

## СТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ НАКАЧКА МАЗЕРОВ $\text{H}_2\text{O}$ И $\text{CH}_3\text{OH}$ В УДАРНЫХ ВОЛНАХ С-ТИПА

© 2022 г. А. В. Нестерёнок<sup>1\*</sup>

<sup>1</sup>Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе, Санкт-Петербург, Россия

Поступила в редакцию 01.03.2022 г.

После доработки 30.03.2022 г.; принята к публикации 30.03.2022 г.

Рассматривается столкновительная накачка мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в магнитогидродинамических недиссоциативных ударных волнах С-типа. Построена сетка моделей ударных волн С-типа, скорости которых лежат в диапазоне 5–70 км/с, а плотности газа перед фронтом  $n_{\text{H}_2,0} = 10^4\text{--}10^7 \text{ см}^{-3}$ . Для решения уравнения переноса излучения в молекулярных линиях используется приближение большого градиента скорости. Показано, что переходы пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц, орто- $\text{H}_2\text{O}$  380.1 и 448.0 ГГц инвертированы и имеют оптическую толщину вдоль направления ударной волны  $|\tau| \sim 1$  при относительно низких плотностях газа в мазерной зоне,  $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^5\text{--}10^6 \text{ см}^{-3}$ . Для эффективной накачки остальных мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  необходимы более высокие плотности газа,  $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^7 \text{ см}^{-3}$ . При плотностях газа перед фронтом  $n_{\text{H}_2,0} \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$  и скоростях ударной волны в диапазоне  $u_s \approx 17.5\text{--}22.5 \text{ км/с}$  возможна одновременная генерация в ударной волне мазерного излучения переходов  $\text{H}_2\text{O}$  и переходов  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса. В работе исследуется возможность детектирования мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса и перехода пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц в областях звездообразования и около остатков сверхновых звезд.

*Ключевые слова:* космические мазеры, перенос излучения, ударные волны, области звездообразования.

DOI: 10.31857/S0320010822060043

### ВВЕДЕНИЕ

Ударные волны в межзвездной среде наблюдаются на стадии формирования звезд, во время их эволюции, и на завершающей эволюционной стадии массивных звезд — вспышки сверхновых звезд. На стадии формирования звезды прото-звездные биполярные потоки взаимодействуют с оболочкой протозвезды и с родительским молекулярным облаком, образуя ударные волны. После вспышки сверхновой ее внешние слои разлетаются в межзвездную среду с огромной скоростью, сгребая межзвездный газ и формируя ударную волну. В данной работе рассматриваются магнитогидродинамические недиссоциативные ударные волны С-типа, распространяющиеся в плотных молекулярных облаках. Химические реакции в нагретом ударной волной газе и разрушение ледяных мантий пылинок существенно изменяют химический состав газа и одновременно предоставляют возможность диагностики физических условий посредством наблюдения молекулярных и атомарных линий. Чем больше переходов различных молекул наблюдается в нагретом ударной волной газе,

тем точнее определение физических параметров — скорости ударной волны, плотности и температуры газа. В настоящей работе исследуются физические условия, при которых возникает интенсивное мазерное излучение молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в ударных волнах.

Ударные волны могут быть недиссоциативные (С-типа, нет диссоциации молекул на фронте) и диссоциативные (J-типа) (Дрейн, 1993). Тип ударной волны зависит от величины магнитного поля, скорости потоков газа и степени ионизации газа. Мазерное излучение  $\text{H}_2\text{O}$  может рождаться в зафронтальной области ударных волн обоих типов. Если скорость потоков газа выше скорости распространения возмущений в среде (скорости звука и магнитозвуковой скорости), формируется ударная волна J-типа. В ударных волнах J-типа физические параметры изменяются в узкой области пространства размером порядка длины свободного пробега атомов и молекул. Газ в таких ударных волнах нагревается до температур  $T_g \sim 10^5 \text{ К}$ , и имеет место полная диссоциация молекул. За фронтом ударной волны молекулы  $\text{H}_2$  образуются на частицах пыли, и выделение тепловой энергии при образовании  $\text{H}_2$  поддерживает температуру газа 300–400 К.

\*Электронный адрес: alex-n10@yandex.ru

В работах Элитзура и др. (1989), Холленбаха и др. (2013) было показано, что в теплом газе за фронтом ударной волны J-типа возможна генерация интенсивного мазерного излучения  $\text{H}_2\text{O}$  в линии 22.23 ГГц. Однако для эффективной накачки большинства мазерных линий  $\text{H}_2\text{O}$  в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн необходимы температуры газа  $T_g > 400$  К (Грэй и др., 2016).

Если скорость потоков газа меньше магнитозвуковой скорости, но выше скорости звука для нейтрального компонента газа, формируется ударная волна C-типа. В таких ударных волнах изменения физических параметров на фронте определяются диффузией ионов (и заряженных частиц пыли) и нейтрального компонента газа друг через друга, и параметры газа (температура, плотность) испытывают плавные изменения. За счет того, что превращение кинетической энергии потоков газа в тепловую энергию происходит в обширной области ударной волны, газ нагревается до температур, гораздо меньших, чем в ударных волнах J-типа:  $T_g \sim 10^3 - 10^4$  К. Газ, проходя через фронт ударной волны C-типа, остается молекулярным. При этом температура газа на фронте и за фронтом ударной волны, где происходит накачка мазеров, может быть выше, чем в мазерной зоне ударных волн J-типа:  $T_g \gtrsim 1000$  К (Кауфман, Нефелд, 1996а). Ранее было показано, что для накачки мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  необходимы относительно высокие плотности,  $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^7$  см $^{-3}$  (Нефелд, Мельник, 1991; Кауфман, Нефелд, 1996а; Ятис и др., 1997; Грэй и др., 2016, 2022). Размеры источников мазерного излучения в линии 22.23 ГГц также указывают на высокие плотности газа в мазерных конденсациях (Кауфман, Нефелд, 1996а). Однако Серничаро и др. (1994, 1999), а также Даниель, Серничаро (2013) показали, что некоторые мазерные переходы  $\text{H}_2\text{O}$  (183.3, 325.1, 380.1 ГГц) могут быть инвертированы при относительно низких плотностях,  $n_{\text{H}_2} \sim 10^5 - 10^6$  см $^{-3}$ .

Мазеры метанола делятся на два класса — мазеры I класса, которые имеют столкновительный механизм накачки, и мазеры II класса, которые имеют радиационный механизм накачки. В областях звездообразования мазерное излучение  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса рождается в ударных волнах — областях взаимодействия протозвездных потоков с окружающей межзвездной средой, в расширяющихся HII областях (Воронков и др., 2014). Мазеры  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса наблюдаются также в облаках центральной молекулярной зоны нашей Галактики и вблизи остатков сверхновых звезд (Салий и др., 2002; Пилстрем и др., 2014). Метанол образуется в темных молекулярных облаках на частицах пыли в реакциях гидрирования CO

(Ватанабе, Коучи, 2002). На фронте ударной волны метанол попадает в газовую фазу в результате спаттеринга ледяных мантий пылинок. Метанол не имеет каналов образования в газовой фазе, поэтому мазерное излучение метанола рождается в недиссоциативных ударных волнах C-типа. Если температура газа на фронте ударной волны достаточно высока,  $T_g \gtrsim 2000$  К, метанол разрушается в реакциях столкновительной диссоциации (Нестерёнок, 2022). В работе Нестерёнка (2022) было показано, что плотность газа перед фронтом ударной волны  $n_{\text{H}_2,0} \sim 10^4 - 10^5$  см $^{-3}$  является наиболее благоприятным условием для возникновения интенсивного мазерного излучения  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса (плотность газа в мазерной зоне в несколько раз выше начальной плотности газа  $n_{\text{H}_2,0}$  за счет сжатия газа в ударной волне). Накачка мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  может происходить и при более высоких плотностях газа (МакИвен и др., 2014; Леурини и др., 2016). В работе Нестерёнка (2022) было показано, что оптическая толщина для переходов  $\text{CH}_3\text{OH}$  в ударной волне мала для начальных плотностей газа  $n_{\text{H}_2,0} \gtrsim 10^6$  см $^{-3}$ . При данных начальных плотностях газа и при скоростях ударной волны, когда происходит спаттеринг ледяных мантий пылинок ( $u_s \gtrsim 17.5$  км/с), температура газа  $T_g \gtrsim 2000$  К, и имеет место (частичная) диссоциация молекул метанола. Таким образом, мазеры  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса, а также некоторые переходы  $\text{H}_2\text{O}$  имеют режим накачки при относительно невысоких плотностях.

Данная работа является продолжением исследования накачки мазеров в ударных волнах, начатого в работах Нестерёнка (2020, 2021, 2022). В работе Нестерёнка (2020) рассматривалась столкновительная накачка мазеров OH на частоте 1720 МГц в ударных волнах вблизи остатков сверхновых звезд. В работах Нестерёнка (2021, 2022) рассматривалась накачка мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса, а также был изучен вопрос сосуществования мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  и OH в одном и том же источнике. В настоящей работе исследуется столкновительная накачка мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  в ударных волнах C-типа для начальных плотностей газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^4 - 10^7$  см $^{-3}$ , и рассматривается вопрос сосуществования мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  и мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса в одном и том же источнике.

## МОДЕЛЬ УДАРНОЙ ВОЛНЫ C-ТИПА

В работах Нестерёнка (2018) и Нестерёнка и др. (2019) была разработана модель стационарной ударной волны C-типа, распространяющейся в плотном молекулярном облаке. Численное моделирование состоит из двух частей: 1) моделирование

химической эволюции темного молекулярного облака, 2) моделирование распространения ударной волны. На старте моделирования химической эволюции облака атомы Н полагаются связанными в молекулы  $H_2$ , а все остальные элементы находятся в атомарном или ионизованном состоянии (Нестерёнок, 2022). Подробное описание всех химических процессов, которые учитываются в численном моделировании, а также описание динамики компонент газа в ударной волне (нейтрального газа, ионов, электронов, частиц пыли) приведены в работе Нестерёнка (2018). Обсуждение химических реакций, определяющих концентрацию метанола, дано в работе Нестерёнка (2022).

В качестве начальной точки для моделирования ударной волны был выбран возраст молекулярного облака  $t_0$ , при котором содержание метанола относительно ядер водорода в ледяных мантиях на частицах пыли равно  $10^{-5}$ . Этот возраст зависит от плотности газа и скорости ионизации космическим излучением. При этом относительное содержание молекул  $H_2O$  в момент времени  $t_0$  несколько отличается для разных плотностей и скоростей ионизации газа и составляет  $5 \times 10^{-5} - 10^{-4}$ . Согласно наблюдательным данным, относительное содержание молекул  $H_2O$  и  $CH_3OH$  в ледяных мантиях частиц пыли в молекулярных облаках лежит в диапазоне  $(1-8) \times 10^{-5}$  и  $(0-1.5) \times 10^{-5}$  соответственно (Бургер и др., 2015). Принятое в расчетах значение относительного содержания  $CH_3OH$  соответствует верхнему пределу наблюдаемых значений.

