{-3}$ (при этом размер индивидуальных пылинок в облаке варьируется от 0.1 до 0.01 мкм, соответственно). В остальных случаях кривые спектров находятся ниже кривой чувствительности «Миллиметрона». Данный важный вывод ограничен применимостью рассмотренных модельных ограничений (включая предположение, что излучение ПЧД является единственным источником нагрева пыли), однако способен объяснить наличие очень компактных «горячих» пятен на карте распределения температуры молекулярного облака (в будущих наблюдениях).

Вид спектров и наложенной кривой чувствительности планируемой космической обсерватории «Миллиметрон» на приведенных рис. 5–9 на первый взгляд очень похожи. Однако спектральные потоки для частиц разных размеров (и разных концентраций вследствие того, что массовая доля пыли в облаке фиксирована) существенно различаются. Также конкретный вид спектра чувствителен к температуре пылинок как функции расстояния до ПЧД, при этом температура пыли зависит от эффективности поглощения как функции энергии фотонов излучения Хокинга.

Заметим, что аккреция вещества на ПЧД не будет влиять на ее эволюцию во время нахождения внутри молекулярного облака, поскольку время его жизни сильно ограничено. Так, в работе [117] был проведен расчет времени жизни молекулярных облаков на основе крупномасштабной динамики МЗС в Галактике. В этой модели время жизни молекулярного облака зависит от расстояния до центра Галактики и определяется как

$$\tau = |\tau_{\kappa}^{-1} + \tau_{\Omega_P}^{-1} + \tau_{ff,g}^{-1} + \tau_{cc}^{-1} - \tau_{\beta}^{-1}|^{-1}, \quad (15)$$

где τ_{κ} — вклад эпициклических возмущений, τ_{Ω_P} — вклад пересечения спиральных рукавов межзвездной среды, $\tau_{ff,g}$ — вклад коллапса межзвездного облака, τ_{cc} — вклад столкновения «облако-облако», τ_{β} — вклад галактического сдвига, т.е. масштаб времени, на котором облако разрывается дифференциальным вращением. Согласно этой модели в Млечном Пути на расстояниях 4–10 кпк от центра Галактики время жизни молекулярного облака составляет от 20 до 60 млн. лет.

В работе [118] данная модель была применена к ЦМЗ Галактики. В результате время жизни облаков на расстоянии $\sim 45 - 120$ пк от центра Галактики составляет от 1.4 до 3.9 млн. лет. При этом в эволюции межзвездных облаков преобладает влияние гравитационного коллапса. На других масштабах ЦМЗ доминирует вклад галактического сдвига, при этом время жизни межзвездных облаков находится в диапазоне от 3 до 9 млн. лет. Таким образом, время жизни молекулярного облака много меньше времени жизни ПЧД, рассматриваемых в данной работе масс.

4. ВЫВОДЫ

В работе рассмотрен процесс нагрева пыли фотонами от находящейся в молекулярном облаке ПЧД с массами $M = 10^{16} - 10^{20}$ г. В предположении, что пылинки равномерно распределены в

сферически симметричном облаке и имеют размеры $a = 0.01, 0.02, 0.05$ и 0.1 мкм, была рассчитана температура пыли в зависимости от расстояния до ПЧД. Из полученных графиков следует, что непосредственно рядом с ПЧД пылинки нагреваются до температуры $T \lesssim 10^2$ К, а с увеличением расстояния температура резко падает. Таким образом, ПЧД может нагреть только сферический слой молекулярного облака, радиус r которого не более 10^3 см. Помимо этого в работе были построены спектры излучения нагреваемых ПЧД пылинок и показано, как вид спектров зависит от концентрации пыли в молекулярном облаке и от размеров пылинок. На полученные спектры были наложены графики чувствительности планируемой космической обсерватории «Миллиметрон» в режиме интерферометра и показано, что при наличии в облаке ПЧД имеется возможность ее зарегистрировать, если концентрация пыли в облаке лежит в диапазоне от $n_d = 10^{-4}$ см $^{-3}$ до $n_d = 10^{-1}$ см $^{-3}$ (при этом размер индивидуальных пылинок в облаке варьируется от 0.1 до 0.01 мкм, соответственно).

