

УДК 523

НЕТЕПЛОВАЯ ПОТЕРЯ АТМОСФЕРЫ ЭКЗОПЛАНЕТЫ GJ 436b ЗА СЧЕТ ПРОЦЕССОВ ДИССОЦИАЦИИ H₂

© 2021 г. А. А. Автаева^а, В. И. Шематович^{а, *}

^аИнститут астрономии РАН, Москва, Россия

*e-mail: shematov@inasan.rssi.ru

Поступила в редакцию 28.09.2020 г.

После доработки 02.11.2020 г.

Принята к публикации 09.11.2020 г.

В работе оценивается вклад процессов диссоциации молекулярного водорода жестким ультрафиолетовым (УФ) излучением и сопутствующим потоком фотоэлектронов в образование фракции надтеплого атомарного водорода в переходной H₂ → H области и формирование соответствующего потока убегания из протяженной верхней атмосферы экзопланеты – горячего нептуна GJ 436b (Gliese 436b). Рассчитаны скорость образования и энергетический спектр атомов водорода, образующихся с избытком кинетической энергии при диссоциации H₂. При помощи численной стохастической модели горячей планетной короны исследованы на молекулярном уровне кинетика и перенос надтепловых атомов водорода в протяженной верхней атмосфере, и рассчитан нетепловой поток убегания. Поток убегания оценен величиной $3.0 \times 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ для умеренного уровня звездной активности в УФ-излучении, что позволяет получить верхнюю оценку скорости потери атмосферы за счет процессов диссоциации H₂ равной $7.8 \times 10^8 \text{ г с}^{-1}$. Расчетная величина входит в интервал полученных из наблюдений оценок возможной скорости потери атмосферы экзопланеты GJ 436b в диапазоне $\sim(3.7 \times 10^6 - 1.1 \times 10^9) \text{ г с}^{-1}$. Полученная в расчетах оценка скорости потери атмосферы экзопланетой GJ 436b за счет надтепловых атомов водорода может рассматриваться как среднее значение, так как расчеты проведены для условий умеренной звездной активности в УФ-излучении и для минимальных значений вероятностей преддиссоциации возбужденных электронных уровней молекулы H₂. Данный источник надтепловых атомов водорода рекомендуется включить в современные астрономические модели физических и химических процессов в верхних атмосферах горячих экзопланет.

Ключевые слова: экзопланеты, наблюдения в ультрафиолетовом диапазоне, планетные атмосферы, астрономия, потеря атмосферы, численное моделирование

DOI: 10.31857/S0320930X21020018

ВВЕДЕНИЕ

Сегодня известно более 4000 экзопланет (<http://exoplanets.eu>). Открытие горячих экзопланет, т.е. богатых водородом и летучими веществами планет, расположенных на орбитальных расстояниях $<0.1 \text{ а. е.}$ к родительской звезде ставит важные вопросы, касающиеся структуры верхних слоев атмосферы и их устойчивости к потере атмосферы в открытое пространство. Так как более 40% всех обнаруженных экзопланет вращаются вокруг своих родительских звезд на расстояниях более близких, чем орбита Меркурия, атмосферы этих небесных тел развиваются в гораздо более экстремальных условиях, чем условия, известные для планет Солнечной системы. Более интенсивные потоки звездного излучения в диапазонах мягкого рентгена (soft X-rays, 10–100 Å) и жесткого ультрафиолета (Extreme UltraViolet – EUV, 100–1000 Å), так называемого жесткого излучения

звезды (XUV) в диапазоне длин волн 10–1000 Å, на таких близких орбитальных расстояниях будут в значительной степени изменять структуру и состав верхних слоев атмосфер этих планет (Massol и др., 2016; Owen, 2019) и, в частности, приводить к образованию протяженных газовых оболочек у горячих экзопланет (см., например, Bisikalo и др., 2017). Наблюдения при помощи космического телескопа им. Хаббла (HST) (Kulow и др., 2014) показали образование у горячего нептуна GJ 436b протяженной газовой оболочки, сопоставимой с диском родительской звезды. В двух независимых сериях транзитных наблюдений с помощью прибора COS/HST было открыто, что атмосферой экзопланеты поглощается ~50% звездного излучения в линии Ly α в диапазоне доплеровского смещения скорости (–120, –40) км/с (Ehrenreich и др., 2015; Lavie и др., 2017). Помимо протяженного хвоста, поглощение водородом показывает

также ранний ингресс, т.е. наличие плотного облака простирающегося перед планетой на расстоянии сопоставимым с размером диска звезды.