Для оценки магнитного поля перед фронтом ударной волны использовалась степенная зависимость магнитного поля от плотности (Дудоров, 1991; Крутчер и др, 2010):

$$B = \beta B_0 (n_{H,tot}/n_0)^\alpha, \quad (1)$$

где значения параметров следующие:  $n_0 = 300 \text{ см}^{-3}$ ,  $B_0 = 10 \mu\text{G}$ ,  $\alpha = 0.65$ , концентрация ядер водорода  $n_{H,tot} \geq n_0$ . Согласно данным наблюдений зеемановского расщепления молекулярных линий, магнитное поле в молекулярных облаках варьируется в широком диапазоне,  $0 < \beta \leq 1$  (Крутчер и др., 2010). В большинстве наших расчетов используется значение  $\beta = 1$ , а направление магнитного поля перпендикулярно скорости ударной волны. Также приводятся результаты расчетов моделей ударных волн, в которых  $\beta = 0.5$ .

В холодных молекулярных облаках характерное время конверсии орто- $H_2$  в пара- $H_2$  может быть больше времени эволюции облака, и отношение орто-/пара- $H_2$  не успевает достичь равновесного значения. Начальным значением отношения концентраций орто- и пара- $H_2$  было выбрано 0.1 —

некоторое произвольное малое значение. В расчетах учитываются следующие процессы, в результате которых происходит взаимная конверсия пара- и орто- $H_2$ : столкновения  $H_2-H$ , столкновения  $H_2-H^+$ , образование  $H_2$  на частицах пыли (Нестерёнок и др., 2019). При моделировании химической эволюции холодного молекулярного облака отношение орто-/пара- $H_2$  медленно изменяется в направлении равновесного значения. При этом основным каналом взаимной конверсии орто- и пара- $H_2$  являются столкновения с  $H^+$ .

Скорость ионизации газа космическими лучами в большинстве расчетов полагалась равной  $\zeta_{H_2} = 3 \times 10^{-17} \text{ с}^{-1}$ , что соответствует скорости ионизации газа в холодных молекулярных облаках в стороне от источников ионизирующего излучения (Далгарно, 2006). Также мы приводим результаты расчетов моделей ударных волн, в которых скорость ионизации газа полагалась равной  $\zeta_{H_2} = 3 \times 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ . Это значение можно рассматривать как характерное значение скорости ионизации газа в молекулярных облаках в окрестности остатков сверхновых звезд и в облаках центральной молекулярной зоны нашей Галактики (Шингледер и др., 2016). Скорости ударных волн варьировались от 5 км/с до предельного значения скорости ударной волны С-типа. Предельное значение скорости определяется из условия почти полной диссоциации молекул  $H_2$ . Предельные значения скоростей приблизительно равны 70, 45, 30 и 30 км/с для плотностей газа перед фронтом  $n_{H_2,0} = 10^4, 10^5, 10^6$  и  $10^7 \text{ см}^{-3}$  соответственно (для скорости ионизации газа  $\zeta_{H_2} = 3 \times 10^{-17} \text{ с}^{-1}$ ). В табл. 1 приведены значения параметров, которые использовались в численном моделировании ударных волн.

## РАСЧЕТ НАСЕЛЕННОСТЕЙ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ УРОВНЕЙ МОЛЕКУЛ

### *Столкновительные коэффициенты и спектроскопические данные*

Энергии вращательных уровней и коэффициенты Эйнштейна для молекулы  $H_2O$  были взяты из базы данных HITRAN 2020 (Гордон и др., 2022). В расчетах учитывались 150 вращательных энергетических уровней молекулы пара- $H_2O$  и 150 энергетических уровней молекулы орто- $H_2O$ , принадлежащих основному и первому возбужденному колебательным состояниям молекулы. Энергия самого высокого из рассматриваемых уровней  $H_2O$  равна 4500 К. Скорости столкновительных переходов между энергетическими уровнями  $H_2O$  в столкновениях  $H_2O$  с  $H_2$  и электронами были рассчитаны в работах Форе и др. (2007) и Форе, Джосселин (2008). В работе Форе и др. (2007)

Таблица 1. Параметры ударной волны

Плотность газа перед фронтом ударной волны, $n_{\text{H}_2,0}$	$10^4-10^7 \text{ см}^{-3}$
Скорость ударной волны, $u_s$	5–70 км/с
Скорость ионизации газа космическими лучами, $\zeta_{\text{H}_2}$	$3 \times 10^{-17}, 3 \times 10^{-15} \text{ с}^{-1}$
Начальное отношение концентраций орто- и пара- $\text{H}_2$	0.1
Параметр, характеризующий величину магнитного поля, $\beta$	0.5, 1
Скорость турбулентных движений, $v_{\text{turb}}$	0.3 км/с
Начальное относительное содержание $\text{CH}_3\text{OH}$ в ледяных мантиях на частицах пыли	$10^{-5}$
Начальное относительное содержание $\text{H}_2\text{O}$ в ледяных мантиях на частицах пыли	$(5-10) \times 10^{-5}$

**Примечание.** Определение параметра  $\beta$  дано в уравнении (1).

приводятся четыре набора данных для столкновений между орто-/пара- $\text{H}_2\text{O}$  и орто-/пара- $\text{H}_2$  для диапазона температур газа 20–2000 К, при этом рассматриваются переходы между 45 нижними энергетическими уровнями каждого спин-изомера  $\text{H}_2\text{O}$ . Для остальных переходов в наших расчетах использовались данные из работы Форе, Джосселин (2008). В расчетах этих столкновительных коэффициентов отношение орто-/пара- $\text{H}_2$  изначально полагалось равным 3. Столкновительные коэффициенты для переходов между уровнями  $\text{H}_2\text{O}$  в столкновениях  $\text{H}_2\text{O}$  с атомами He были взяты из работ Грина и др. (1993) и Нестерёнка (2013). Столкновительные коэффициенты для переходов  $\text{H}_2\text{O}$  в столкновениях с атомами H для нижних 45 вращательных уровней  $\text{H}_2\text{O}$  брались из работы Даниеля и др. (2015). Столкновения  $\text{H}_2\text{O}$  с атомами H становятся существенны, когда скорость ударной волны близка к предельному значению скорости ударной волны С-типа, и имеет место частичная диссоциация молекул  $\text{H}_2$  на фронте. Содержание электронов относительно ядер водорода в молекулярном газе составляет  $x_e \sim 10^{-8}-10^{-7}$  для  $\zeta_{\text{H}_2} \sim 10^{-16} \text{ с}^{-1}$  и  $n_{\text{H}_2} \sim 10^4-10^5 \text{ см}^{-3}$  и уменьшается с увеличением плотности. Столкновения  $\text{H}_2\text{O}$  с электронами незначительны.

Описание спектроскопических данных и данных по столкновительным коэффициентам, которые использовались в расчетах населенностей энергетических уровней  $\text{CH}_3\text{OH}$ , приводится в работе Нестерёнка (2016). В расчетах не используется экстраполяция столкновительных коэффициентов для высоких температур — коэффициенты считаются постоянными при температурах выше максимальной температуры, для которой имеются данные. Вопрос чувствительности результатов расчетов населенностей энергетических уровней  $\text{CH}_3\text{OH}$  к столкновительным коэффициентам

при высоких температурах исследовался в работе Нестерёнка (2022). Отношение концентраций спин-изомеров молекул полагалось следующим: орто-/пара- $\text{H}_2\text{O} = 3$  (Эмпредхтингер и др., 2013) и А-/Е- $\text{CH}_3\text{OH} = 1$  (Нестерёнок, 2022).

### Основные формулы

В данной работе мы используем тот же метод расчета населенностей уровней молекул в ударной волне, что и в работах Нестерёнка (2020, 2022). Ниже кратко изложены идеи метода. Профиль ударной волны, полученный в результате численного моделирования, разбивается на слои. Для каждого слоя проводится расчет населенностей энергетических уровней молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$ . Система уравнений для населенностей энергетических уровней молекулы на некотором расстоянии  $z$  в ударной волне имеет вид

$$\sum_{k=1, k \neq i}^M (R_{ki} + C_{ki}) n_k(z) - n_i(z) \sum_{k=1, k \neq i}^M (R_{ik} + C_{ik}) = 0, \quad (2)$$

$$i = 1, \dots, M - 1, \quad \sum_{i=1}^M n_i(z) = 1.$$

Здесь  $M$  — общее число энергетических уровней,  $R_{ik}$  — вероятность радиационных переходов с уровня  $i$  на уровень  $k$ ,  $C_{ik}$  — вероятность столкновительных переходов. Вероятности радиационных переходов следующие:

$$R_{ik}^{\downarrow} = B_{ik} J_{ik} + A_{ik}, \quad i > k, \quad (3)$$

$$R_{ik}^{\uparrow} = B_{ik} J_{ik}, \quad i < k,$$

где  $A_{ik}$  и  $B_{ik}$  — коэффициенты Эйнштейна для спонтанного и вынужденного излучения,  $J_{ik}$  — среднее по направлению и по профилю линии значение интенсивности излучения. Для расчета интенсивности излучения использовался метод большого градиента скорости (Хаммер, Рибички, 1985). Это метод дает хорошее приближение, если характерная длина изменения физических параметров много больше соболевской длины

$$\Delta z_S = u_D \left| \frac{du(z)}{dz} \right|^{-1}, \quad (4)$$

где  $u(z)$  — скорость газа,  $u_D$  — ширина профиля линии в единицах скорости (Нестерёнок, 2020, 2022). Перекрытие спектральных линий  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $\text{H}_2\text{O}$  не учитывалось, так как для рассматриваемых мазеров перекрытие линий оказывает малый эффект на накачку (МакИвен и др., 2014; Грэй и др., 2016). Поглощение излучения в молекулярных линиях на пыли учитывалось (Хаммер, Рибички, 1985; Нестерёнок, 2016). Температура пыли за фронтом ударной волны, где происходит накачка мазеров, много меньше температуры газа,  $T_d \ll T_g$ . Максимальное значение температуры пыли достигается на пике ударной волны и составляет 65 К для модели с параметрами  $n_{\text{H}_2,0} = 10^7 \text{ см}^{-3}$  и  $u_s = 30 \text{ км/с}$ . Излучение пыли не учитывалось в расчетах интенсивности излучения в молекулярных линиях. Решение системы уравнений (2) осуществлялось итерационным методом.

