ВЛИЯНИЕ РАДИАТИВНОЙ НАКАЧКИ НА НАСЕЛЕННОСТЬ ВРАЩАТЕЛЬНЫХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛ НО В ДИФФУЗНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ОБЛАКАХ МЕЖЗВЕЗДНОЙ СРЕДЫ

© 2020 г. В. В. Клименко^{1*}, А. В. Иванчик¹

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия Поступила в редакцию 14.03.2020 г. После доработки 14.03.2020 г.; принята к публикации 24.03.2020 г.

Выполнен теоретический расчет влияния радиативной накачки на населенности вращательных уровней основного колебательного состояния молекул HD, находящихся в условиях холодной фазы меж-звездной среды. При анализе учитывались два основных механизма возбуждения молекул: (i) столкновения с атомами и молекулами межзвездной среды, (ii) радиативная накачка ультрафиолетовым фоном межзвездного излучения. Определены коэффициенты радиативной накачки Γ_{ij} , соответствующие среднему галактическому фону ультрафиолетового излучения в модели Дрейна. Изучено влияние эффекта самоэкранирования молекул на величины коэффициентов радиативной накачки. Показано, что населенность первого вращательного уровня HD (J = 1) определяется в основном радиативной накачки, а не столкновениями, если тепловое давление газа $p_{\rm th} \leq 10^4 \left(\frac{I_{\rm UV}}{1}\right)$ К см⁻³ и лучевая концентрация log $N(\rm HD) < 15$. В таких облаках относительная населенность уровней молекул HD N(J = 1)/N(J = 0) оказывается более чувствительной к величине интенсивности УФ-фона, чем относительная населенность уровней тонкой структуры атомарного углерода CI. Таким образом, анализ относительной населенности уровней молекул HD может стать важным дополнительным источником информации о физических условиях в межзвездной среде как в нашей Галактике, так и формирующихся галактиках ранней Вселенной.

Ключевые слова: межзвездная среда, молекулярные облака, ранние галактики, спектры квазаров.

DOI: 10.31857/S0320010820040075

1. ВВЕДЕНИЕ

Молекулы HD являются следующими по распространенности¹ во Вселенной после молекул H₂. Их концентрация в холодной фазе нейтральной межзвездной среды (МЗС) нашей Галактики примерно на 5-6 порядков ниже концентрации молекулярного водорода (Сноу и др., 2008). Линии молекул HD. соответствующие электронноколебательно-вращательным переходам, попадают в ультрафиолетовый (УФ) диапазон длин волн, поэтому впервые они были обнаружены в нашей Галактике лишь в наблюдениях космической обсерватории Copernicus (Спитцер и др., 1973, 1974), имевшей УФ-телескоп, и затем в наблюдениях орбитального космического телескопа FUSE (Лакур и др., 2005). К настоящему времени линии молекул HD обнаружены в 41 абсорбционном спектре межзвездной среды, просвеченной яркими звездами нашей Галактики (Сноу и др., 2008).

В наблюдениях галактик ранней Вселенной за счет космологического красного смещения, z, УФ-линии HD попадают в оптический диапазон, $\lambda^{obs} = \lambda^{em}(1+z)$, и могут быть задетектированы наземными телескопами. Впервые абсорбционные линии HD были обнаружены в спектре квазара Q 1232+082 в 2001 г. (Варшалович и др., 2001). В настоящий момент в спектрах квазаров иденти-фицировано около 20 абсорбционных систем HD в демпфированных лайман-альфа (DLA) системах с z > 1.7 (см., например, Иванчик и др., 2015; Косенко, Балашев, 2018).

Относительная распространенность молекул HD/H₂ исследовалась в работах Ле Пети и др. (2002), Лисзт (2015), Иванчик и др. (2015), Балашев, Косенко (2020). В этих работах отмечалось, что отношение HD/H₂ является индикатором физических условий в холодной фазе M3C (плотности газа, интенсивности фона космических

^{*}Электронный адрес: slava.klimenko@gmail.com

¹ Приблизительно такой же, как у HD, распространенностью обладают молекулы CO.

лучей и УФ-излучения, содержания и свойств пыли). Дополнительным каналом информации о физических условиях в МЗС может быть анализ населенностей вращательных уровней молекул HD основного колебательного состояния. Подобно молекуле H₂, молекула HD имеет систему вращательно-колебательных уровней, которые заселяются столкновениями с атомами и молекулами M3C (в основном H, He, $H_2 \mu e^-$), а также радиативной накачкой через вышележащие электронные уровни. При этом есть существенное различие в релаксационной динамике молекул HD и H₂: благодаря более высокой симметрии молекулы H₂, время жизни возбужденных состояний в ней на порядки больше аналогичного времени в HD. Поэтому линии переходов молекулярного водорода в спектрах квазаров уверенно детектируются для большого числа возбужденных вращательных уровней J = 2 - 8 (Балашев и др., 2017) (J == 0 и J = 1 — основные состояния пара- и орто-H₂). В то время как для молекул HD до сих пор удалось обнаружить лишь два случая переходов и только с первого возбужденного вращательного уровня J=1 (переходы с уровней $J\geq 2$ для HD пока наблюдать не удавалось). Они были зарегистрированы в двух абсорбционных системах, наблюдавшихся в спектрах квазаров J 0812+ +3208 с $z_{abs} = 2.626$ (Балашев и др., 2010) и Ј 0843+0221 с $z_{abs} = 2.786$ (Балашев и др., 2017). Анализ относительной населенности уровней HD N(J = 1)/N(J = 0) позволил определить значение концентрации газа $n = 240 \text{ см}^{-3}$ в J 0812+ +3208А (Балашев и др., 2010; Лисэт, 2015) и n = 260 - 380 см⁻³ в Ј 0843 + 0221 (Балашев и др., 2017). В этих оценках авторы пренебрегали влиянием радиативной накачки, предположив, что вследствие высокой лучевой концентрации молекул УФ-излучение будет экранировано в линиях HD.

В данной работе представлены результаты расчета коэффициентов радиативной накачки вращательных уровней HD. Определен диапазон физических условий в МЗС и лучевых концентраций молекул HD, при которых радиативная накачка вносит существенный вклад в населенности вращательных уровней HD. Описание расчета коэффициентов радиативной накачки приведено в разделе 2. В разделе 3 представлен расчет баланса населенностей уровней HD для набора различных физических условий с учетом эффекта самоэкранирования. В разделе 4 выполнено сравнение относительной населенности уровня HD J = 1 с другими индикаторами физических условий, а также выполнено сравнение оценок физических условий с использованием HD и CI в двух молекулярных

облаках в DLA системах с большими красными смещениями.