Благодарности. Авторы благодарны рецензенту, вопросы которого позволили прояснить некоторые положения статьи.

Финансирование. Работа была поддержана Российским научным фондом (грант No 24-22-00146).

ЛИТЕРАТУРА

1. P. Hoppe, J. Leitner, E. Gröner, K. K. Marhas, B. S. Meyer, and S. Amari, *Astrophys. J.* **719**, 1370 (2010).
2. M. Küppers, I. Bertini, S. Fornasier, P. J. Gutierrez, S. F. Hviid et al., *Nature* **437**, 987 (2005).
3. P. M. Harvey, T. Henning, Y. Liu, F. Ménard, C. Pinte et al., *Astrophys. J.* **755**, 67 (2012).
4. L. D. Keller, G. C. Sloan, W. J. Forrest, S. Ayala, P. D'Alessio et al., *Astrophys. J.* **684**, 411 (2008).
5. D. M. Watson, J. M. Leisenring, E. Furlan, C. J. Bohac, B. Sargent et al., *Astrophys. J. Suppl.* **180**, 84 (2009).
6. P. Castellanos, S. Casassus, C. Dickinson, M. Vidal, R. Paladini et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **411**, 1137 (2011).
7. J. Rho, W. T. Reach, A. Tappe, U. Hwang, J. D. Slavin et al., *Astrophys. J.* **700**, 579 (2009).