После того как получено решение системы уравнений (2) для населенностей энергетических уровней молекулы, производится расчет коэффициента усиления излучения для переходов с инверсией населенностей уровней. Выражение для коэффициента усиления (который равен коэффициенту поглощения с обратным знаком) для перехода  $i \rightarrow k$  в случае плоско-параллельного газопылевого облака имеет вид

$$\gamma_{ik}(z, \mu, \nu) = \frac{\lambda^2}{8\pi} A_{ik} n_m(z) \times \left( n_i(z) - \frac{g_i}{g_k} n_k(z) \right) \phi(z, \mu, \nu) - \kappa_c(z), \quad (5)$$

где  $\mu$  — косинус угла между направлением течения газа в ударной волне и лучом зрения,  $n_m(z)$  — концентрация молекул (орто- или пара- $\text{H}_2\text{O}$ , спин изомеры  $\text{CH}_3\text{OH}$  типа А или Е) на расстоянии  $z$  в ударной волне,  $g_i$  и  $g_k$  — статистические веса энергетических уровней,  $\kappa_c(z)$  — коэффициент поглощения на пыли. Спектральный профиль коэффициентов излучения и поглощения в лабораторной системе отсчета дается выражением:

$$\phi(z, \mu, \nu) = \tilde{\phi}_{ik} [\nu - \nu_{ik} \mu u(z)/c], \quad (6)$$

где  $\nu_{ik}$  — частота перехода,  $\tilde{\phi}_{ik}(\nu)$  — нормированный спектральный профиль в системе отсчета, связанной с потоком газа. Для перехода орто- $\text{H}_2\text{O}$   $6_{16} \rightarrow 5_{23}$  на частоте 22.23 ГГц необходимо учитывать дополнительное уширение профиля линии за счет сверхтонкого расщепления энергетических уровней (Варшалович и др., 2006; Нестерёнок, Варшалович, 2011). Спектральный профиль коэффициентов излучения и поглощения в данной линии равен сумме из шести компонент разной интенсивности. При температуре газа  $T_g \gtrsim 150 \text{ К}$  компоненты сливаются в один асимметричный профиль. Для переходов орто- $\text{H}_2\text{O}$  в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн величина расщепления мала по сравнению с доплеровской шириной профиля линии.

Оптическая толщина в линии, для которой имеет место инверсия населенностей уровней, равна:

$$|\tau_\mu(\nu)| = \frac{1}{\mu} \int dz \gamma_{ik}(z, \mu, \nu). \quad (7)$$

Параметр  $a = 1/\mu$  равен отношению длины усиления излучения вдоль луча зрения к толщине ударной волны. Если ударная волна видится с ребра, то значение  $a$  большое, и мазерное излучение наиболее интенсивно. В теоретических работах полагают  $a \sim 10$  для объяснения излучения ярких мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  (см., например, Кауфман, Нефелд, 1996а). Оптическая толщина растет с ростом  $a$  быстрее, чем  $\propto a$ , вследствие зависимости спектрального профиля линии от  $\mu$ , см. уравнение (6) (Нестерёнок, 2021). Максимум величины (7) при фиксированном  $\mu$  достигается в центре линии.

Для яркостной температуры излучения в мазерной линии можно записать:

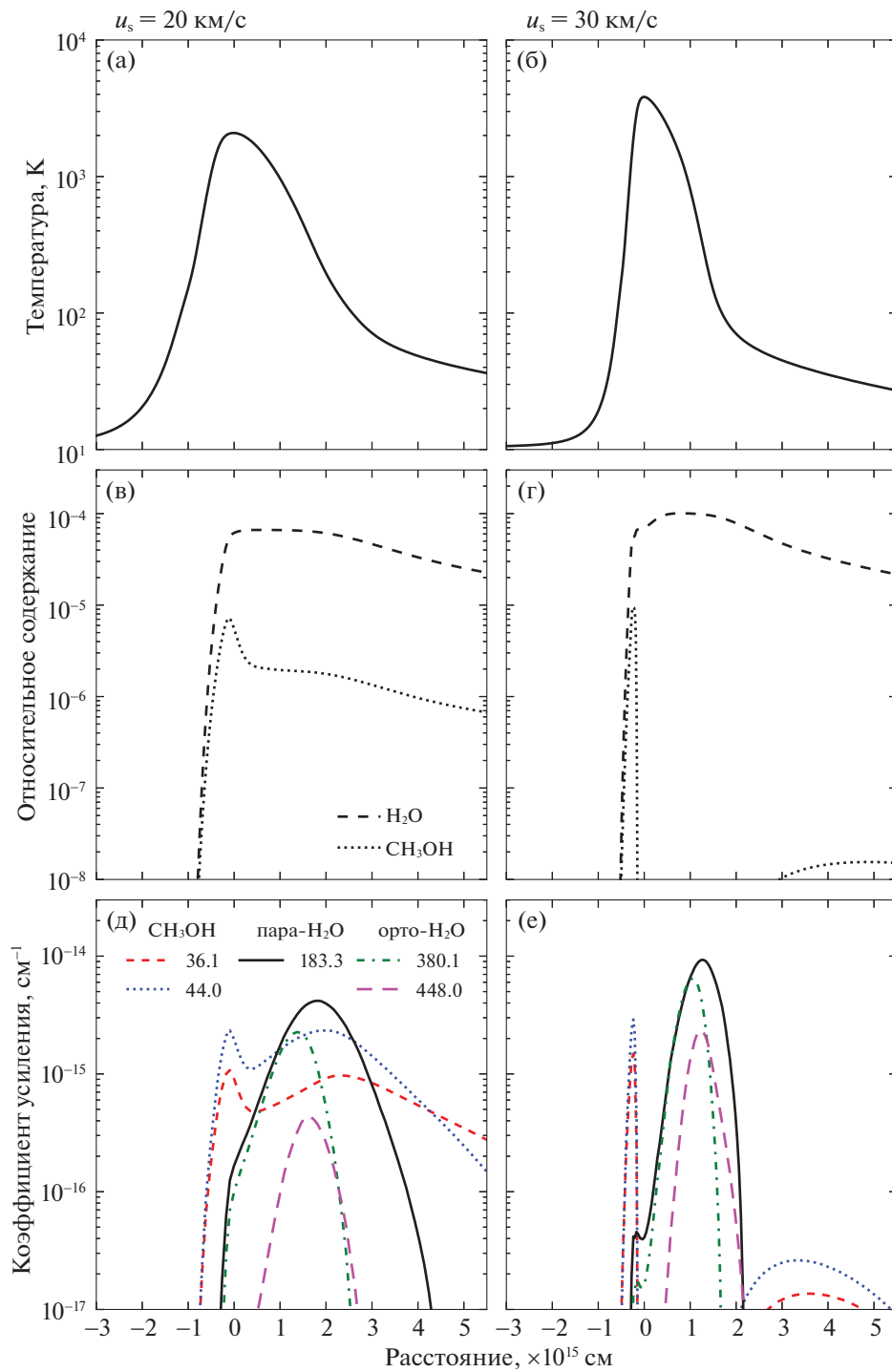
$$T_b = T_{bg} \exp(|\tau|), \quad (8)$$

где  $T_{bg}$  — температура фонового излучения,  $|\tau|$  — абсолютное значение оптической толщины в мазерной линии. С увеличением интенсивности излучения в мазерной линии скорость индуцированных переходов (слагаемое, пропорциональное  $J_{ik}$  в уравнениях (3)) становится сопоставима со скоростями столкновительных и радиационных переходов на другие уровни. В этом случае мазер переходит в режим насыщения, и экспоненциальный закон усиления излучения меняется на линейный (Стрельницкий, 1974). В нашей работе не рассматривалось усиление мазерного излучения в насыщенном режиме.

## РЕЗУЛЬТАТЫ

### Физические условия в области формирования мазерного излучения

На рис. 1 приведены графики температуры, относительного содержания молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,



**Рис. 1.** Температура газа в ударной волне в зависимости от расстояния (а), (б); содержание молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в газе относительно концентрации ядер водорода (в), (г); коэффициент усиления для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  (д), (е). Показаны результаты расчетов для плотности газа перед фронтом ударной волны  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5$  см $^{-3}$ , скорости ионизации газа космическими лучами  $\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-17}$  с $^{-1}$ , для двух скоростей ударной волны: 20 км/с (слева) и 30 км/с (справа). Точка нуль по оси абсцисс — это точка, где температура газа в ударной волне достигает максимума.

коэффициента усиления в мазерных линиях как функции от расстояния вдоль направления потока газа в ударной волне. Результаты приводятся для двух моделей ударной волны со скоростями  $u_s = 20$  и  $30$  км/с. Плотность газа перед фронтом для обеих моделей ударных волн составляет  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ . Температура газа быстро возрастает до максимального значения (2100 и 3800 К для  $u_s = 20$  и  $30$  км/с соответственно). Далее температура газа медленно спадает в результате ослабления темпа нагрева газа и охлаждения газа за счет излучения в молекулярных линиях. На фронте ударной волны происходит спаттеринг ледяных мантий пылинок, и наблюдается резкий рост относительного содержания  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в газовой фазе. За фронтом ударной волны относительное содержание молекул в газе медленно спадает в результате адсорбции на частицах пыли. Характерное время этого процесса  $t \sim 10^3$  лет для  $n_{\text{H}_2} = 10^6 \text{ см}^{-3}$ ,  $T_g = 50$  К. В горячем газе на фронте ударной волны имеет место разрушение молекул метанола в реакциях с атомами Н и в реакциях столкновительной диссоциации. Для скорости ударной волны  $u_s = 20$  км/с разрушение метанола происходит не полностью, и отношение концентраций  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $\text{H}_2\text{O}$  в зафронтальной области составляет 0.03. При большей скорости,  $u_s = 30$  км/с, молекулы метанола полностью разрушаются в горячем газе на фронте ударной волны. С другой стороны, чем выше скорость ударной волны, тем выше относительное содержание  $\text{H}_2\text{O}$  в остывающем газе за фронтом ударной волны: колонковая концентрация  $\text{H}_2\text{O}$  от пика ударной волны до области, где температура газа опускается ниже 30 К, составляет  $N_{\text{H}_2\text{O}} = 3 \times 10^{17}$  и  $5 \times 10^{17} \text{ см}^{-2}$  для  $u_s = 20$  и  $30$  км/с соответственно. Это связано с тем, что О и ОН, образующиеся в реакциях молекул с атомами Н и в реакциях столкновительной диссоциации (разрушение  $\text{CH}_3\text{OH}$ ,  $\text{CO}_2$  и других молекул), превращаются в  $\text{H}_2\text{O}$ .