Теоретическое изучение верхних атмосфер горячих экзопланет развивалось на основе гидродинамического описания. В одной из первых работ (Lammer и др., 2003) было показано, что жесткое (XUV) звездное излучение, проникающее в обогащенную водородом термосферу должно приводить к газодинамическому истечению. Соответственно, в первых газодинамических моделях Gliese 436b (Lloyd и др., 2017; Berezutsky и др., 2019) было установлено, что термосфера этой экзопланеты относительно холодная (<5000 K), а истечение сверхзвуковое и не превышает скорости 10 км/с. Было обнаружено, что молекулярный водород не диссоциирует полностью в верхней атмосфере GJ 436b и уносится с течением далеко от планеты. Численное моделирование газодинамическими моделями показывает, что экзопланета GJ 436b должна быть окружена обширной относительно холодной, плотной частично ионизованной газовой оболочкой с присутствием молекулярного водорода, охватывающей весь диск звезды. Интерпретация, предложенная на основе моделирования траекторий частиц в работах (Bourrier и др., 2016; 2018; Vidotto, Bourrier, 2017), основывается на предположении о том, что планетное истечение GJ 436b должно быть очень разреженным, но при этом очень быстрым, со скоростью примерно 70 км/с. В газодинамических моделях (Lloyd и др., 2017; Berezutsky и др., 2019) и при моделировании траекторий частиц в работах (Bourrier и др., 2016; Vidotto, Bourrier, 2017) были получены оценки потери атмосферы за счет газодинамического истечения и светового давления в диапазоне значений $\sim(5.0 \times 10^8 - 5.0 \times 10^9) \text{ г с}^{-1}$.

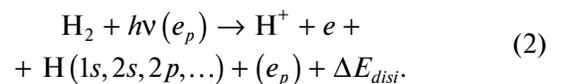
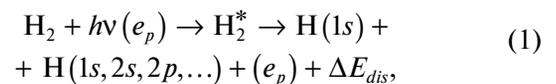
Известно, что в протяженных водородных атмосферах горячих экзопланет протекают как тепловые так и нетепловые процессы, приводящие к потере атмосферы (Massol и др., 2016; Owen, 2019). В частности, фотолиз богатой водородом атмосферы горячей экзопланеты жестким излучением родительской звезды приводит к образованию надтепловых частиц (т.е. частиц с избытком кинетической энергии) — первичных фотоэлектронов при фотоионизации основных компонент $\text{H}_2/\text{H}/\text{He}$ и надтепловых атомов водорода в процессах диссоциации и диссоциативной ионизации H_2 (Shematovich и др., 2015). Эти частицы с избыточной кинетической энергией являются важным источником тепловой энергии в верхней атмосфере богатой водородом экзопланеты. Исследование роли надтепловых частиц в современных аэрономических моделях планетных атмосфер является сложной вычислительной задачей, так как требует решения уравнения Больцмана для нетепловой популяции надтепловых частиц (She-

matovich, Marov, 2018; Shematovich, 2019). В статье оценивается влияние XUV-излучения родительской звезды и сопутствующего потока фотоэлектронов на образование надтепловых атомов водорода в переходной области $\text{H}_2 \rightarrow \text{H}$ богатой водородом атмосферы GJ 436b. Для этого в модели рассчитываются скорости производства и энергетический спектр атомов водорода (Shematovich, 2010), которые образуются с избытком кинетической энергии при диссоциации H_2 . Затем используется стохастическая модель горячей планетарной короны (Shematovich, 2004), позволившая изучить кинетику и перенос надтепловых атомов водорода в протяженных верхних слоях атмосферы и рассчитать нетепловую скорость потери массы в атмосфере.