2. РАСЧЕТ РАДИАТИВНОЙ НАКАЧКИ

Структура уровней молекулы HD подобна структуре уровней молекулы Н₂, однако имеется и существенное различие: вследствие наличия у молекулы HD дипольного момента, переходы между уровнями с $\Delta J = \pm 1$ разрешены, и большее число уровней оказывается взаимосвязано в радиативном каскаде. Следуя описанию расчета радиативной накачки молекул Н₂ (Блек, Далгарно, 1976), нами выполнен расчет радиативной накачки вращательных уровней молекул HD. Под действием УФизлучения молекулы HD из основного электронного состояния ($X^1\Sigma_g^+$) переходят в возбужденные электронные состояния (В $^1\Sigma_u$ и С $^1\Pi_u$) и затем релаксируют на вращательно-колебательные уровни основного состояния (производя впоследствии вращательно-колебательный каскад).

2.1. Вращательно-колебательный каскад для уровней основного электронного состояния

Основными параметрами, описывающими перераспределение населенностей уровней при релаксации в основное электронное состояние, являются факторы каскадной эффективности (cascade efficiency factors) $a(\nu_0, J_0; J)$ — которые описывают вероятности заселения вращательного уровня J основного колебательного состояния $\nu = 0$ путем серии спонтанных переходов из возбужденного колебательно-вращательного состояния (ν_0, J_0). Для расчета $a(\nu_0, J_0; J)$ использовалась схема, описанная в работе Блека и Далгарно (1976).

Предположим, что некоторый уровень (ν_0, J_0) заселяется с постоянным темпом $Q(\nu_0, J_0)$ [см⁻³сек⁻¹], тогда равновесная населенность уровня (ν_0, J_0) определяется следующим образом:

$$n(\nu_0, J_0) = Q(\nu_0, J_0) / A(\nu_0, J_0), \tag{1}$$

где

$$A(\nu_0, J_0) = \sum_{\nu''=0}^{\nu_0} \sum_{J''=0}^{J_{\text{max}}} A(\nu_0, J_0; \nu'', J'') [c^{-1}] \quad (2)$$

означает полную вероятность спонтанных переходов с уровня (ν_0 , J_0) на различные уровни основного электронного состояния. Вероятности спонтанных дипольных и квадрупольных переходов $A(\nu_0, J_0; \nu'', J'')$ для вращательно-колебательных уровней основного электронного состояния молекул HD были рассчитаны в работе Абгралл, Руеф, Виала (1982) для колебательных уровней $\nu \leq 17$ и вращательных уровней $J \leq J_{\max} = 13$. В настоящей работе в расчетах учитывались уровни переходов с $J \leq J_{\max} = 13$ и $\nu \leq 13$. Это оправдано тем, что в молекулярных облаках, при характерных физических условиях, населенности вышележащих уровней оказываются пренебрежимо малы, и их дальнейший учет не влияет на значения коэффициентов радиативной накачки основного колебательного уровня. Равновесные населенности нижележащих уровней (ν , J) < (ν_0 , J_0) определяются из системы уравнений:

$$n(\nu, J)A(\nu, J) =$$
(3)
= $\sum_{\nu''=\nu}^{\nu_0} \sum_{J''=0}^{J_{\text{max}}} n(\nu'', J'')A(\nu'', J''; \nu, J).$

Положив темп заселения единичным $Q(\nu_0, J_0) = 1 \text{ см}^{-3} \text{c}^{-1}$, рассчитаем факторы каскадной эффективности $a(\nu_0, J_0; J)$, которые описывают темп заселения вращательных уровней основного колебательного состояния ($\nu = 0, J$) за счет переходов с вышележащих колебательно-вращательных уровней с $\nu \ge 1$, которые заселялись в ходе каскада из начального состояния (ν_0, J_0).

$$a(\nu_0, J_0; J) = \tag{4}$$

$$= \sum_{\nu''=1}^{\nu_0} \sum_{J''=0}^{J_{\max}} n(\nu'', J'') A(\nu'', J''; 0, J).$$

Поскольку темп заселения постоянный, должно выполняться условие нормировки: число молекул, появляющихся в единицу времени на возбужденном уровне (ν_0 , J_0), равно числу молекул, приходящих на уровни основного колебательного состояния:

$$\sum_{J=0}^{J_{\text{max}}} a(\nu_0, J_0; J) = Q_0 = 1 \text{ cm}^{-3} \text{c}^{-1}.$$
 (5)

Значения $a(\nu_0, J_0; J)$ были рассчитаны для каждой пары (ν_0, J_0) основного электронного состояния $(\nu_0 = 1..13, J_0 = 0..J_{max})$ и приведены в табл. 1 (для первых четырех колебательных уровней).

2.2. Коэффициенты радиативной накачки $\Gamma(J_i, J_j)$

Для описания доли молекул на основном колебательном уровне $\nu = 0$, перешедших из состояния ($\nu = 0, J_i$) в состояние ($\nu = 0, J_j$) в процессе радиативной накачки введем коэффициенты $\Gamma(J_i, J_j)$:

$$\Gamma(J_i, J_j) = \sum_{\nu_0=1}^{13} \sum_{J_0=0}^{J_{\max}} Q^{J_i}(\nu_0, J_0) \times$$
(6)
 $\times a(\nu_0, J_0; J_i) + Q^{J_i}(\nu = 0, J_i),$

где $Q^{J_i}(\nu_0, J_0)$ описывает темп заселения уровней основного электронного состояния (ν_0, J_0) за счет спонтанных² переходов с уровней возбужденных электронных состояний молекулы HD и определяется следующим образом:

$$Q^{J_i}(\nu_0, J_0) =$$
(7)

$$= \sum_{B,C} \left[\sum_{\nu'=0}^{40} \sum_{J'=0}^{J'_{\max}} \frac{R(0,J_i;\nu',J')}{A^{tot}(\nu',J')} A(\nu',J';\nu_0,J_0) \right],$$

где $\frac{R(0,J_i;\nu',J')}{A^{tot}(\nu',J')} = \frac{n(\nu',J')}{n(0,J_i)}$ — относительные равновесные населенности колебательно-вращательных уровней (ν', J') состояний $(B \ u \ C)$ при заселении с уровня основного электронного состояния $(0, J_i)$, $R(0, J_i; \nu', J')$ — скорость возбуждения за счет абсорбции УФ-излучения, $A^{tot}(\nu', J') = A_c(\nu', J') +$ $+ \sum_{\nu_0, J_0} A(\nu', J'; \nu_0, J_0)$ — полная вероятность перехода молекул HD с уровней (ν', J') возбужден-

кода молскул ПГР с уровней (ν , β) возоужденных состояний в континуум и на вращательноколебательные уровни (ν_0 , J_0) основного электронного состояния (Абгралл, Руефф, 2006). Здесь и далее индексом ' обозначены населенности возбужденных электронных состояний HD, нижним индексом 0 — уровни основного электронного состояния.