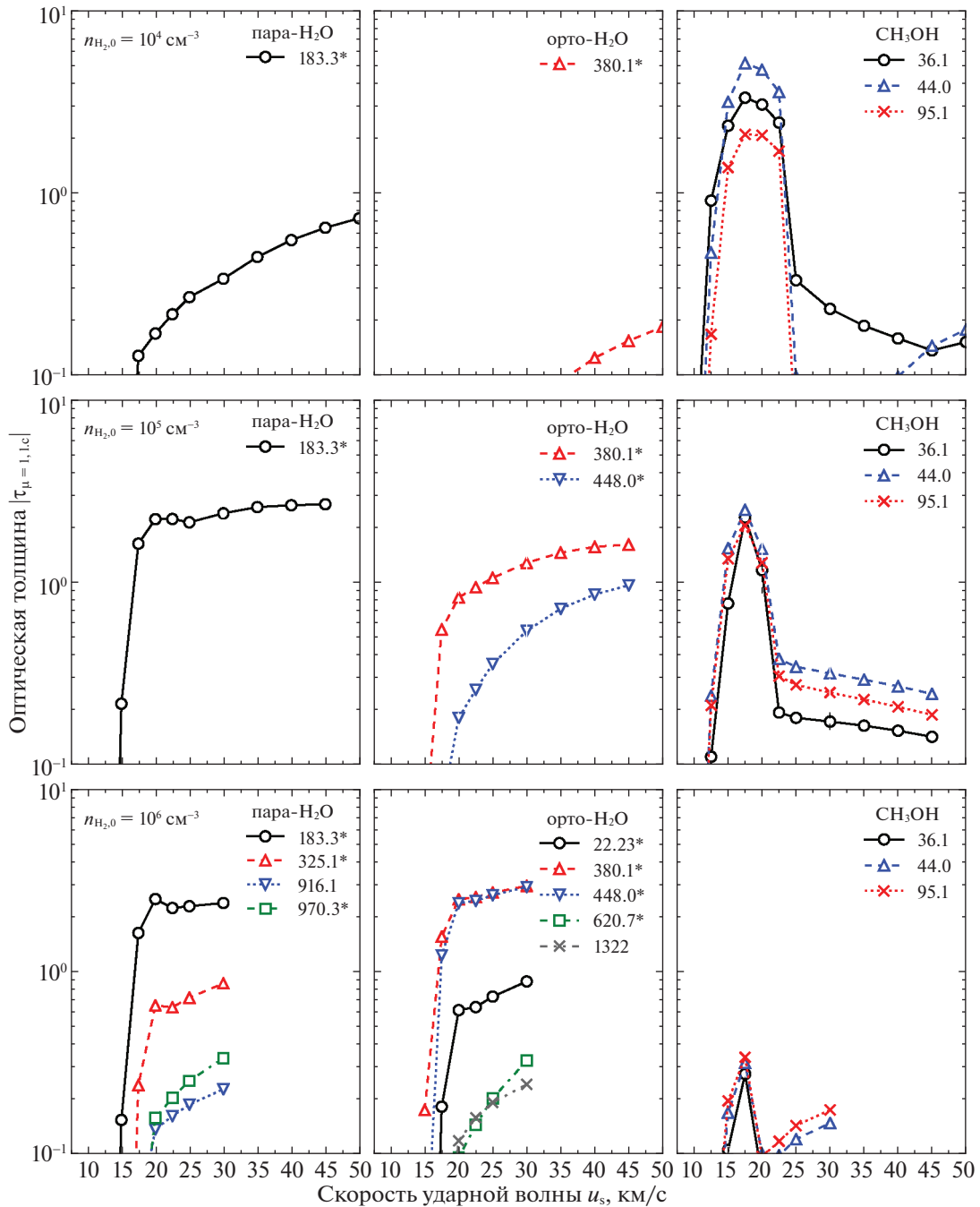
На рис. 1,е показаны зависимости от расстояния коэффициента усиления для линий метанола  $E 4_{-1} \rightarrow 3_0$  36.1 ГГц и  $A^+ 7_0 \rightarrow 6_1$  44.0 ГГц, линии пара- $\text{H}_2\text{O}$   $3_{13} \rightarrow 2_{20}$  183.3 ГГц, линий орто- $\text{H}_2\text{O}$   $4_{14} \rightarrow 3_{21}$  380.1 ГГц и  $4_{23} \rightarrow 3_{30}$  448.0 ГГц. Размер области ударной волны, где коэффициент усиления в линии пара- $\text{H}_2\text{O}$  на частоте 183.3 ГГц падает в два раза от максимального значения, составляет  $1.5 \times 10^{15}$  см для скорости ударной волны  $u_s = 20$  км/с и в два раза меньше для  $u_s = 30$  км/с. В пределах этой области температура газа падает в 10 раз (с  $T_g \approx 1000$  К до 100 К). В то время как плотность газа увеличивается в 2 раза (с  $3n_{\text{H}_2,0}$  до  $6n_{\text{H}_2,0}$  для  $u_s = 20$  км/с), а абсолютное значение градиента скорости газа уменьшается в

5 раз. Температура газа является параметром с самым большим градиентом, поэтому положение пика коэффициента усиления мазерных переходов определяется главным образом изменением температуры газа. В области, где коэффициент усиления в линии 183.3 ГГц достигает максимума, температура газа составляет 250–300 К, а плотность газа  $n_{\text{H}_2} \approx 5n_{\text{H}_2,0}$ . Для эффективной накачки перехода 380.1 ГГц необходимы более высокие температуры, и область мазерного излучения 380.1 ГГц должна быть более компактна. В области, где коэффициент усиления 380.1 ГГц достигает максимума, температура газа составляет около 600 К. Инверсия населенностей в линии 380.1 ГГц пропадает, как только температура газа опускается ниже 100 К. Для скорости ударной волны  $u_s = 20$  км/с инверсия населенностей энергетических уровней для переходов  $\text{CH}_3\text{OH}$  36.1 и 44.0 ГГц имеет место в широкой области от фронта ударной волны до дальней зафронтальной зоны, где температура газа опускается до 30 К.

Коэффициент поглощения на пыли на частоте 183.3 ГГц равен  $\kappa_c \approx (5-10) \times 10^{-21} \text{ см}^{-1}$  в области ударной волны, где коэффициент усиления в мазерной линии 183.3 ГГц максимален (для  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ). Таким образом, поглощение на пыли для мазерных переходов пренебрежимо мало.

#### *Оптическая толщина в мазерных линиях $\text{H}_2\text{O}$ и $\text{CH}_3\text{OH}$*

На рис. 2 показаны результаты расчетов оптической толщины в центре линии вдоль направления течения газа  $|\tau_{\mu=1, \text{l.c.}}|$  для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$ . Расчеты приведены для начальных плотностей газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^4, 10^5$  и  $10^6 \text{ см}^{-3}$ . На рисунке показаны все инвертированные переходы  $\text{H}_2\text{O}$ , для которых согласно расчетам оптическая толщина  $|\tau_{\mu=1, \text{l.c.}}| > 0.1$ . Согласно нашим расчетам, оптимальным условием для накачки мазеров метанола является диапазон плотностей газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^4 - 10^5 \text{ см}^{-3}$ . При таких плотностях оптическая толщина  $|\tau_{\mu=1, \text{l.c.}}| \sim 1$  для перехода пара- $\text{H}_2\text{O}$  на частоте 183.3 ГГц и переходов орто- $\text{H}_2\text{O}$  на частоте 380.1 и 448.0 ГГц. При плотностях газа  $n_{\text{H}_2,0} \geq 10^6 \text{ см}^{-3}$  оптическая толщина для мазерных переходов  $\text{CH}_3\text{OH}$  мала вследствие разрушения молекул метанола в горячем плотном газе на фронте ударной волны (Нестерёнок, 2022). В то же время для многих переходов  $\text{H}_2\text{O}$  оптическая толщина  $|\tau_{\mu=1, \text{l.c.}}| \geq 0.1$  при такой плотности газа.

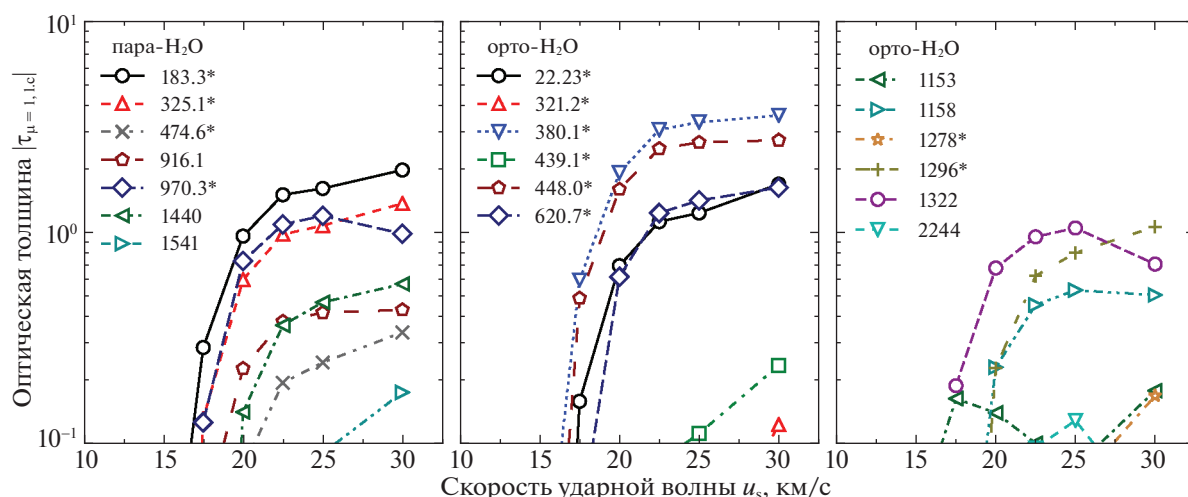


**Рис. 2.** Оптическая толщина (абсолютное значение) в центре линии вдоль направления течения газа  $|\tau_{\mu=1,1,c}|$  для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в зависимости от скорости ударной волны  $u_s$ . Каждая точка соответствует одной модели ударной волны, при этом скорость ударной волны отложена по оси абсцисс. Приведены расчеты для трех плотностей газа перед фронтом ударной волны:  $n_{\text{H}_2,0} = 10^4 \text{ см}^{-3}$  (верхний ряд графиков),  $10^5 \text{ см}^{-3}$  (средний ряд) и  $10^6 \text{ см}^{-3}$  (нижний ряд). В левой колонке рисунков показаны переходы пара- $\text{H}_2\text{O}$ , в средней колонке — переходы орто- $\text{H}_2\text{O}$ , в правой колонке — переходы  $\text{CH}_3\text{OH}$ . Переходы  $\text{H}_2\text{O}$ , мазерное излучение которых наблюдалось в астрофизических объектах, обозначены звездой (Нефелд и др., 2017; Перейра-Сантаэлла и др., 2017). Показаны результаты расчетов для линий  $\text{CH}_3\text{OH} E_{4-1} \rightarrow 3_0$  36.1 ГГц,  $A^+_{7_0} \rightarrow 6_1$  44.0 ГГц и  $A^+_{8_0} \rightarrow 7_1$  95.1 ГГц.

На рис. 3 показаны результаты расчетов оптической толщины для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  для начальной плотности газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^7 \text{ см}^{-3}$ . В этом случае инверсия населенностей энерги-

ческих уровней имеет место для гораздо большего числа переходов  $\text{H}_2\text{O}$ , чем в случае меньших плотностей газа. Список переходов приведен в табл. 2, все переходы принадлежат основному колебатель-





**Рис. 3.** Оптическая толщина в центре линии вдоль направления течения газа  $|\tau_{\mu=1,l.c.}|$  для мазерных переходов  $H_2O$  в зависимости от скорости ударной волны. Плотность газа перед фронтом ударной волны равна  $n_{H_2,0} = 10^7 \text{ см}^{-3}$ . На графике слева показаны результаты для линий пара- $H_2O$ , на остальных двух графиках — результаты для линий орто- $H_2O$ .