8. H. Martel, A. Urban, and N. J. Evans II, *Astrophys. J.* **757**, 59 (2012).
9. T. S. Rice, A. A. Goodman, and E. A. Bergin, *Astrophys. J.* **822**, 52 (2016).
10. S. Zhukovska, H. P. Gail, and M. Trieloff, *Astron. Astrophys.* **479**, 453 (2008).
11. L. Dunne, H. L. Gomez, E. da Cunha, S. Charlot, S. Dye et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **417**, 1510 (2011).
12. M. Haas, S. A. H. Müller, R. Chini, K. Meisenheimer, U. Klaas et al., *Astron. Astrophys.* **354**, 453 (2000).
13. E. Dwek, F. Galliano, and A. P. Jones, *Astrophys. J.* **662**, 927 (2007).
14. Н. Г. Бочкарев, *Основы физики межзвездной среды*, М.: Изд-во МГУ (1991).
15. F. Kemper, W. J. Vriend, and A. G. G. M. Tielens, *Astrophys. J.* **609**, 826 (2004).
16. E. L. Gibb, D. C. B. Whittet, A. C. A. Boogert, and A. G. G. M. Tielens, *Astrophys. J.* **151**, 35 (2004).
17. T. P. Stecher and B. Donn, *Astrophys. J.* **142**, 1681 (1965).
18. D. Cesarsky, J. Lequeux, A. Abergel, M. Perault, E. Palazzi, S. Madden, and D. Tran, *Astron. Astrophys.* **315**, L305 (1996).
19. J. S. Mathis, W. Ruml, and K. H. Nordsieck, *Astron. Astrophys.* **128**, 212 (1983).
20. B. T. Draine and H. M. Lee, *Astrophys. J.* **285**, 89 (1984).
21. B. T. Draine, *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*, Princeton University Press (2011).
22. A. Tielens, *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*, Cambridge University Press (1993).
23. B. G. Elmegreen, *Astrophys. J.* **564**, 773 (2002).
24. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Астрон. Журнал* **43**, 758 (1966) [Ya. B. Zel'dovich and I. D. Novikov, *Sov. Astron.* **10**, 602 (1966)].
25. S. W. Hawking, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **152**, 75 (1971).
26. S. Clesse and J. García-Bellido, *Phys. Rev. D* **92**, 023524 (2015).
27. K. Inomata, M. Kawasaki, K. Mukaida, Y. Tada, and T. T. Yanagida, *Phys. Rev. D* **93**, 043504 (2017).
28. J. García-Bellido and E. R. Morales, *Physics of the Dark Universe* **18**, 47 (2017).
29. J. M. Ezquiaga, J. García-Bellido, and E. R. Morale, *Phys. Lett. B* **776**, 345 (2018).
30. M. Khlopov and A. Polnarev, *Phys. Lett. B* **97**, 383 (1980).
31. A. Polnarev and M. Khlopov, *Sov. Phys. Usp.* **28**, 213 (1985).
32. A. M. Green, A. R. Liddle, and A. Riotto, *Phys. Rev. D* **56**, 7559 (1997).
33. T. Harada, C. Yoo, K. Kohri, K. Nakao, and S. Jhingan, *Astrophys. J.* **833**, 61 (2016).
34. B. Carr, T. Tenkanen, and V. Vaskonen, *Phys. Rev. D* **96**, 063507 (2017).
35. J. D. Barrow and B. J. Carr, *Phys. Rev. D* **54**, 3920 (1996).
36. M. Crawford and D. N. Schramm, *Nature* **298**, 538 (1982).
37. H. Kodama, M. Sasaki, and K. Sato, *Progress of Theoretical Physics* **68**, 1979 (1982).
38. K. Jedamzik, *Phys. Rev. D* **55**, 5871 (1997).
39. С. Г. Рубин, А. С. Сахаров, М. Ю. Хлопов, *ЖЭТФ* **119**, 1067 (2001) [S. G. Rubin, A. S. Sakharov, and M. Yu. Khlopov, *J. Exp. Theor. Phys.* **92**, 921 (2001)].
40. J. Garriga, A. Vilenkin, and J. Zhang, *J. Exp. Theor. Phys.* **02**, 064 (2016).
41. H. Deng, J. Garriga, and A. Vilenkin, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **1704**, 050 (2017).
42. H. Deng and A. Vilenkin, *J. Exp. Theor. Phys.* **12**, 044 (2017).
43. V. I. Dokuchaev, Yu. N. Eroshenko, and S. G. Rubin, *Grav. Cosmol.* **11**, 99 (2005).
44. A. Kusenko, M. Sasaki, S. Sugiyama, M. Takada, V. Takhistov, and E. Vitagliano, *Phys. Rev. Lett.* **125**, 181304 (2020).
45. J. Liu, Z.-K. Guo, and R.-G. Cai, *Phys. Rev. D* **101**, 023513 (2020).
46. S. W. Hawking, I. G. Moss, and J. M. Stewart, *Phys. Rev. D* **26**, 2681 (1982).
47. I. G. Moss, *Phys. Rev. D* **50**, 676 (1994).
48. N. Kitajima and F. Takahashi, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* **11**, 060 (2020).
49. B. Abbott et al., *Phys. Rev. Lett.* **116**, 061102 (2016).