Скорость фотоабсорбции определяется следующим выражением:

$$R(\nu'', J''; \nu', J') = \int_{0}^{\infty} \sigma_{ik}(\nu) c u_{\nu}(\nu) d\nu =$$
(8)
$$= f_{ik} \frac{\sqrt{\pi}e^2}{mc} \int_{0}^{\infty} H(a, x) c u_{\nu}(\nu) d\nu \simeq$$
$$\simeq f_{ik} \frac{\pi e^2}{m} u_{\nu}(\nu_{ik}),$$

где f_{ik} — сила осциллятора перехода между состояниями (ν'', J'') и (ν', J') , $u_{\nu}(\nu_{ik})$ — спектральная плотность УФ-излучения в облаке на длине волны перехода $\left[\frac{\phi \text{отонов}}{\text{см}^3 \Pi_1}\right]$, $H(a, x) = \frac{a}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-y^2)}{(x-y)^2+a^2} dy$ — функция Фойта с параметрами $a = \Delta \nu_R / \Delta \nu_D$, $x = \frac{c}{b} \left(\frac{\nu - \nu_{ik}}{\nu_{ik}}\right)$. В оптически тонком случае значение интеграла равно значению функции на частоте перехода. Таким образом, скорость фотоабсорбции оказывается пропорциональна плотности фотонов УФ-излучения в

² Скорость вынужденных переходов значительно ниже скорости спонтанных, и их учетом можно пренебречь.

ВЛИЯНИЕ РАДИАТИВНОЙ НАКАЧКИ

1/0	J_0	$\nu = 0, J$										
νU		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1	0	0.00000	0.98813	0.01187	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
1	1	0.50542	0.00683	0.48193	0.00582	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
1	2	0.00868	0.68212	0.00909	0.29625	0.00386	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
1	3	0.00031	0.02783	0.77772	0.01348	0.17807	0.00258	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
1	4	0.00002	0.00205	0.06066	0.81772	0.01552	0.10233	0.00170	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
1	5	0.00000	0.00025	0.00732	0.10166	0.82001	0.01433	0.05534	0.00109	0.00000	0.00000	0.00000
1	6	0.00000	0.00004	0.00125	0.01738	0.14244	0.79907	0.01109	0.02804	0.00069	0.00000	0.00000
1	7	0.00000	0.00001	0.00028	0.00386	0.03168	0.17934	0.76388	0.00758	0.01295	0.00043	0.00000
1	8	0.00000	0.00000	0.00008	0.00104	0.00856	0.04847	0.20742	0.72433	0.00461	0.00521	0.00026
1	9	0.00000	0.00000	0.00002	0.00033	0.00270	0.01527	0.06537	0.22859	0.68353	0.00258	0.00161
1	10	0.00000	0.00000	0.00001	0.00012	0.00096	0.00543	0.02326	0.08133	0.24296	0.64456	0.00137
2	0	0.30069	0.40525	0.28838	0.00566	0.00003	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
2	1	0.17862	0.50603	0.22670	0.08687	0.00178	0.00001	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
2	2	0.21897	0.23825	0.34929	0.16015	0.03262	0.00072	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
2	3	0.00847	0.35223	0.26761	0.24523	0.11438	0.01178	0.00029	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
2	4	0.00043	0.02722	0.44704	0.28251	0.15811	0.08070	0.00387	0.00011	0.00000	0.00000	0.00000
2	5	0.00004	0.00261	0.05961	0.50253	0.28344	0.09471	0.05584	0.00117	0.00004	0.00000	0.00000
2	6	0.00000	0.00035	0.00896	0.10051	0.52455	0.27436	0.05283	0.03808	0.00033	0.00001	0.00000
2	7	0.00000	0.00006	0.00168	0.02092	0.14154	0.52238	0.25987	0.02778	0.02566	0.00010	0.00000
2	8	0.00000	0.00001	0.00039	0.00506	0.03766	0.17767	0.50509	0.24311	0.01379	0.01719	0.00004
2	9	0.00000	0.00000	0.00011	0.00142	0.01106	0.05710	0.20486	0.48024	0.22730	0.00659	0.01133
2	10	0.00000	0.00000	0.00003	0.00046	0.00365	0.01967	0.07695	0.22583	0.45512	0.21504	0.00324
3	0	0.31352	0.32714	0.32114	0.03735	0.00084	0.00001	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
3	1	0.15907	0.52005	0.20309	0.11003	0.00760	0.00017	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
3	2	0.19438	0.26521	0.37865	0.11198	0.04765	0.00208	0.00004	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
3	3	0.08035	0.30363	0.24546	0.28275	0.06696	0.02022	0.00061	0.00001	0.00000	0.00000	0.00000
3	4	0.00490	0.15290	0.37504	0.21850	0.19898	0.04143	0.00804	0.00020	0.00000	0.00000	0.00000
3	5	0.00033	0.01669	0.22275	0.41400	0.18316	0.13334	0.02669	0.00296	0.00007	0.00000	0.00000
3	6	0.00003	0.00195	0.03879	0.28083	0.42467	0.14925	0.08554	0.01793	0.00098	0.00003	0.00000
3	7	0.00000	0.00029	0.00682	0.06917	0.32097	0.41451	0.12186	0.05364	0.01244	0.00028	0.00001
3	8	0.00000	0.00005	0.00140	0.01643	0.10248	0.34411	0.39224	0.10140	0.03295	0.00888	0.00007
3	9	0.00000	0.00001	0.00034	0.00430	0.03050	0.13415	0.35216	0.36469	0.08745	0.02002	0.00638
3	10	0.00000	0.00000	0.00010	0.00129	0.00973	0.04814	0.16214	0.35466	0.34019	0.07683	0.00694