ному состоянию  $H_2O$ . Согласно нашим расчетам, переходы пара- $H_2O$  183.3, 325.1, 970.3 ГГц, и переходы орто- $H_2O$  22.23, 380.1, 448.0, 620.7, 1296 и

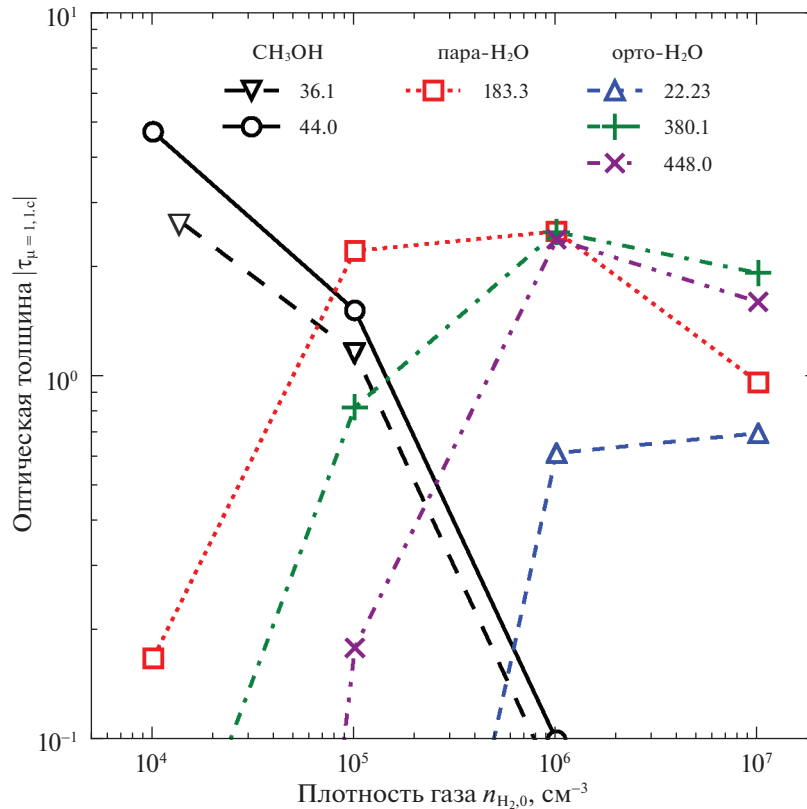
1322 ГГц имеют оптическую толщину  $|\tau_{\mu=1,l.c.}| > 1$  хотя бы в одной из моделей ударной волны. Если ударная волна видится с ребра (параметр  $a \sim 10$ ), указанные переходы являются сильными мазерами. Известные мазерные переходы орто- $H_2O$  321.2 и 439.1 ГГц имеют оптическую толщину  $|\tau_{\mu=1,l.c.}| \sim 0.1$  (рис. 3). В наших расчетах получилась маленькая оптическая толщина  $|\tau_{\mu=1,l.c.}| < 0.1$  (или отсутствие инверсии населенностей энергетических уровней) для мазерных переходов возбужденных колебательных состояний  $H_2O$ .

**Таблица 2.** Переходы  $H_2O$

орто- $H_2O$		пара- $H_2O$	
$6_{16} \rightarrow 5_{23}$	22.23*	$3_{13} \rightarrow 2_{20}$	183.3*
$10_{29} \rightarrow 9_{36}$	321.2*	$5_{15} \rightarrow 4_{22}$	325.1*
$4_{14} \rightarrow 3_{21}$	380.1*	$5_{33} \rightarrow 4_{40}$	474.6*
$6_{43} \rightarrow 5_{50}$	439.1*	$4_{22} \rightarrow 3_{31}$	916.1
$4_{23} \rightarrow 3_{30}$	448.0*	$5_{24} \rightarrow 4_{31}$	970.3*
$5_{32} \rightarrow 4_{41}$	620.7*	$7_{26} \rightarrow 6_{33}$	1440
$3_{12} \rightarrow 2_{21}$	1153	$6_{33} \rightarrow 5_{42}$	1541
$6_{34} \rightarrow 5_{41}$	1158		
$7_{43} \rightarrow 6_{52}$	1278*		
$8_{27} \rightarrow 7_{34}$	1296*		
$6_{25} \rightarrow 5_{32}$	1322		
$8_{36} \rightarrow 7_{43}$	2244		

**Примечание.** Список переходов, для которых оптическая толщина  $|\tau_{\mu=1,l.c.}| > 0.1$  хотя бы в одной из моделей ударной волны для начальной плотности газа  $n_{H_2,0} = 10^7 \text{ см}^{-3}$ . Все переходы принадлежат основному колебательному состоянию  $H_2O$ . Переходы  $H_2O$ , мазерное излучение которых наблюдалось в астрофизических объектах, обозначены звездой (Нефелд и др., 2017; Перейра-Сангаэлла и др., 2017). Значения частот указаны в ГГц, используются “обрезанные” значения.

На рис. 4 показана оптическая толщина  $|\tau_{\mu=1,l.c.}|$  для мазерных переходов  $H_2O$  и  $CH_3OH$  в зависимости от начальной плотности газа  $n_{H_2,0}$ , при этом скорость ударной волны во всех расчетах полагалась равной  $u_s = 20 \text{ км/с}$ . С увеличением начальной плотности газа оптическая толщина в линиях  $CH_3OH$  уменьшается, а для переходов  $H_2O$  — увеличивается. При плотностях  $n_{H_2,0} \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$  возможно сосуществование мазеров  $CH_3OH$  I класса и мазеров  $H_2O$  183.3 и 380.1 ГГц. Чем выше начальная плотность газа, тем уже фронт ударной волны. Длина области за фронтом, на которой коэффициент усиления в линии 183.3 ГГц падает в два раза от максимального значения, составляет  $\approx 10^{14} \text{ см}$  для  $n_{H_2,0} = 10^7 \text{ см}^{-3}$  — на порядок меньше, чем в случае начальной плотности газа  $10^5 \text{ см}^{-3}$ .



**Рис. 4.** Оптическая толщина в центре линии вдоль направления течения газа  $|\tau_{\mu=1, l.c.}|$  для лазерных переходов  $H_2O$  и  $CH_3OH$  в зависимости от начальной плотности газа  $n_{H_2,0}$ . Скорость ударной волны во всех расчетах полагалась равной  $u_s = 20$  км/с.

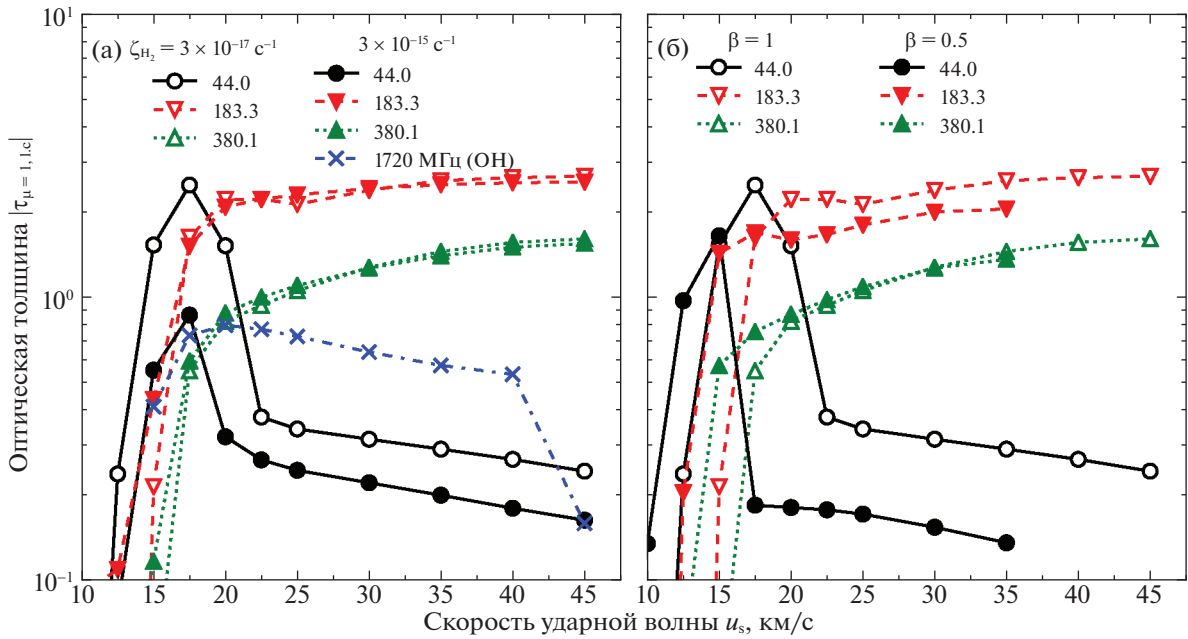
#### *Эффект отношения орто-/пара- $H_2$ на накачку лазеров*

В горячем газе на фронте ударной волны главным механизмом взаимной конверсии пара- $H_2$  и орто- $H_2$  являются столкновения  $H_2-H$ . Если температура газа и концентрация атомов  $H$  в газе достаточно высоки, то отношение орто-/пара- $H_2$  успевает достичь равновесного значения, определяемого температурой газа (Нестерёнок и др. 2019). Для скоростей ударной волны меньше некоторого значения  $u_0$  конверсия пара- $H_2$  в орто- $H_2$  в нагретом газе на фронте ударной волны неэффективна. В этом случае основным столкновительным партнером молекул в соударениях является пара- $H_2$ . Значение  $u_0$  составляет около 30 и 20 км/с для начальных плотностей газа  $n_{H_2,0} = 10^4$  и  $10^7$   $cm^{-3}$  соответственно ( $\zeta_{H_2} = 3 \times 10^{-17} s^{-1}$ ). В частности, в ударной волне с параметрами  $n_{H_2,0} = 10^5$   $cm^{-3}$ ,  $u_s = 22.5$  км/с отношение орто-/пара- $H_2$  возрастает с 0.02 до 0.5 при прохождении газа через фронт ударной волны. Нами были проделаны расчеты, в которых отношение орто-/пара- $H_2$  изначально полагалось равным 3 в модели ударной волны с указанными параметрами. Отличие результатов

расчетов для оптической толщины в линии пара- $H_2O$  183.3 ГГц составляет около 3%. Такой результат объясняется тем, что значения столкновительных коэффициентов  $H_2O-H_2$  имеют малое отличие для орто- и пара- $H_2$  для температур газа более 300 К (Форе и др., 2007). Для переходов  $CH_3OH$  36.1, 44.0 и 95.1 ГГц оптическая толщина на  $\approx 30\%$  меньше в случае отношения орто-/пара- $H_2$ , равного 3. Влияние отношения орто-/пара- $H_2$  на накачку лазеров  $H_2O$  мало, а для лазеров  $CH_3OH$  существенно.

#### *Эффект скорости ионизации газа и величины магнитного поля на генерацию лазерного излучения $H_2O$ и $CH_3OH$*

На рис. 5 приведена зависимость оптической толщины  $|\tau_{\mu=1, l.c.}|$  от скорости ударной волны для лазерных переходов молекул  $H_2O$ ,  $CH_3OH$  и  $OH$ , плотность газа перед фронтом ударной волны равна  $n_{H_2,0} = 10^5$   $cm^{-3}$ . На рис. 5а приведены результаты расчетов для двух значений скорости ионизации газа космическими лучами:  $\zeta_{H_2} = 3 \times 10^{-17}$  и  $3 \times 10^{-15}$   $s^{-1}$ . Результаты расчетов для перехода



**Рис. 5.** Оптическая толщина  $|\tau_{\mu=1,l,c}|$  для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  (183.3 и 380.1 ГГц),  $\text{CH}_3\text{OH}$  (44.0 ГГц) и  $\text{OH}$  (1720 МГц) в зависимости от скорости ударной волны. Плотность газа перед фронтом ударной волны составляет  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ . На графике (а) приведены результаты расчетов для двух значений скорости ионизации газа космическими лучами,  $\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-17}$  и  $3 \times 10^{-15} \text{ с}^{-1}$  ( $\beta = 1$ ). На графике (б) приведены результаты расчетов для двух значений магнитного поля, параметр  $\beta = 0.5$  и  $1$  ( $\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-17} \text{ с}^{-1}$ ).