ФРАКЦИЯ НАДТЕПЛОВЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА

Диссоциация молекулярного водорода в верхней атмосфере GJ 436b

Тепловой режим и скорость теплового убегания из атмосферы горячей экзопланеты существенно зависят от состава атмосферы. Однако, в отличие от атмосфер планет Солнечной системы, состав которых стабилен на геологических масштабах времени, атмосферный состав горячей экзопланеты может изменяться вследствие воздействия интенсивного поля излучения родительской звезды. Более того, тепловой режим и состав атмосферы тесно связаны через скорости нагрева и выхолаживания, как показывают аэрономические модели верхней атмосферы GJ 436b (Lloyd и др., 2017; Berezutsky и др., 2019; Bourrier и др., 2016; Vidotto, Bourrier, 2017). Процессы диссоциации, такие как фотодиссоциация, диссоциация электронным ударом, диссоциативная ионизация и др., являются основными источниками тепловых и надтепловых фрагментов молекул в состояниях электронного возбуждения в верхних атмосферах планет (Shematovich, Marov, 2018; Shematovich, 2019). Молекула водорода является с одной стороны простейшей молекулой, однако ее диссоциация при поглощении звездного УФ-излучения и/или электронном ударе происходит посредством нескольких механизмов диссоциации.



Если в результате поглощения излучения связанные электроны возбуждаются на несвязанные или антисвязанные орбитали и их энергия превышает энергию связи молекулы, то возможна диссоциация данной молекулы. Посредством данно-

го важного механизма возможна фотодиссоциация молекул, когда происходит возбуждение молекулы либо в континуум связанного состояния, либо непосредственно в несвязанное (отталькивающее) состояние. Сечения фотодиссоциации для этих механизмов диссоциации обычно являются достаточно гладкими функциями в зависимости от длины волны излучения и для расчета скорости фотодиссоциации обычно достаточно знать сечения поглощения и поток излучения с относительно низким разрешением порядка 0.5–1.0 Å (Fox и др., 2008). Другим возможным механизмом является преддиссоциация, когда поглощение фотона приводит к возбуждению связанного состояния электронного возбуждения, из которого возможен переход без излучения в близкое несвязанное возбужденное состояние. Скорость процесса зависит от поглощения излучения на отдельных длинах волн и от вероятностей преддиссоциации (Fox и др., 2008).

Порог диссоциации H_2 равен 4.48 эВ (2769 Å), однако сечения фотопоглощения на длинах волн больше 1116 Å исчезающе малы. В планетных атмосферах диссоциация H_2 при поглощении УФ-излучения в диапазоне длин волн 845–1116 Å протекает в основном посредством дипольно-разрешенных переходов из основного состояния $X^1\Sigma_g^+(v)$ в возбужденные связанные электронные состояния $V^1\Sigma_u^+(v')$, $C^1\Pi_u(v')$, $V^1\Sigma_u^+(v')$ и $D^1\Pi_u(v')$. Молекулы H_2 в этих возбужденных состояниях могут либо переходить на дискретные уровни основного состояния, высвечивая избыточную энергию, либо в континуум основного состояния с последующей диссоциацией на два атома водорода в основном состоянии, причем вероятности преддиссоциации для этих уровней изменяются в пределах 0.1–0.15 (Abgrall и др., 1997). На длинах волны короче 845 Å прямое поглощение в континуум состояний и электронного возбуждения является доминантным механизмом фотодиссоциации. Значения сечений для этих процессов достаточно высоки и в результате диссоциации образуются атом водорода в основном $H(1s)$ и атом в возбужденном $H(2s, 2p)$ состояниях (Glass-Maujean, 1986). Из лабораторных исследований (Glass-Maujean, 1986; Glass-Maujean и др., 1986; Ajello и др., 1991; Huebner и др., 1992) известно, что избыточные кинетические энергии ΔE_{dis} и ΔE_{diss} атомов и ионов водорода, образующихся при фото- и ударной электронной диссоциации и диссоциативной ионизации молекулярного водорода (1) и (2), характеризуются двумя пиками по энергии фрагментов – в области низких энергий 0–1 эВ (медленные продукты диссоциации) и в области относительно высоких энергий 4–6 эВ (быстрые продукты диссоциации). Данные избыточные энергии в модели рассчитывались как разница

между энергией поглощенного УФ-фотона, энергией возбужденного электронного состояния и энергией диссоциации или диссоциативной ионизации и выбирались из измеренных в лаборатории распределений (Glass-Maujean, 1986; Glass-Maujean и др., 1986; Ajello и др., 1991; Huebner и др., 1992).