50. B. Abbott et al., *Phys. Rev. X* **13**, 041039 (2023).
51. R. A. Remillard and J. E. McClintock, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **44**, 49 (2006).
52. G. Hütsi, T. Koivisto, M. Raidal, V. Vaskonen, and H. Veermäe, *Eur. Phys. J. C.* **81**, 999 (2021).
53. G. F. Chapline, *Nature* **253**, 251 (1975).
54. S. Clesse and J. García-Bellido, *Physics of the Dark Universe* **15**, 142 (2017).
55. P. Ivanov, P. Naselsky, and I. Novikov, *Phys. Rev. D* **50**, 7173 (1994).
56. B. C. Lacki and J. F. Beacom, *Astrophys. J. Lett.* **720**, L67 (2010).
57. K. M. Belotsky, A. E. Dmitriev, E. A. Esipova, V. A. Gani, A. V. Grobov et al., *Mod. Phys. Lett. A* **29**, 1440005 (2014).
58. P. H. Frampton, *Mod. Phys. Lett. A* **31**, 1650093 (2016).
59. A. Kashlinsky, *Astrophys. J. Lett.* **823**, L25 (2016).
60. S. Clesse and J. García-Bellido, *Physics of the Dark Universe* **22**, 137 (2018).
61. J. R. Espinosa, D. Racco, and A. Riotto, *Phys. Rev. Lett.* **120**, 121301 (2018).
62. А. Б. Александров, А. Б. Дашкина, Н. С. Коновалова, Н. М. Окатьева и др., *Успехи Физ. Наук* **191**, 905 (2021). English version: A. B. Aleksandrov, A. B. Dashkina, N. S. Konovalova, N. M. Okat'eva et al., *Phys. Usp.* **64**, 861 (2021).
63. A. P. Serebrov, R. M. Samoilov, V. G. Ivochkin, A. K. Fomin et al., *Phys. Rev. D* **104**, 032003 (2021).
64. V. V. Barinov, B. T. Cleveland, S. N. Danshin, H. Ejiri et al., *Phys. Rev. Lett.* **128**, 232501 (2022).
65. J. D. Bekenstein, *Phys. Rev. D* **7**, 2333 (1973).
66. S. W. Hawking, *Commun. Math. Phys.* **43**, 199 (1975).
67. Jane H. MacGibbon and B. R. Webber, *Phys. Rev. D* **41**, 3052 (1990).
68. B. J. Carr, K. Kohri, Y. Sendouda, and J. Yokoyama, *Phys. Rev. D* **81**, 104119 (2010).
69. N. Upadhyay, P. Das Gupta, and R. P. Saxena, *Phys. Rev. D* **60**, 063513 (1999).
70. J. D. Barrow, E. J. Copeland, E. W. Kolb, and A. R. Liddle, *Phys. Rev. D* **43**, 984 (1991).
71. M. S. Turner, *Phys. Lett. B* **89**, 155 (1979).
72. E. V. Bugaev, M. G. Elbakidze, and K. V. Konishchev, *Phys. Atom. Nucl.* **66**, 476 (2003).
73. E. V. Bugaev, and K. V. Konishchev, *Phys. Rev. D* **66**, 084004 (2002).
74. M. Y. Khlopov, A. Barrau, and J. Grain, *Class. Quant. Grav.* **23**, 1875 (2006).
75. A. M. Green, *Phys. Rev. D* **60**, 063516 (1999).
76. M. Lemoine, *Phys. Lett. B* **481**, 333 (2000).
77. R. Lehoucq, M. Cassé, J.-M. Casandjian, and I. Grenier, *Astron. Astrophys.* **502**, 37 (2009).
78. D. N. Page and S. W. Hawking, *Astrophys. J.* **206**, 1 (1976).
79. A. Barrau, *Astropart. Phys.* **12**, 269 (2000).
80. P. N. Okele and M. J. Rees, *Astron. Astrophys.* **81**, 263 (1980).
81. D. B. Cline, D. A. Sanders, and W. Hong, *Astrophys. J.* **486**, 169 (1997).
82. P. Mészáros, *Astron. Astrophys.* **38**, 5 (1975).
83. B. J. Carr, *Astron. Astrophys.* **56**, 377 (1977).
84. K. Freese, R. Price, and D. N. Schramm, *Astrophys. J.* **275**, 405 (1983).
85. B. J. Carr and J. Silk, *Astrophys. J.* **268**, 1 (1983).
86. N. Afshordi, P. McDonald, and D. N. Spergel, *Astrophys. J. Lett.* **594**, L71 (2003).
87. B. J. Carr and M. J. Rees, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **206**, 801 (1984).
88. N. DÜchting, *Phys. Rev. D* **70**, 064015 (2004).
89. M. Y. Khlopov, S. G. Rubin, and A. S. Sakharov, *Astropart. Phys.* **23**, 265 (2005).
90. R. Bean and J. Magueijo, *Phys. Rev. D* **66**, 063505 (2002).
91. M. Ricotti, J. P. Ostriker, and K. J. Mack, *Astrophys. J.* **680**, 829 (2008).
92. B. Carr, K. Kohri, Y. Sendouda, and J. Yokoyama, *Rep. Prog. Phys.* **84**, 116902 (2021).
93. H. Kim, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **504**, 5475 (2021).
94. А. Н. Мелихов, Е. В. Михеева, *Астрон. Журнал* **99**, 382 (2022) [A. N. Melikhov and E. V. Mikheeva, *Astron. Rep.* **66**, 387 (2022)].
95. A. N. Melikhov and E. V. Mikheeva, *Phys. Rev. D* **107**, 063535 (2023).