$\text{OH}$  между подуровнями основного вращательно-го состояния  $^2\text{P}_{3/2} \ j = 3/2$  на частоте 1720 МГц были взяты из работы Нестерёнка (2022). При высоких скоростях ионизации газа космическими лучами метанол разрушается в зафронтной области в ион-молекулярных реакциях и в реакциях фотодиссоциации УФ-излучением, индуцированным космическими лучами. Оптические толщины в мазерных переходах  $\text{CH}_3\text{OH}$  существенно меньше при высоких значениях скорости ионизации газа, чем при низких значениях (рис. 5а) (см. также работу Нестерёнка, 2022). Молекула  $\text{OH}$ , наоборот, образуется в реакциях фотодиссоциации  $\text{H}_2\text{O}$  и в ион-молекулярных реакциях с участием  $\text{H}_3\text{O}^+$ . Для существования мазерного излучения  $\text{OH}$  в линии 1720 МГц необходимы высокие скорости ионизации газа,  $\zeta_{\text{H}_2} \gtrsim 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ . Доля молекул  $\text{H}_2\text{O}$ , разрушенных в мазерной зоне в результате указанных реакций, составляет  $\sim 5\%$  (для  $\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-15} \text{ с}^{-1}$ ). Поэтому влияние скорости ионизации газа на значение оптических толщин для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  мало. На рис. 5б приведены оптические толщины в мазерных линиях  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  для двух значений магнитного поля (параметр  $\beta = 0.5$  и  $1$ ), а значение скорости ионизации газа в обоих случаях равно  $\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-17} \text{ с}^{-1}$ . Чем меньше значение магнитного поля, тем уже фронт ударной волны, и выше температура газа на

фронте. Это приводит к тому, что оптические толщины в линиях молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  меньше в случае более слабого магнитного поля. Разрушение ледяных мантий пылинок происходит при меньших скоростях ударной волны. Поэтому кривая зависимости оптической толщины от скорости ударной волны смещается влево для  $\beta = 0.5$  (рис. 5б).

В табл. 3 приведена яркостная температура мазеров, рассчитанная по формуле (8), для параметров ударной волны  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $u_s =$

**Таблица 3.** Яркостная температура мазеров  $\text{OH}$ ,  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $\text{H}_2\text{O}$

Переход	$\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-17} \text{ с}^{-1}$	$\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-15} \text{ с}^{-1}$
1720 МГц ( $\text{OH}$ )	—	$5 \times 10^4 \text{ К}$
44.0 ГГц ( $\text{CH}_3\text{OH}$ )	$> 10^7 \text{ К}$	$\sim 10^7 \text{ К}$
36.1 ГГц ( $\text{CH}_3\text{OH}$ )	$> 10^7 \text{ К}$	$10^4 \text{ К}$
183.3 ГГц ( $\text{H}_2\text{O}$ )	$2 \times 10^8 \text{ К}$	$5 \times 10^8 \text{ К}$

**Примечание.** Параметры ударной волны:  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $u_s = 17.5 \text{ км/с}$ ,  $\beta = 1$ ; отношение длины усиления мазерного излучения к ширине ударной волны  $1/\mu = 5$ . Оценка снизу на яркостную температуру для мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  означает, что мазеры насыщены.

$= 17.5$  км/с,  $\beta = 1$  и для двух значений скорости ионизации газа,  $\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-17}$  и  $3 \times 10^{-15}$  с $^{-1}$ . Параметр  $a = 1/\mu$  был выбран равным 5 в этих оценках (где  $\mu$  — косинус угла между лучом зрения и направлением скорости ударной волны). Температура фонового излучения полагалась равной  $T_{\text{bg}} = 3$  К для мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  и  $\text{H}_2\text{O}$  и  $T_{\text{bg}} = 50$  К для мазера  $\text{OH}$  1720 МГц (Хоффман и др., 2005). Согласно нашим оценкам, мазеры  $\text{CH}_3\text{OH}$  переходят в режим насыщения, когда яркостная температура становится  $T_{\text{b,sat}} \sim 10^7$  К, а мазер пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц становится насыщенным при  $T_{\text{b,sat}} \sim 10^9$  К. Нижние пределы на яркостную температуру, которые приводятся в табл. 3, равны максимальной яркостной температуре мазера в ненасыщенном режиме  $T_{\text{b,sat}}$ . В этом случае в расчетах яркостной температуры излучения необходимо учитывать насыщение мазера, что выходит за рамки данного исследования. Таким образом, для скорости ионизации газа  $\zeta_{\text{H}_2} = 3 \times 10^{-15}$  с $^{-1}$ , начальной плотности газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5$  см $^{-3}$ , скорости ударной волны  $u_s \approx 20$  км/с возможно сосуществование в одном источнике мазерного излучения переходов  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса,  $\text{H}_2\text{O}$  (183.3 ГГц) и  $\text{OH}$  (1720 МГц) (при условии, что направление скорости ударной волны перпендикулярно лучу зрения,  $a \sim 5$ ).

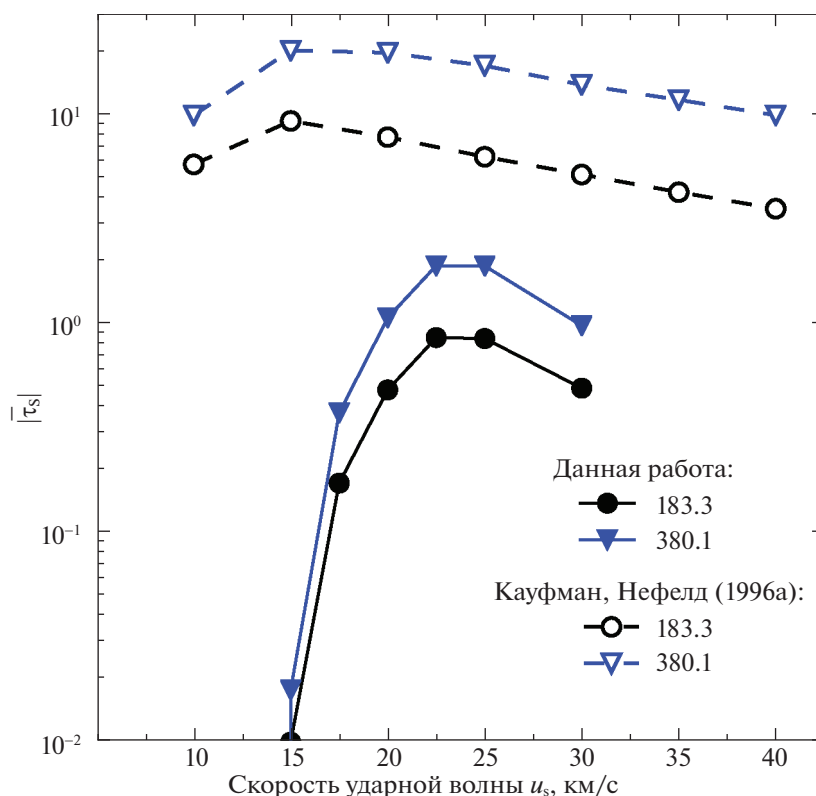
## ОБСУЖДЕНИЕ

### *Сравнение с результатами предшествующих исследований*

Кауфман, Нефелд (1996а) опубликовали модель ударной волны С-типа и провели исследование возникновения мазерного излучения  $\text{H}_2\text{O}$  в ударных волнах этого типа. В их работе рассматривались значения плотности газа перед фронтом ударной волны  $n_{\text{H}_2,0} = 10^7 - 10^{9.5}$  см $^{-3}$ , но не учитывалось взаимодействие частиц пыли и газа (адсорбция, десорбция, спаттеринг ледяных мантий частиц пыли). В их модели источником  $\text{H}_2\text{O}$  в газе являлись газофазные реакции превращения атомарного кислорода в  $\text{H}_2\text{O}$ , в то время как в нашей модели  $\text{H}_2\text{O}$  образуется на частицах пыли. На фронте ударной волны  $\text{H}_2\text{O}$  попадает в газ в результате спаттеринга ледяных мантий частиц пыли, при этом газофазные реакции образования  $\text{H}_2\text{O}$  тоже вносят вклад. На рис. 6 показана средняя оптическая толщина на соболевской длине  $\bar{\tau}_S$  для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  183.3 и 380.1 ГГц, полученная в наших расчетах и в работе Кауфмана, Нефелда (1996а) (см. рис. 8 в их статье). Приведены результаты для начальной плотности газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^7$  см $^{-3}$  (определение оптической толщины на соболевской

длине и метод усреднения этого параметра в мазерной зоне см. в работах Кауфмана, Нефелда, 1996а,б). Относительное содержание  $\text{H}_2\text{O}$  в газе за фронтом ударной волны составляет  $x_{\text{H}_2\text{O}} \approx 4 \times 10^{-4}$  в модели Кауфмана, Нефелда (1996а,б). В нашей модели максимальное относительное содержание  $\text{H}_2\text{O}$  в остывающем газе за фронтом ударной волны составляет  $x_{\text{H}_2\text{O}} \approx 10^{-4}$  — в 4 раза меньше. Кроме того, согласно нашим расчетам, ширина области за фронтом ударной волны, где рождается мазерное излучение, в 1.5–5 раз меньше, чем в модели Кауфмана, Нефелда (1996а,б). Наименьшая скорость ударной волны, при которой происходит спаттеринг ледяных мантий пылинок, равна 17.5–20 км/с для  $n_{\text{H}_2,0} = 10^7$  см $^{-3}$  — это объясняет отсутствие мазерного излучения при малых скоростях ударной волны в нашей модели. При малых скоростях ударной волны испарение ледяных мантий пылинок из-за нагрева частиц пыли не происходит, так как температура пыли недостаточно высока в нашей модели ударной волны ( $T_d \lesssim 30$  К для  $u_s = 10$  км/с). Однако данный эффект может иметь место при других параметрах модели пыли, или при более высокой начальной плотности газа (Хартквист и др., 1995). При скоростях ударной волны  $u_s > 30$  км/с происходит диссоциация молекул  $\text{H}_2$  на фронте, и ударная волна становится ударной волной J-типа. Указанные эффекты объясняют отличие результатов наших расчетов от результатов Кауфмана, Нефелда (1996а). Флауэр, Пино де Форте (2010) также исследовали возбуждение и излучение молекулы  $\text{H}_2\text{O}$  в ударных волнах С-типа, однако результаты для инвертированных переходов в их работе не обсуждались.