Таблица 1. Факторы каскадной эффективности $a(\nu_0, J_0; J)$ заселения вращательных уровней J основного колебательного состояния $\nu = 0$ молекул HD. Приведены данные для первых четырех колебательных уровней

ПИСЬМА В АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ том 46 № 4 2020

Таблица 1. Окончание

Vo	J_0	u = 0, J										
ν0		0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
4	0	0.25095	0.40008	0.27775	0.06817	0.00300	0.00006	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
4	1	0.21629	0.40000	0.28365	0.08385	0.01567	0.00053	0.00001	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
4	2	0.15787	0.34428	0.31837	0.12916	0.04621	0.00401	0.00011	0.00000	0.00000	0.00000	0.00000
4	3	0.11430	0.25709	0.30199	0.23724	0.06699	0.02128	0.00108	0.00003	0.00000	0.00000	0.00000
4	4	0.02680	0.20557	0.30149	0.25207	0.17001	0.03422	0.00954	0.00029	0.00001	0.00000	0.00000
4	5	0.00215	0.06094	0.28266	0.32037	0.19427	0.11776	0.01761	0.00415	0.00009	0.00000	0.00000
4	6	0.00018	0.00838	0.10774	0.35115	0.32582	0.14092	0.05492	0.00955	0.00132	0.00002	0.00000
4	7	0.00002	0.00111	0.02083	0.15014	0.36930	0.29852	0.10082	0.05310	0.00546	0.00069	0.00001
4	8	0.00000	0.00018	0.00409	0.04033	0.19056	0.37920	0.27401	0.07275	0.03526	0.00336	0.00027
4	9	0.00000	0.00004	0.00091	0.01047	0.06441	0.22284	0.37376	0.24868	0.05333	0.02343	0.00213
4	10	0.00000	0.00001	0.00024	0.00299	0.02096	0.09153	0.24894	0.36606	0.22721	0.03518	0.00687

среде. Влияние эффекта экранирования в линиях рассмотрено в следующем параграфе.

Для расчета темпа фотоабсорбции мы используем стандартную модель изотропного среднегалактического фона межзвездного УФ-излучения Дрейна (1978). В диапазоне длин волн < 2000 Å, соответствующем длинам волн переходов молекул HD, интенсивность УФ-излучения по числу фотонов [фотонов/сек см²Гц Страд] описывается выражением, приведенным в работе Стернберг и Далгарно (1995):

$$I_{\nu}^{\text{Draine}}(\nu) = \frac{1}{4\pi} \times \left[1.068 \times 10^{-3} \left(\frac{1 \text{ Å}}{\lambda} \right) - (9) -1.719 \left(\frac{1 \text{ Å}}{\lambda} \right)^2 + 6.853 \times 10^2 \left(\frac{1 \text{ Å}}{\lambda} \right)^3 \right].$$

В случае изотропного фона спектральная плотность связана с интенсивностью следующим образом: $u_{\nu} = 4\pi I_{\nu}/c$, тогда полная плотность излучения в диапазоне (912–1108 Å) равна 6.9 × $\times 10^{-4}$ см⁻³. Мы вводим масштабирующий фактор $I_{\rm UV}$, чтобы учитывать более сильные поля излучения, $I_{\nu} = I_{\rm UV} I_{\nu}^{\rm Draine}(\nu)$. Фактор $I_{\rm UV}$ входит линейно в уравнения (6)–(9), поэтому коэффициенты радиативной накачки $\Gamma(J_i, J_j)$ линейно зависят от $I_{\rm UV}$. Значения $\Gamma(J_i, J_j)$, рассчитанные для среднегалактического фонового излучения ($I_{\rm UV} = 1$), приведены в табл. 2.

2.3. Эффект самоэкранирования

Известно, что в молекулярных облаках молекулы HD, H₂, так же как и атомарный водород HI, поглощают УФ-излучение в линиях, тем самым экранируя внутреннюю часть облака от излучения на частотах соответствующих переходов (см., например, Дрейн, Бертолди, 1996; Волктот-Грин, Найман, 2011). В этих работах фактор самоэкранирования рассчитывается как отношение полного темпа диссоциации молекул в глубине облака и на границе облака, $f_{\text{shield}}(N_{\text{HD}}) =$ $= \xi_{\rm diss}(N_{\rm HD})/\xi_{\rm diss}(N_{\rm HD}=0),$ здесь (и далее) N лучевая концентрация, выраженная в см⁻². Диссоциация молекул происходит как процесс, сопутствующий радиативной накачке, так что часть возбужденных молекул релаксирует в континуум (около 15%) и разрушается, а другая часть (около 85%) переходит на возбужденные уровни основного электронного состояния. Таким образом, в результате самоэкранировки темп диссоциации молекул (ξ_{diss}), как и темп заселения уровней основного состояния $Q^{J_i}(\nu_0, J_0)$ ослабляются одинаковым образом. Мы использовали выражение для фактора экранирования, рассчитанное в работе Дрейн и Бертолди (1996), которое дает нулевое экранирование на границе облака, в отличие от аппроксимации, предложенной Волктот-Грин и Найман (2011):

$$f_{\text{shield}}(x, D) = \frac{0.965}{\left(1 + x/D\right)^2} + (10) + \frac{0.035}{\sqrt{1+x}} \exp\left(-8.5 \times 10^{-4} \sqrt{1+x}\right),$$

где $x = N(\text{HD})/8.465 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ — нормированная лучевая концентрация, $D = b/10^5 \text{ см c}^{-1}$ — доплеровский параметр.