96. E. Kruegel, *The physics and chemistry of the interstellar medium*, Bristol: The Institute of Physics, IoP Series in astronomy and astrophysics, (2003).
97. W. W. Duley, *Astrophys. and Space Sci.* **23**, 43 (1973).
98. B. T. Draine and A. Li, *Astrophys. J.* **551**, 807 (2001).
99. L. R. Corrales, J. García, J. Wilms, and F. Baganoff, *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **458**, 1345 (2016).
100. E. Dwek and R. Smith, *Astrophys. J.* **459**, 686 (1996).
101. K. Ferrière, W. Gillard, and P. Jean, *Astron. Astrophys.* **467**, 611 (2007).
102. G. Dahmen, S. Huttemeister, T. L. Wilson, and R. Mauersberger, *Astron. Astrophys.* **331**, 959 (1998).
103. M. A. Gordon, U. Berkemann, P. G. Mezger, R. Zylka, C. G. T. Haslam, E. Kreysa et al., *Astron. Astrophys.* **280**, 208 (1993).
104. S. N. Longmore, J. M. D. Kruijssen, J. Bally, J. Ott, L. Testi, J. Rathborne et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **433**, L15 (2013).
105. J. Bally, A. A. Stark, R. W. Wilson, and C. Henkel, *Astrophys. J.* **324**, 223 (1988).
106. M. Tsuboi, T. Handa, and N. Ukita, *Astrophys. J. S.* **120**, 1 (1999).
107. J. M. Jackson, N. Geis, R. Genzel, A. I. Harris, S. Madden, A. Poglitsch et al., *Astrophys. J.* **402**, 173 (1993).
108. M. Nagai, K. Tanaka, K. Kamegai, and T. Oka, *Publications of the Astronomical Society of Japan* **59**, 25 (2007).
109. P. A. Jones, M. G. Burton, M. R. Cunningham, M. A. Requena-Torres, K. M. Menten, P. Schilke et al., *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **419**, 2961 (2012).
110. P. A. Jones, M. G. Burton, M. R. Cunningham, N. F. H. Tothill, and A. J. Walsh, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **443**, 221 (2013).
111. R. Güsten and C. Henkel, *Astron. Astrophys.* **125**, 136 (1983).
112. R. Zylka, R. Güsten, C. Henkel, and W. Batrla, *AAPS* **96**, 525 (1992).
113. E. Serabyn and R. Güsten, *Astron. Astrophys.* **242**, 376 (1991).
114. E. Serabyn, J. H. Lacy, and J. M. Achtermann, *Astrophys. J.* **395**, 166 (1992).
115. D. C. Lis and P. F. Goldsmith, *Astrophys. J.* **369**, 157 (1991).
116. C. M. Walmsley, R. Güsten, P. Angerhofer, E. Churchwell, and L. Mundy, *Astron. Astrophys.* **155**, 129 (1986).
117. S. M. R. Jeffreson and J. M. D. Kruijssen, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **476**, 3688 (2018).
118. S. M. R. Jeffreson, J. M. D. Kruijssen, M. R. Krumholz, and S. N. Longmore, *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* **478**, 3380 (2018).