Серничаро и др. (1994) провели численное моделирование накачки мазеров пара- $\text{H}_2\text{O}$ , используя метод большого градиента скорости для решения уравнения переноса излучения. В их работе показано, что инверсия населенностей уровней для переходов пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 и 325.1 ГГц имеет место при относительно низких температурах и плотностях:  $T_g \approx 100$  К и  $n_{\text{H}_2} \gtrsim 10^5$  см $^{-3}$ . Из наших расчетов также следует, что эффективная накачка мазеров пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц, орто- $\text{H}_2\text{O}$  380.1 и 448.0 ГГц происходит при низких плотностях:  $|\tau_{\mu=1,l.c.}| \sim 1$  для начальной плотности газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5$  см $^{-3}$  (рис. 2). Инверсия населенностей энергетических уровней для перехода пара- $\text{H}_2\text{O}$  325.1 ГГц имеет место для  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5$  см $^{-3}$ , однако оптическая толщина мала,  $|\tau_{\mu=1,l.c.}| < 0.1$ . Для возникновения интенсивного излучения в мазерной линии орто- $\text{H}_2\text{O}$  22.23 ГГц ( $|\tau_{\mu=1,l.c.}| \sim 1$ ) необходимы высокие плотности,  $n_{\text{H}_2,0} \gtrsim 10^6$  см $^{-3}$  (рис. 2 и 3).



**Рис. 6.** Средняя оптическая толщина на соболевской длине  $\bar{\tau}_S$  для мазерных переходов  $\text{H}_2\text{O}$  183.3 и 380.1 ГГц в зависимости от скорости ударной волны. Плотность газа перед фронтом ударной волны равна  $n_{\text{H}_2\text{O}} = 10^7 \text{ см}^{-3}$ . Показаны результаты наших расчетов и результаты из работы Кауфмана, Нефелда (1996а).

### Наблюдения мазеров $\text{H}_2\text{O}$ 183.3, 380.1 и 448.0 ГГц

Серничаро и др. (1990, 1994) открыли пространственно распределенное мазерное излучение пара- $\text{H}_2\text{O}$  в линии 183.3 ГГц в Orion A-IRc2 с помощью наблюдений на телескопе IRAM. Размер области, откуда приходит излучение, составляет  $80''$  или  $\approx 0.2$  пк, что много больше размеров мазерных конденсаций, наблюдаемых в линии 22.23 ГГц в том же объекте,  $\sim 10^{14} - 10^{15}$  см (Гензель и др., 1981). Доти (2000) использовал модель молекулярного ядра с протозвездой в центре для исследования возбуждения мазерной линии пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц. Доти (2000) показал, что для объяснения наблюдательных данных в Orion A-IRc2 необходимо высокое относительное содержание  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $x_{\text{H}_2\text{O}} \sim 10^{-5}$ , гораздо выше относительного содержания  $\text{H}_2\text{O}$  в газовой фазе в холодных частях молекулярных ядер,  $x_{\text{H}_2\text{O}} \lesssim 10^{-7}$  (ван Дисхук и др., 2013). Это означает, что необходимо привлечение механизмов высвобождения  $\text{H}_2\text{O}$  из ледяных мантий пылинок, такие как ударные волны.

Наблюдения излучения пара- $\text{H}_2\text{O}$  в линии 183.3 ГГц проводились в направлении маломассивных протозвезд HH7-11, L1448-mm, Serpens SMM1 (Серничаро и др., 1996; ван Кемпен и др.,

2009). Серничаро и др. (1996) опубликовали наблюдения излучения в линии пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц в направлении группы объектов Хербиг–Аро HH7-11, полученные с помощью телескопа IRAM. Излучение рождается в обширной области ( $>10''$  или  $>0.015$  пк), которая пространственно совпадает с потоками около близкой двойной системы SVS 13, видимых в линиях CO. Спектр излучения имеет высокоскоростной компонент, пространственный пик излучения этого компонента совпадает с HH11. Переменность интенсивности излучения указывает на мазерный эффект. Яркостная температура компонента излучения составляет около 10 К. Если допустить, что излучение рождается в компактных источниках, размеры которых много меньше углового разрешения телескопа ( $15''$  или 0.02 пк), то яркостная температура мазеров 183.3 ГГц  $T_b \gg 10$  К. Мазеры  $\text{H}_2\text{O}$  на частоте 22.23 ГГц располагаются вблизи SVS 13 в пределах  $0.3''$  (Родригес и др., 2002).

Ван Кемпен и др. (2009) опубликовали наблюдения в линии 183.3 ГГц в направлении маломассивной протозвезды Serpens SMM1, полученные с помощью интерферометра SMA. Размеры диаграммы направленности интерферометра составляли  $3'' \times 4''$ , что соответствует линейному расстоя-

нию в источнике около 1500 а.е. (если принять расстояние до объекта 440 пк; Ортис-Леон и др., 2017). В Serpens SMM1 были задетектированы три пространственных компонента излучения, которые совпадают с потоком от протозвезды и находятся на расстоянии 1500–3500 а.е. от нее. Яркостная температура излучения компонентов лежит в диапазоне 1000–2000 К, где в оценках предполагалось, что излучение полностью заполняет диаграмму направленности интерферометра. Если предположить, что размеры области излучения в линии 183.3 ГГц составляют  $10^{15}$  см (что соответствует модели ударной волны с начальной плотностью газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ), то яркостная температура в мазерной линии для самого яркого компонента составляет  $T_b \approx 10^6$  К. Такие значения яркостной температуры мазера  $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц воспроизводятся в модели ударной волны С-типа с параметрами  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ ,  $u_s \gtrsim 17.5 \text{ км/с}$ , и  $a \approx 3$ . Москаделли и др. (2006) наблюдали мазеры  $\text{H}_2\text{O}$  в линии 22.23 ГГц в направлении Serpens SMM1 на радиоинтерферометре VLBA. Источники мазерного излучения 22.23 ГГц расположены на расстоянии  $\approx 10$ –20 а.е. от протозвезды (по всей видимости, внутри аккреционного диска), а размеры мазерных конденсаций  $< 5$  а.е. Таким образом, мазер пара- $\text{H}_2\text{O}$  в линии 183.3 ГГц, как и мазеры  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса, являются индикаторами потоков газа, взаимодействующих с оболочкой протозвезды и межзвездной средой, в то время как мазеры  $\text{H}_2\text{O}$  в линии 22.23 ГГц возникают в ближайших окрестностях протозвезд.

Возникновение мазерного излучения в линиях пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц и орто- $\text{H}_2\text{O}$  380.1 и 448.0 ГГц возможно при меньших значениях плотности газа, чем для перехода орто- $\text{H}_2\text{O}$  22.23 ГГц. Излучение в указанных линиях предоставляет дополнительную возможность диагностики физических условий в астрофизических объектах (см., например, Кёниг и др., 2017). Переходы орто- $\text{H}_2\text{O}$  380.1 и 448.0 ГГц невозможно наблюдать наземными телескопами в астрофизических объектах нашей Галактики из-за поглощения в атмосфере Земли. Однако возможны наблюдения этих переходов в направлении галактик локальной Вселенной и на космологических расстояниях, где излучение в этих линиях сдвинуто в область частот, доступную для наблюдений (Перейра-Сантаэлла и др., 2017; Куо и др., 2019; Янг и др., 2020). В частности, Куо и др. (2019) с помощью радиоинтерферометра ALMA наблюдали излучение перехода орто- $\text{H}_2\text{O}$  380.1 ГГц в направлении линзированного квазара QSO MG J0414+0534 на красном смещении  $z = 2.639$ . Зарегистрированное излучение, возможно, имеет мазерную природу — согласно их оцен-

кам, изотропная (нелинзированная) светимость в линии составляет  $\approx 5 \times 10^6 L_\odot$ .

#### *Отсутствие мазеров $\text{H}_2\text{O}$ 22.23 ГГц, связанных с остатками сверхновых звезд*

Клауссен и др. (1999) предприняли поиск излучения  $\text{H}_2\text{O}$  в линии 22.23 ГГц в направлении трех остатков сверхновых звезд, в которых было известно мазерное излучение ОН на частоте 1720 МГц — W28, W44 and IC 443. Вудолл, Грэй (2007) искали излучение 22.23 ГГц в направлении 18 остатков сверхновых звезд (они также включили в выборку остатки сверхновых, где излучение ОН не было зарегистрировано). Ни в одном из источников излучение в линии 22.23 ГГц не было обнаружено. Вудолл, Грэй (2007), используя модель ударных волн С- и J-типа, провели численное моделирование накачки мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  в линии 22.23 ГГц. Начальная плотность газа в их численных расчетах варьировалась в диапазоне  $n_{\text{H}_2,0} = 10^3$ – $10^5 \text{ см}^{-3}$  — именно при данных начальных плотностях газа столкновительная накачка мазеров ОН на частоте 1720 МГц эффективна. Вудолл, Грэй (2007) показали, что мазерное излучение в линии  $\text{H}_2\text{O}$  22.23 ГГц отсутствует при этих плотностях газа. Такие же выводы следуют из наших расчетов — оптическая толщина в линии 22.23 ГГц  $|\tau_{\mu=1, \text{l.c.}}| \lesssim 0.05$  для начальной плотности газа  $n_{\text{H}_2,0} = 10^5 \text{ см}^{-3}$ . В то же время для данной начальной плотности газа возможна генерация мазерного излучения пара- $\text{H}_2\text{O}$  в линии 183.3 ГГц (так же как и в линиях орто- $\text{H}_2\text{O}$  380.1 и 448.0 ГГц, но наблюдение этих линий в галактических объектах затруднено вследствие поглощения в атмосфере Земли). Заметим, что вблизи остатков сверхновых звезд W28 и W44 наблюдалось мазерное излучение ОН в линии 1720 МГц и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в линиях 36.1 и 44.0 ГГц (Пилстрем и др., 2014; МакИвен и др., 2016).

#### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе исследуется столкновительная накачка мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в ударных волнах С-типа. В рамках рассмотренных в работе моделей показано, что переходы пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц, орто- $\text{H}_2\text{O}$  380.1 и 448.0 ГГц могут быть инвертированы при относительно невысоких начальных плотностях,  $n_{\text{H}_2,0} \approx 10^5 \text{ см}^{-3}$ . При этих плотностях и при скоростях ударной волны  $u_s = 17.5$ – $22.5 \text{ км/с}$  возможна генерация мазерного излучения молекул  $\text{H}_2\text{O}$  и  $\text{CH}_3\text{OH}$  в одной и той же области за фронтом ударной волны. Показано, что эффект отношения орто-/пара- $\text{H}_2$  на накачку мазеров  $\text{H}_2\text{O}$  в ударной волне мал, а на накачку мазеров  $\text{CH}_3\text{OH}$  существенен. Мазерное излучение  $\text{H}_2\text{O}$  в



линии 22.23 ГГц, связанное с остатками сверхновых звезд, не было зарегистрировано ранее. Отсутствие мазерного излучения в линии 22.23 ГГц, по всей видимости, обусловлено относительно невысокими плотностями газа в ударных волнах в остатках сверхновых. Согласно нашим расчетам, для начальных плотностей газа  $n_{\text{H}_2,0} \leq 10^5 \text{ см}^{-3}$  оптическая толщина в линии 22.23 ГГц вдоль направления течения газа в ударной волне мала,  $< 0.05$ . При этом результаты численных расчетов указывают на возможность регистрации излучения пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц в тех областях остатка сверхновой, где рождается мазерное излучение OH на частоте 1720 МГц и  $\text{CH}_3\text{OH}$  I класса. Мазерное излучение в линии пара- $\text{H}_2\text{O}$  183.3 ГГц предоставляет дополнительную возможность исследования физических условий в протозвездных потоках в областях звездообразования и около остатков сверхновых звезд.