В нашей модели молекулярное облако описывается плоско-параллельным слоем, который об-

Ţ.	J_j											
51	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	
0	0.839	1.323	1.109	0.358	0.077	0.010	0.001	0.000	0.000	0.000	0.000	
1	0.423	1.029	0.772	0.482	0.112	0.018	0.002	0.000	0.000	0.000	0.000	
2	0.374	0.787	0.915	0.481	0.289	0.047	0.006	0.000	0.000	0.000	0.000	
3	0.249	0.665	0.749	0.711	0.312	0.202	0.021	0.002	0.000	0.000	0.000	
4	0.160	0.468	0.711	0.652	0.609	0.220	0.148	0.011	0.001	0.000	0.000	
5	0.095	0.322	0.569	0.713	0.566	0.519	0.161	0.142	0.006	0.000	0.000	
6	0.049	0.202	0.433	0.613	0.664	0.478	0.468	0.117	0.133	0.003	0.000	
7	0.022	0.113	0.298	0.500	0.614	0.630	0.436	0.451	0.099	0.128	0.002	
8	0.008	0.054	0.179	0.374	0.557	0.631	0.611	0.397	0.428	0.087	0.117	
9	0.002	0.021	0.090	0.223	0.388	0.493	0.495	0.425	0.208	0.318	0.004	
10	0.001	0.008	0.038	0.114	0.230	0.326	0.342	0.289	0.256	0.095	0.164	

Таблица 2. Коэффициенты радиативной накачки молекул HD $\Gamma(J_i, J_j) \left[10^{-10} \mathrm{c}^{-1} \right]$, рассчитанные для стандартного среднегалактического УФ-фона в модели Дрейна с $I_{\mathrm{UV}} = 1$

лучается однородным фоном межзвездного излучения с обеих сторон. Мы считаем поток излучения однородным и падающим нормально к поверхности облака. Плотность потока с каждой из сторон облака равна $F_{\nu} = 2\pi I_{\nu} I_{\rm UV}$. Облако делится на параллельные слои, в каждом из которых рассчитывается плотность УФ-излучения $u_{\nu}(x)$ с учетом экранирования излучения, идущего с каждой из сторон облака:

$$u_{\nu}(x) = \frac{2\pi I_{\nu} I_{\rm UV}}{c} \Big(f_{\rm shield}[N_{\rm HD}(x)] + (11) + f_{\rm shield}[N_{\rm HD}(l_c - x)] \Big),$$

где l_c — размер облака, x — координата вдоль луча зрения (по нормали к слою), $N_{\rm HD}(x)$ — лучевая концентрация молекул на луче зрения между границей облака и исследуемым слоем x. В отсутствие экранирования плотность излучения $u_{\nu}(x) =$ $= 4\pi I_{\nu}I_{\rm UV}/c$ постоянна и не зависит от x. Таким образом, коэффициенты радиативной накачки $\Gamma(J_i, J_j)$ для молекул в толще облака уменьшаются на фактор

$$f_{\rm sh}(x) = \frac{1}{2} \Big(f_{\rm shield}[N_{\rm HD}(x)] + f_{\rm shield}[N_{\rm HD}(l_c - x)] \Big)$$
(12)

в сравнении с неэкранированным случаем.

3. РАСЧЕТ БАЛАНСА НАСЕЛЕННОСТЕЙ

В равновесии населенности вращательных уровней молекул HD в основном колебательном состоянии описываются системой линейных уравнений:

$$\sum_{i \neq j} N_i \left(\sum_q n_q k_{ij}^q + A_{ij} + \Gamma_{ij} \right) =$$
(13)
$$= N_j \sum_{i \neq j} \left(\sum_q n_q k_{ji}^q + A_{ji} + \Gamma_{ji} \right),$$

где индексы *i*, *j* — номера вращательных уровней HD, q-частицы, участвующие в столкновении (HI, pH₂, oH₂, He и электроны), n_q — концентрации частиц, k_{ij}^q — столкновительные коэффициенты, являющиеся функциями кинетической температуры. Значения столкновительных коэффициентов частиц с молекулами HD взяты из работ Фловер и др. (2000) и Дикинсон и Ричардс (1975). Концентрации частиц по отношению к полной концентрации водорода $(n_{H}^{\text{tot}} = n_{\mathrm{H}} + n_{\mathrm{H}_{2}} + n_{\mathrm{H}^{+}})$ полагались равными характерным значениям, измеренным в диффузных молекулярных облаках нашей Галактики: $n_{\rm He}/n_H^{\rm tot}=0.085$ (Асплунд и др. 2009), концентрация электронов $n_e/n_H^{\rm tot} = 10^{-4}$ (в молекулярных облаках, как правило, соответствует распространенности ионизованного углерода,



Рис. 1. Относительные населенности вращательных уровней HD J = 1 и J = 2 по отношению к основному состоянию $n_J/n_0 = n(J)/n(J = 0)$, рассчитанные для различных физических условий.

 $n_{\rm C}/n_{\rm H}^{\rm tot} \sim 2 \times 10^{-4} \times Z$, где Z— параметр металличности среды), $n_{H_2}/n_{H}^{\rm tot} = 0.2$ (характерная степень молекуляризации газа в облаках с высокой лучевой концентрацией молекулярного водорода log $N_{H_2} > 19$ (см., например, Балашев и др., 2019) отношение орто и пара-водорода полагалось равным равновесному $9 \times \exp(-E_{10}/kT_{\rm kin})$.

Населенности первого и второго вращательных уровней молекулы HD, как функции концентрации, температуры и интенсивности УФ-фона, показаны на рис. 1. Радиативная накачка увеличивает (более чем на 10%) населенность первого вращательного уровня HD с J = 1 в молекулярных облаках с тепловым давлением газа M3C

$$p_{\rm th} = nT_{\rm kin} < 10^4 \left(\frac{I_{\rm UV}}{1}\right) {\rm K \, cm^{-3}}.$$
 (14)

Это ограничение может выполняться для диффузных молекулярных облаков в нашей Галактике. Магеллановых облаках. а также в галактиках на больших красных смещениях, которые наблюдаются в поглощении как DLA системы в спектрах квазаров с z = 2 - 4. Оценки теплового давления газа в холодной фазе МЗС, полученные с помощью анализа относительной населенности уровней молекул Н2 и уровней тонкой структуры атомарного углерода CI, составляют около $10^{3.5} - 10^{4.5}$ К см⁻³: измерения в нашей Галактике $\log p_{\rm th} = 3.58 \pm 0.18$ (Дженкинс, Трипп, 2011), Большом и Малом Магеллановых облаках (Велти и др., 2016), в DLA системах $\log p_{\rm th} = 4.0 \pm$ ± 0.5 (см., например, Балашев и др., 2019). При этом интенсивность фонового межзвездного УФизлучения и, следовательно, ограничение на тепловое давление (согласно уравнению (14)), в далеких галактиках может быть выше на порядок величины. Повышенное значение интенсивности межзвездного УФ-излучения в галактиках на $z\sim 2$ частично подтверждается наблюдениями, например, для отдельных DLA систем, представляющих проколы

отдельных галактик (см., например, Волфе, 2003; Нотердам и др., 2007, 2015; Клименко и др., 2016; Балашев и др., 2017).