Надтепловые атомы водорода, образующиеся в процессах диссоциации (1) и (2) теряют свою избыточную энергию в упругих столкновениях с основными нейтральными компонентами окружающего атмосферного газа. Следует отметить, что при надтепловых энергиях атомов водорода эффективность переноса энергии от горячих атомов к тепловым атомам и молекулам водорода в упругих столкновениях в существенной степени определяется фазовыми функциями – распределениями угла рассеяния. Как следует из экспериментальных и расчетных данных (Hodges, Breig, 1991; Krstic, Schultz, 1999a; 1999b), эти распределения характеризуются пиками в области малых углов рассеяния при относительно высоких значениях сечений упругого рассеяния. Соответственно, эффективность переноса энергии сильно зависит от энергии столкновения. Данные особенности упругого рассеяния надтепловых атомов водорода на тепловых компонентах H_2 , He и H в существенной степени определяют параметры фракции надтеплого водорода в верхней атмосфере GJ 436b и учитывались в используемой численной модели.

Кинетика надтепловых атомов водорода

Так как атомы водорода образуются в процессах диссоциации с избытком кинетической энергии, то их распределение в переходной $H_2 \rightarrow H$ области верхней атмосферы экзопланеты GJ 436b определяется из решения кинетического уравнения Больцмана с фотохимическим источником

$$\frac{\partial F_H}{\partial t} + \mathbf{c} \frac{\partial F_H}{\partial \mathbf{r}} + \frac{\mathbf{Y}}{m_H} \frac{\partial F_H}{\partial \mathbf{c}} = \sum_s Q_s^H + \sum_m J_m^H(F_H, F_m), \quad (3)$$

совместно с начальными и граничными условиями для атмосферного газа в переходной от термосферы к экзосфере области атмосферы горячей экзопланеты, атмосферный газ в которой подвержен действию внешних силовых полей \mathbf{Y} планеты. Основные физические допущения при кинетическом описании включают разреженность газа и конечные или быстро убывающие радиусы взаимодействия частиц при столкновениях (Shematovich, 2004; 2019). Здесь использовано микроскопическое описание надтепловых атомов водорода посредством функции распределения по скоростям и состояниям внутреннего возбужде-

ния $F_H(t, \mathbf{r}, \mathbf{c}) = n_H(t, \mathbf{r})f_H(t, \mathbf{r}, \mathbf{c})$, где $n_H(t, \mathbf{r})$ – числовая плотность надтепловых частиц, а $f_H(t, \mathbf{r}, \mathbf{c})$ – одночастичная функция распределения по скоростям, нормированная на единицу. Функции источников $Q_s^H(t, \mathbf{r}, \mathbf{c})$ задают скорости образования надтепловых атомов водорода в фотохимических реакциях (1) и (2) и обычно записываются как

$$Q_s^H(t, r, c) = q_s^H(E) f_s^H(t, r, c). \quad (4)$$

Здесь $q_s^H(E) = \langle [c_i - c_j] \sigma_s(E) \rangle$ – дифференциальная скорость образования надтепловых атомов водорода в фотохимическом источнике s при энергии сталкивающихся частиц E , усредненная по функции распределения по скоростям окружающего атмосферного газа, а функция $f_H(t, \mathbf{r}, \mathbf{c})$ задает нормированное распределение по скорости образующихся в данном источнике частиц с избытком тепловой энергии. Интегралы столкновений в правой части кинетических уравнений описывают изменения состояния газа вследствие химических реакций и равны

$$J_m^H(F_H, F_m) = \int g_{ij} d\sigma_m dc_i \times \\ \times \left[F_H(c_i') F_m(c_j') - F_H(c_i) F_m(c_j) \right], \quad (5)$$

где g_{ij} – относительная скорость, а $d\sigma_m$ – дифференциальное сечение упругого рассеяния надтепловых атомов водорода, упруго сталкивающихся с водородом и гелием. Дифференциальные сечения упругого рассеяния выбирались в соответствии с данными работ (Hodges, Breig, 1991; Krstic, Schultz, 1999a, 1999b). Функции распределения F_m для атмосферных компонент брались локально равновесными распределениями Максвелла со значениями плотности и температуры в соответствии с данными аэрономической модели (см. рис. 2).