Для меня большая честь посвятить эту работу памяти моего преподавателя и научного руководителя, академика РАН Дмитрия Александровича Варшаловича (1934–2020). Под его руководством я начал заниматься исследованием межзвездной среды и космических мазеров. Дмитрий Александрович навсегда останется в памяти как выдающийся ученый и замечательный человек.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бугерт и др. (A.C.A. Boogert, P.A. Gerakines, and D.C.B. Whittet), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **53**, 541 (2015).
2. Варшалович Д.А., Иванчик А.В., Бабковская Н.С., Письма в *Астрон. журн.* **32**, 32 (2006) [D.A. Varshalovich, A.V. Ivanchik, N.S. Babkovskaya, *Astron. Lett.* **32**, 29 (2006)].
3. Ватанабе, Коучи (N. Watanabe and A. Kouchi), *Astrophys. J.* **571**, L173 (2002).
4. Воронков и др. (M.A. Voronkov, J.L. Caswell, S.P. Ellingsen, J.A. Green, and S.L. Breen), *MNRAS* **439**, 2584 (2014).
5. Вудолл, Грэй (J.M. Woodall and M.D. Gray), *MNRAS* **378**, L20 (2007).
6. Гензель и др. (R. Genzel, M.J. Reid, J.M. Moran, and D. Downes), *Astrophys. J.* **244**, 884 (1981).
7. Гордон и др. (I.E. Gordon, L.S. Rothman, R.J. Hargreaves, R. Hashemi, E.V. Karlovets, F.M. Skinner, E.K. Conway, C. Hill, et al.), *J. Quant. Spectr. Radiat. Transfer* **277**, 107949 (2022).
8. Грин и др. (S. Green, S. Maluendes, and A.D. McLean), *Astrophys. J. Suppl. Ser.* **85**, 181 (1993).
9. Грэй и др. (M.D. Gray, A. Baudry, A.M.S. Richards, E.M.L. Humphreys, A.M. Sobolev, and J.A. Yates), *MNRAS* **456**, 374 (2016).
10. Грэй и др. (M.D. Gray, S. Etoka, A.M.S. Richards, and B. Pimpanuwat), *MNRAS* **513**, 1354 (2022); <https://doi.org/10.1093/mnras/stac854>
11. Далгарно (A. Dalgarno), *Proceed. Nation. Acad. Sci.* **103**, 12269 (2006).
12. Даниель, Серничаро (F. Daniel and J. Cernicharo), *Astron. Astrophys.* **553**, A70 (2013).
13. Даниель и др. (F. Daniel, A. Faure, P.J. Dagdigian, M.-L. Dubernet, F. Lique, and G. Pineau des Forêts), *MNRAS* **446**, 2312 (2015).
14. ван Дисхук и др. (E.F. van Dishoeck, E. Herbst, and D.A. Neufeld), *Chem. Rev.* **113**, 9043 (2013).
15. Доти (S.D. Doty), *Astrophys. J.* **535**, 907 (2000).
16. Дрейн (B.T. Draine), *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* **31**, 373 (1993).
17. Дудоров А.Е., *Астрон. журн.* **68**, 695 (1991) [A.E. Dudorov, *Sov. Astron.* **35**, 342 (1991)].
18. Кауфман, Нефелд (M.J. Kaufman and D.A. Neufeld), *Astrophys. J.* **456**, 250 (1996a).
19. Кауфман, Нефелд (M.J. Kaufman and D.A. Neufeld), *Astrophys. J.* **456**, 611 (1996b).
20. Клауссен и др. (M.J. Claussen, W.M. Goss, and D.A. Frail), *Astron. J.* **117**, 1387 (1999).
21. ван Кемпен и др. (T.A. van Kempen, D. Wilner, and M. Gurwell), *Astrophys. J.* **706**, L22 (2009).
22. Кёниг и др. (S. König, S. Martín, S. Müller, J. Cernicharo, K. Sakamoto, L.K. Zschaechner, E.M.L. Humphreys, T. Mroczkowski, et al.), *Astron. Astrophys.* **602**, A42 (2017).
23. Крутчер и др. (R.M. Crutcher, B. Wandelt, C. Heiles, E. Falgarone, and T.H. Troland), *Astrophys. J.* **725**, 466 (2010).
24. Куо и др. (C.-Y. Kuo, S.H. Suyu, V. Impellizzeri, and J.A. Braatz), *Publ. Astron. Soc. Japan* **71**, 57 (2019).
25. Леурини и др. (S. Leurini, K.M. Menten, and C.M. Walmsley), *Astron. Astrophys.* **592**, A31 (2016).
26. МакИвен и др. (B.C. McEwen, Y.M. Pihlström, and L.O. Sjouwerman), *Astrophys. J.* **793**, 133 (2014).
27. МакИвен и др. (B.C. McEwen, Y.M. Pihlström, and L.O. Sjouwerman), *Astrophys. J.* **826**, 189 (2016).
28. Москаделли и др. (L. Moscadelli, L. Testi, R.S. Furuya, C. Goddi, M. Claussen, Y. Kitamura, and A. Wootten), *Astron. Astrophys.* **446**, 985 (2006).
29. Нестерёнок А.В., Письма в *Астрон. журн.* **39**, 797 (2013) [A.V. Nesterenok, *Astron. Lett.* **39**, 717 (2013)].
30. Нестерёнок (A.V. Nesterenok), *MNRAS* **455**, 3978 (2016).
31. Нестерёнок (A.V. Nesterenok), *Astrophys. Space Sci.* **363**, 151 (2018).
32. Нестерёнок А.В., Письма в *Астрон. журн.* **46**, 480 (2020) [A.V. Nesterenok, *Astron. Lett.* **46**, 449 (2020)].
33. Нестерёнок (A.V. Nesterenok), *J. Phys. Conf. Ser.* **2103**, 012012 (2021).
34. Нестерёнок (A.V. Nesterenok), *MNRAS* **509**, 4555 (2022).
35. Нестерёнок А.В., Варшалович Д.А., Письма в *Астрон. журн.* **37**, 499 (2011) [A.V. Nesterenok, D.A. Varshalovich, *Astron. Lett.* **37**, 456 (2011)].
36. Нестерёнок и др. (A.V. Nesterenok, D. Bossion, Y. Scribano, and F. Lique), *MNRAS* **489**, 4520 (2019).

37. Нефелд, Мельник (D.A. Neufeld and G.J. Melnick), *Astrophys. J.* **368**, 215 (1991).
38. Нефелд и др. (D.A. Neufeld, G.J. Melnick, M.J. Kaufman, H. Wiesemeyer, R. Güsten, A. Kraus, K.M. Menten, O. Ricken, et al.), *Astrophys. J.* **843**, 94 (2017).
39. Ортис-Леон и др. (G.N. Ortiz-León, S.A. Dzib, M.A. Kounkel, L. Loinard, A.J. Mioduszewski, L.F. Rodríguez, R.M. Torres, G. Pech, et al.), *Astrophys. J.* **834**, 143 (2017).
40. Перейра-Сантаэлла и др. (M. Pereira-Santaella, E. González-Alfonso, A. Usero, S. García-Burillo, J. Martín-Pintado, L. Colina, A. Alonso-Herrero, S. Arribas, et al.), *Astron. Astrophys.* **601**, L3 (2017).
41. Пилстрем и др. (Y.M. Pihlström, L.O. Sjouwerman, D.A. Frail, M.J. Claussen, R.A. Mesler, and B.C. McEwen), *Astron. J.* **147**, 73 (2014).
42. Родригес и др. (L.F. Rodríguez, G. Anglada, J.M. Torrelles, J.E. Mendoza-Torres, A.D. Haschick, and P.T.P. Ho), *Astron. Astrophys.* **389**, 572 (2002).
43. Салий С.В., Соболев А.М., Калинина Н.Д., *Астрон. журн.* **79**, 1059 (2002) [S.V. Saliy, A.M. Sobolev, N.D. Kalinina, *Astron. Rep.* **46**, 955 (2002)].
44. Серничаро и др. (J. Cernicharo, C. Thum, H. Hein, D. John, P. Garcia, and F. Mattioco), *Astron. Astrophys.* **231**, L15 (1990).
45. Серничаро и др. (J. Cernicharo, E. González-Alfonso, J. Alcolea, R. Bachiller, and D. John), *Astrophys. J.* **432**, L59 (1994).
46. Серничаро и др. (J. Cernicharo, R. Bachiller, and E. González-Alfonso), *Astron. Astrophys.* **305**, L5 (1996).
47. Серничаро и др. (J. Cernicharo, J.R. Pardo, E. González-Alfonso, E. Serabyn, T.G. Phillips, D.J. Benford, and D. Mehringer), *Astrophys. J.* **520**, L131 (1999).
48. Стрельницкий В.С., *Успехи физ. наук* **113**, 463 (1974) [V.S. Strel'nitskii, *Sov. Phys. Uspekhi* **17**, 507 (1975)].
49. Флауэр, Пино де Форэ (D.R. Flower and G. Pineau des Forêts), *MNRAS* **406**, 1745 (2010).
50. Форэ и др. (A. Faure, N. Crimier, C. Ceccarelli, P. Valiron, L. Wiesenfeld, and M.L. Dubernet), *Astron. Astrophys.* **472**, 1029 (2007).
51. Форэ, Джосселин (A. Faure and E. Josselin), *Astron. Astrophys.* **492**, 257 (2008).
52. Хаммер, Рыбицки (D.G. Hummer and G.B. Rybicki), *Astrophys. J.* **293**, 258 (1985).
53. Хартквист и др., (T.W. Hartquist, K.M. Menten, S. Lepp, and A. Dalgarno), *MNRAS* **272**, 184 (1995).
54. Холленбах и др. (D. Hollenbach, M. Elitzur, and C.F. McKee), *Astrophys. J.* **773**, 70 (2013).
55. Хоффман и др. (I.M. Hoffman, W.M. Goss, C.L. Brogan, and M.J. Claussen), *Astrophys. J.* **627**, 803 (2005).
56. Шингледекер и др. (C.N. Shingledecker, J.B. Bergner, R. Le Gal, K.I. Öberg, U. Hincelin, and E. Herbst), *Astrophys. J.* **830**, 151 (2016).
57. Элитзур и др. (M. Elitzur, D.J. Hollenbach, and C.F. McKee), *Astrophys. J.* **346**, 983 (1989).
58. Эмпрехтингер и др. (M. Emprechtinger, D.C. Lis, R. Rolfs, P. Schilke, R.R. Monje, C. Comito, C. Ceccarelli, D.A. Neufeld, et al.), *Astrophys. J.* **765**, 61 (2013).
59. Янг и др. (C. Yang, E. González-Alfonso, A. Omont, M. Pereira-Santaella, J. Fischer, A. Beelen, and R. Gavazzi), *Astron. Astrophys.* **634**, L3 (2020).
60. Ятис и др. (J.A. Yates, D. Field, and M.D. Gray), *MNRAS* **285**, 303 (1997).