3.1. Учет самоэкранирования

Как было показано в подразделе 2.3, эффект самоэкранирования молекул HD ослабляет темп радиативной накачки в толще облака с коэффициентом $f_{\rm sh}(x)$. Мы рассчитали отношение лучевых концентраций молекул HD на первом и основном вращательных уровнях для различных концентраций газа и интенсивности УФ-фона с учетом эффекта экранирования. Температура газа полагалась равной 100 К, что соответствует характерной температуре в диффузных молекулярных облаках (см., например, Балашев и др., 2019). Результаты показаны на рис. 2. Градиентом цвета показано значение относительной населенности первого вращательного уровня. Контурами показаны линии уровня, соответствующие значениям 1/100, 1/30, 1/10. Таким образом, при лучевых концентрациях $\log N_{\rm HD} < 15$ накачка УФ-излучением может вносить значимый вклад в населенность вращательных уровней молекул HD даже при учете эффекта самоэкранирования молекул.

4. ОПРЕДЕЛЕНИЕ ФИЗИЧЕСКИХ УСЛОВИЙ В МОЛЕКУЛЯРНОМ ГАЗЕ

Как было показано выше, населенность первого вращательного уровня HD может служить индикатором физических условий в газе, таких как кинетическая температура, объемная концентрация газа и интенсивность межзвездного излучения в УФдиапазоне. Эти же параметры можно измерять с помощью других индикаторов, например, населенностей уровней тонкой структуры атомов и ионов (Сильва, Вегас, 2002). Наиболее распространенным и используемым индикатором плотности газа

258



Рис. 2. Левая панель: функция самоэкранирования молекул HD в зависимости от лучевой концентрации вдоль луча зрения. Правые панели: цветом показан логарифм относительного значения населенности уровня HD J = 1 (проинтегрированный вдоль луча зрения $N_{\rm HD}(J=1)/N_{\rm HD}(J=0)$) в облаках с различной полной лучевой концентрацией молекул HD в зависимости от концентрации газа и интенсивности УФ-фона. Пунктирной линией показаны линии уровня относительной населенности HD (J = 1), соответствующие значениям $N_{\rm HD}(J=1)/N_{\rm HD}(J=0) = 1/100, 1/30, 1/10.$



Рис. 3. Сравнение чувствительности населенности уровня тонкой структуры углерода CI* и уровня HD J = 1 к величине интенсивности УФ-фона и концентрации газа. Расчет выполнен при температуре T = 100 К. Пунктирными и сплошными линиями показаны линии уровня, соответствующие изменению населенности уровня CI* и HD (J = 1) на 10% и 100% от населенности, созданной только столкновениями (при $I_{\rm UV} = 0$). Градиентом цвета показан логарифм величины изменения населенности уровней CI* и HD (J = 1). Для молекул HD расчет выполнен для облаков с лучевой концентрацией $\log N(\rm HD) = 14, 15, 16$.

и интенсивности УФ-фона в диффузной холодной фазе МЗС является нейтральный углерод СІ (см., например, обзор абсорбционных систем СІ в нашей Галактике в работе Дженкинс, Трипп, 2011).

Мы сравнили эффективность радиативной накачки (или чувствительность населенности уровней к величине УФ-фона) уровней тонкой структуры углерода (CI*) и первого вращательного уровня HD (J = 1) как функцию концентрации газа³. Температура газа полагалась равной 100 К, характерной температуре в холодной фазе M3C. Результаты сравнения показаны на рис. 3. Линиями уровня показаны значения физических условий, при которых относительная населенность уровня увеличивается на 10% и 100% (или 0.04 и 0.3 единиц в логарифмическом масштабе) от значения населенности, созданной только столкновениями.

Обычно считается, что эффект самоэкранирования сильно подавлет эффективность радиативной накачки молекул HD. Чтобы проверить это утверждение, мы привели результаты расчета, выполненного для трех значений полной лучевой концентрации молекул HD в облаке $\log N(\text{HD}) =$ = 14, 15, 16. Из-за невысокой лучевой концентрации атомов CI в молекулярных облаках, эффектом самоэкранирования атомов CI при вычислении радиативной накачки обычно пренебрегают. Видно, что при лучевой концентрации около $\log N(\text{HD}) <$ ≤ 14 населенность уровня HD (J = 1) оказывается в несколько раз более чувствительна к величине интенсивности УФ-фона, чем населенность первого уровня CI*. Другими словами, влияние радиативной накачки на населенность уровней HD значительно выше, чем на населенность уровней CI. В этом случае HD являются более хорошим индикатором УФ-фона и более плохим индикатором концентрации газа, в сравнении с СІ. С увеличением N(HD) экранирование молекул подавляет эффективность радиативной накачки. При лучевых концентрациях HD $\log N(\text{HD}) \sim 15$ населенность уровней HD (J = 1) и CI* имеет похожую чув-

³ Населенность второго уровня CI** имеет примерно такую же чувствительность, как и CI*.



Рис. 4. Ограничение на концентрацию газа и интенсивности УФ-излучения, полученное с помощью анализа относительной населенности уровня J = 1 молекул HD (с учетом и без учета эффекта самоэкранирования) и уровней тонкой структуры CI в DLA системе с z = 2.626 в спектре квазара Q 0812+3208 (левая панель) и в DLA системе с z = 2.786 в спектре квазара Q 0843+0221 (правая панель). Контурами показана плотность вероятности, соответствующая уровню значимости 30% и 68%. Даже с учетом эффекта самоэкранирования (log N(HD) = 15.7 и 17.3 в Q 0812+3208 и Q 0843+ +0221 соответственно) ограничение по отношению N(J = 1)/N(J = 0) HD оказывается сравнимо с ограничением, поставленным по уровням тонкой структуры CI.

ствительность к величине УФ-фона. В облаках с большей лучевой концентрацией HD log N(HD) > 15 радиативная накачка уровня HD (J = 1) по-давлена.