Чтобы определить функции источника (4) надтепловых атомов водорода необходимо рассчитать скорости диссоциации и ионизации атмосферного газа УФ-излучением звезды, скорости образования сопутствующего потока фотоэлектронов и, наконец, скорости диссоциации и диссоциативной ионизации молекулярного водорода при переносе потока электронов в атмосфере. Жесткое XUV-излучение звезды поглощается атмосферным газом экзопланеты GJ 436b и сопровождается возбуждением, диссоциацией и ионизацией атмосферных компонент, а также образованием потока фотоэлектронов с энергиями, достаточными для последующего возбуждения и ионизации атомарного и молекулярного водорода. Энергия вызывающих диссоциацию фотонов обычно превышает потенциал диссоциации и ее избыток идет в кинетическую энергию образу-

ющихся атомов водорода. Следовательно, скорость образования надтепловых атомов водорода на заданной высоте z в верхней атмосфере определяется стандартным выражением

$$Q_H(E, z) = \sum_I n_{H_2}(z) \int_0^\lambda d\lambda \sigma_{H_2}^d p_{H_2} \times \\ \times (\lambda, E_{H_2, I}) I_\infty(\lambda) \exp(-\tau(\lambda, z)), \quad (6)$$

где оптическая толщина τ равна

$$\tau(\lambda, z) = \sum_k \sigma_k^a(\lambda) \int_z^\infty n_k(z') dz'$$

и $n_k(z)$ – числовая плотность нейтральной компоненты k , $\sigma_{H_2}^d, \sigma_{H_2}^a$ это зависящие от длины волны λ сечения диссоциации H_2 и поглощения для H_2 соответственно. В выражении (6) использованы вероятности преддиссоциации $p_{H_2}(\lambda, E_{H_2, I})$ и потенциалы диссоциативного возбуждения $E_{H_2, I}$ электронных состояний молекулярного водорода. Энергия образующихся атомов водорода равна $E = 0.5 \times (E_\lambda - E_{H_2, I})$, где E_λ – энергия фотона, а λ_k это длина волны для потенциала диссоциативного возбуждения H_2 . Наконец, $I_\infty(\lambda)$ это внеатмосферный поток звездного излучения на длине волны λ .

Скорость образования свежих фотоэлектронов при фотоионизации и диссоциативной фотоионизации основных атмосферных компонент рассчитывалась по формуле (6), где использовались сечения фотоионизации из обзора (Huebner и др., 1992). Кинетика и перенос фотоэлектронов в переходной области $H_2 \rightarrow H$ богатой водородом атмосферы GJ 436b, а также скорость образования надтепловых атомов водорода при ударной диссоциации H_2 , были изучены при помощи кинетической модели Монте-Карло для расчета кинетики и переноса электронов с высокими энергиями (Shematovich и др., 2008), адаптированной для водород-гелиевых атмосфер (Шематович, 2010).

Планета GJ 436b с массой $M_p = 0.07 M_{Jupiter}$ и радиусом $R_p = 0.38 R_{Jupiter}$ вращается вокруг красного карлика Gliese 436 на орбите с большой полуосью 0.028 а. е. Для звезды Gliese 436 использовался аппроксимированный спектр в спектральном диапазоне 10–912 Å, разбитом на 10 интервалов (см., красная линия на верхней панели рис. 1). Данный спектр был получен по результатам наблюдений в рамках программы MUSCLES (Youngblood и др., 2016). В приведенных ниже расчетах использовалась более детальная спектральная модель потока солнечного излучения в интервале длин волн 10–1150 Å для условий умеренной солнечной активности из работы (Huebner и др., 1992) (см., зеленая линия на левой панели рис. 1). Из этой же ра-