В то же время, как было показано в разделе 3, верхние вращательные уровни HD с $J \ge 2$ имеют более высокую чувствительность к интенсивности УФ-фона, чем J = 1, и могли бы быть хорошим индикатором интенсивности УФ-излучения. Однако на данный момент линии переходов HD с уровней $J \geq 2$ еще не детектировались в абсорбции МЗС в нашей Галактике (см., например, Сноу и др., 2008) и в галактиках с большими красными смещениями (см., например, Иванчик и др., 2015). Измерение населенности уровней HD с J > 2 позволило бы с высокой точностью измерить величину интенсивности УФ в молекулярном облаке. Эта задача может стать возможной с введением в строй будущих обсерваторий, таких как Extremely Large Telescope (ELT) со спектрографом HIRES (Оливе и др., 2018) и Спектр-УФ (Шустов и др., 2018).

В качестве примера мы сравнили ограничения на диапазон физических условий, которые можно получить с использованием молекул HD или атомов CI. На рис. 4 мы приводим оценку объемной концентрации газа и интенсивности УФ-излучения в двух DLA системах с большими красными смещениями z > 2 в спектрах квазаров Q 0812+3208A

(Балашев и др., 2010) и Ј 0843+0221 (Балашев и др., 2017), в которых были найдены линии переходов HD с уровня J = 1. Лучевая концентрация молекул HD равна $\log N(\text{HD}) = 15.70 \pm 0.07$ для Q 0812+3208А и 17.35^{+0.15}_{-0.34} для J 0843+0221. Значения лучевых концентраций HD для вращательных уровней приведены в табл. 3. В случае J 0812+3208А, анализ отношения населенностей уровней HD и CI дает одинаковые ограничения на концентрацию и величину УФ-фона. Кинетическая температура газа полагалась равной температуре возбуждения первого вращательного уровня молекул $H_2(T_{01})$. При наличии дополнительных ограничений (см., например, Балашев и др., 2019) эти параметры могут быть однозначно определены. Если предположить, что интенсивность УФ-фона в DLA

Таблица 3. Лучевые концентрации молекул HD на основном и первом вращательных уровнях в DLA системах в спектрах квазаров J 0812+3208 (Балашев и др., 2010) и J 0843+0221 (Балашев и др., 2017)

Параметр	J0812+3208	J0843+0221
$\mathrm{HD}\left(J=0\right)$	$15.70_{-0.07}^{+0.07}$	$17.34_{-0.37}^{+0.13}$
$\mathrm{HD}(J=1)$	$13.77_{-0.15}^{+0.15}$	$15.87^{+0.72}_{-0.49}$

системе не превышает более чем в 10 раз интенсивность фонового межзвездного УФ-излучения в нашей Галактике, можно оценить концентрацию газа в молекулярном облаке, ~ 240 см⁻³. С другой стороны, можно поставить верхний предел на величину интенсивности УФ-фона. Данные по CI и HD дают одинаковое ограничение: $I_{\rm UV} < 60$ ед. поля Дрейна. Это значит, что даже при высокой лучевой концентрации молекул HD влияние радиативной накачки на населенность уровня HD (J = 1) может быть столь же существенно, как для уровней тонкой структуры СІ. Также для сравнения мы привели ограничение на интенсивность УФ-излучения, полученное без учета эффекта самоэкранирования молекул HD. Разница составляет почти полтора порядка, следовательно, HD обладает высокой чувствительностью к величине УФ-фона, и эффект самоэкранирования необходимо учитывать.

В случае системы в спектре J 0843+0221 из-за высокой лучевой концентрации HD населенность первого уровня HD определяется только столкновениями. За счет эффекта самоэкранирования темп радиативной накачки подавлен более чем на три порядка. Оценки концентрации газа, полученные с использованием HD и CI, согласуются в пределах статистических ошибок.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Рассмотрено влияние радиативной накачки УФизлучением на населенность нижних вращательных уровней основного электронного состояния молекул HD, находящихся в условиях диффузной холодной фазы межзвездной среды. Рассчитаны коэффициенты радиативной накачки молекул фоновым УФ-излучением в модели Дрейна. Значения коэффициентов радиативной накачки для первых 11 (J = 0 - 10) вращательных уровней основного колебательного состояния HD приведены в табл. 2.

Показано, что вблизи границы молекулярного облака, когда можно пренебречь эффектом самоэкранирования молекул HD, населенность первого вращательного уровня HD с J = 1 определяется в основном радиативной накачкой, а не столкновениями, если тепловое давление газа удовлетворяет условию $p_{\rm th} \leq 10^4 \left(\frac{I_{\rm UV}}{1}\right)$ К см⁻³. Такие условия соответствуют типичным физическим условиям холодной фазы M3C в нашей Галактике (Дженкинс, Трипп, 2011) и в DLA системах с большими красными смещениями (Балашев и др., 2019). Населенности верхних вращательных уровней HD с $J \geq 2$ практически полностью определяются только радиативной накачкой (вклад столкновительной накачки не превышает 10%). Измерение населенностей этих уровней позволило бы определить величину интенсивности УФ-фона в молекулярном облаке с высокой точностью.

Рассмотрено влияние эффекта самоэкранирования молекул на эффективность радиативной накачки первого вращательного уровня HD (J == 1). Показано, что в облаках с лучевой концентрацией $\log N(\text{HD}) < 15$ радиативая накачка УФфоном среднегалактической интенсивности ($I_{\rm UV} =$ = 1) может существенно изменять населенность первого уровня HD (J = 1) при концентрациях газа $n < 50 \text{ см}^{-3}$ и температуре около 100 К. Учет дополнительного возбуждения молекул HD может быть важен в задаче расчета охлаждения первичной плазмы за фронтами ударных волн, возникающих в эпоху формирования галактик. Например, ионизирующее излучение первых звезд может увеличить населенности вращательных уровней HD и, как следствие, повысить темп охлаждения первичной плазмы.

Отношение населенностей уровней HD N(J =(J = 1)/N(J = 0) в молекулярных облаках можно использовать для оценки физических условий в МЗС — как концентрации газа, так и интенсивности УФ-излучения. При лучевой концентрации $\log N(\text{HD}) < 15$ отношение населенностей уровней HD J1/J0 оказывается более чувствительно к интенсивности УФ-фона и менее чувствительно к значению концентрации газа, в сравнении с чувствительностью населенностей уровней тонкой структуры атомарного углерода (CI*/CI и CI**/CI). В качестве примера выполнена оценка физических условий в двух DLA системах с большими красными смещениями в спектрах квазаров Q 0812+3208A $(\log N(\text{HD}) = 15.7)$ и Q 0843+ +0221 (log N(HD) = 17.3), в которых обнаружены линии переходов HD с J=1 (Балашев и др., 2010, 2017). В системе Q 0812+3208А определена концентрация газа в молекулярном облаке $\sim 240 \text{ см}^{-3}$ и ограничена интенсивность УФ-излучения, $I_{\rm UV} <$ < 60 ед. поля Дрейна.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (грант № 18-12-00301).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- 1. Абгралл и др. (H. Abgrall, E. Roueff, and Y. Viala), Astron. Astrophys. Suppl. Ser. **50**, 505 (1982).
- 2. Абгралл, Руеф (H. Abgrall and E. Roueff), Astron. Astrophys. **445**, 361 (2006).
- 3. Асплунд М. и др. (M. Asplund, N. Grevesse, A.J. Sauval, and P. Scott), ARA&A, 47, 481 (2009).
- Балашев С.А., Иванчик А.В., Варшалович Д.А., Письма в Астрон. журн. **36**, 803 (2010) [S.A. Balashev, A.V. Ivanchik, and D.A. Varshalovich, Astron. Lett. **36**, 761 (2010)].

- 5. Балашев, Косенко (S.A. Balashev and D.N. Kosenko), MNRAS **492**, L45 (2020).
- 6. Балашев и др. (S.A. Balashev, V.V. Klimenko, P. Noterdaeme, J.-K. Krogager, D.A. Varshalovich, A.V. Ivanchik, P. Petitjean, R. Srianand, et al.), MNRAS **490**, 2668 (2019).
- Балашев и др. (S.A. Balashev, P. Noterdaeme, H. Rahmani, V.V. Klimenko, C. Ledoux, P. Petitjean, R. Srianand, A.V. Ivanchik, et al.), MNRAS 470, 2809 (2017).
- 8. Блек, Далгарно (J.H. Black and A. Dolgarno), Astrophys. J. **203**, 132 (1976).
- Варшалович Д.А., Иванчик А.В., Петижан П. и др., Письма в Астрон. журн. 27, 803 (2001) [D.A. Varshalovich, A.V. Ivanchik, P. Petitjean, R. Srianand, and C. Ledoux] Astron. Lett. 27, 683 (2001).
- 10. Велти и др. (D.E. Welty, J.T. Lauroesch, T. Wong, and D.G. York), Astrophys. J. **821**, 118 (2016).
- 11. Волфе и др. (А.М. Wolfe, E. Gawiser, and J.X. Prochaska), Astrophys. J. **593**, 215 (2003).
- 12. Волктот-Грин, Найман (J. Wolcott-Green and Z. Haiman), MNRAS **412**, 2603 (2011).
- 13. Дикинсон, Ричардс (A.S. Dickinson and D. Richards), J. Phys. B: At. Mol. Phys. 8, 2846 (1975).
- 14. Дженкинс, Трипп (Е.В. Jenkins and Т.М. Tripp), Astrophys. J. **734**, 32 (2011).
- 15. Дрейн (В.Т. Draine), Astrophys. J. Suppl. Ser. **36**, 595 (1978).
- 16. Дрейн, Бертолди (В.Т. Draine and F. Bertoldi), Astrophys. J. **468**, 269 (1996).
- Иванчик А.В., Балашев С.А., Варашалович Д.А. и др., Астрон. журн. **93**, 119 (2015) [A.V. Ivanchik, S.A. Balashev, D.A. Varshalovich, and V.V. Klimenko, Astron. Rep. **59**, 100 (2015)].
- Клименко В., Балашев С.А., Иванчик А.В., Варшалович Д.А., Письма в Астрон. журн. 42, 161 (2016) [V. Klimenko, S.A. Balashev, A.V. Ivanchik, D.A. Varshalovich, Astron. Lett. 42, 137 (2016)].
- Косенко, Балашев (D.N. Kosenko and S.A. Balashev), J. Phys. Conf. Ser. 012009 (2018), doi:10.1088/1742-6596/1135/1/012009.

- 20. Лакур и др. (S. Lacour, M.K. Andre, P. Sonnentrucker, F. Le Petit, D.E. Welty, J.-M. Desert, R. Ferlet, E. Roueff, et al.), Astron. Astrophys. **430**, 967 (2005).
- 21. Ле Пети и др. (F. Le Petit, E. Roueff, and J. Le Bourlot), Astron. Astrophys. **390**, 369 (2002).
- 22. Лисэт (H.S. Liszt), Astrophys. J. 799, 11 (2015).
- 23. Нотердам и др. (P. Noterdaeme, C. Ledoux, P. Petitjean, F. Le Petit, R. Srianand, and A. Smette), Astron. Astrophys. **474**, 393 (2007).
- 24. Нотердам и др. (P. Noterdaeme, R. Srianand, H. Rahmani, P. Petitjean, I. Paris, C. Ledoux, N. Gupta, and S. Lopez), Astron. Astrophys. **577**, 24 (2015).
- 25. Оливе и др. (E. Oliva, A. Tozzi, D. Ferruzzi, M. Riva, M. Genoni, A. Marconi, R. Maiolino, and L. Origlia), Proceed. SPIE **10702**, 18 (2018).
- 26. Сноу и др. (T.P. Snow, T.L. Ross, J.D. Destree, M.M. Drosback, A.G. Jensen, B.L. Rachford, P. Sonnentrucker, and R. Ferlet), Astrophys. J. **688**, 1124 (2008).
- 27. Стернберг, Далгарно (A. Sternberg and A. Dalgarno), Astrophys. J. Supp. Ser. **99**, 565 (1995).
- 28. Сильва, Berac (A.I. Silva and S.M. Viegas), MNRAS **329**, 135 (2002).
- 29. Спитцер и др. (L. Spitzer, J.F. Drake, E.B. Jenkins, D.C. Morton, J. B. Rogerson, and D.G. York), Astrophys. J. 181, L116 (1973).
- 30. Спитцер и др. (L. Spitzer, W.D. Cochran, and A. Hirshfeld), Astrophys. J. Suppl. Ser. 28, 373 (1974).
- 31. Фловер и др. (D.R. Flower, J. Le Bourlot, G. Pineau des Forets, and E. Roueff), MNRAS **314**, 753 (2000).
- 32. Шустов и др. (B. Shustov, A.I. Gomez de Castro, M. Sachkov, J.C. Vallejo, P. Marcos-Arenal, E. Kanev, I. Savanov, A. Shugarov, et al.), Astrophys. Sp. Sci. **363**, 62 (2018).