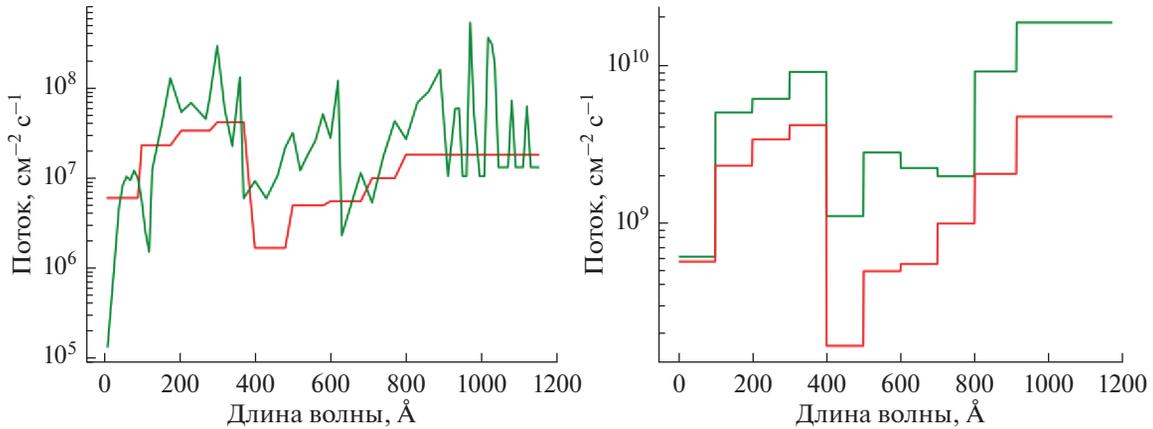


Рис. 1. (левая панель) Спектры потока излучения Gliese 436 (красный цвет) и Солнца (зеленый цвет) в диапазонах мягкого рентгена и жесткого ультрафиолета. (правая панель) Сравнение спектров, усредненных в 10 интервалах длин волн.

боты выбраны относительные выходы возбужденных электронных состояний нейтральных и ионизованных продуктов фотолитиза, сечения ионизации и полного поглощения для основных атмосферных компонент — H_2 , He и H. Детальный спектральный поток солнечного излучения был масштабирован для орбиты с большой полуосью 0.028 а. е. экзопланеты GJ 436b и ее аппроксимационного XUV-спектра в соответствии с соотношениями, показанными на правой панели рис. 1. Следует отметить, что скорости образования надтепловых атомов водорода в фотоисточниках — диссоциации и диссоциативной ионизации H_2 жестким УФ-излучением звезды, вычислялись при помощи выражения (6), в котором использовались соответственно сечения поглощения и диссоциации для процессов (1) и (2) с учетом измеренного в лаборатории распределения продуктов диссоциации по кинетической энергии (Glass-Maujean, 1986; Glass-Maujean и др., 1986; Ajello и др., 1991; Huebner и др., 1992).

РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Расчеты проводились в переходной $\text{H}_2 \rightarrow \text{H}$ области протяженной верхней атмосферы GJ 436b в интервале высот $(1.3 - 2.0) \times R_p$, где наблюдается максимальное поглощение звездного XUV-излучения. На нижней границе выбранной области длина свободного пробега атомов водорода значительно меньше высоты однородной атмосферы по плотности и, соответственно, происходит локальная термализация надтепловых атомов водорода в упругих столкновениях с окружающим атмосферным газом. Распределение основных нейтральных компонент показано на верхней панели рис. 2 в соответствии с данными модели (Verzutsky и др., 2019). На верхней границе выбранной области значения длины свободного пробега

приближаются к значениям высоты однородной атмосферы по плотности и, соответственно, возможно убегание надтепловых атомов водорода с энергиями выше локального порога энергии убления. Весь расчетный интервал высот разбит на ячейки, размер которых порядка локальной длины свободного пробега для надтепловых атомов водорода.

Результаты расчетов скорости образования надтепловых атомов водорода, образующихся в процессах (1) и (2) за счет воздействия XUV-излучения звезды и сопутствующего потока фотоэлектронов, показаны на рис. 3. На рисунке представлены скорость образования надтепловых атомов водорода за счет фото- (линия черного цвета) и ударной электронной (линия красного цвета) диссоциации и диссоциативной ионизации молекулярного водорода. Пик образования надтепловых атомов водорода наблюдается на высоте $1.4 \times R_p$ и основным источником является фотодиссоциация H_2 . Из результатов расчетов видно, что распределение образующихся при диссоциации молекул H_2 надтепловых атомов водорода носит существенно неравновесный характер. Наблюдаются два пика — медленные атомы H с избыточной кинетической энергией в диапазоне 0–1 эВ, и быстрые атомы водорода в диапазоне кинетических энергий 4–6 эВ. Как установлено в лабораторных измерениях (Glass-Maujean, 1986; Glass-Maujean и др., 1986; 2012; Ajello и др., 1991), второй пик в энергетическом спектре образующихся при диссоциации H_2 атомов водорода формируется за счет возбуждения высоких (doubly excited) состояний молекулы водорода и последующего распада посредством механизма преддиссоциации.

Данные расчетные скорости и энергетические спектры образования надтепловых атомов водорода за счет диссоциации H_2 использованы как функции источника (6) в кинетическом уравне-

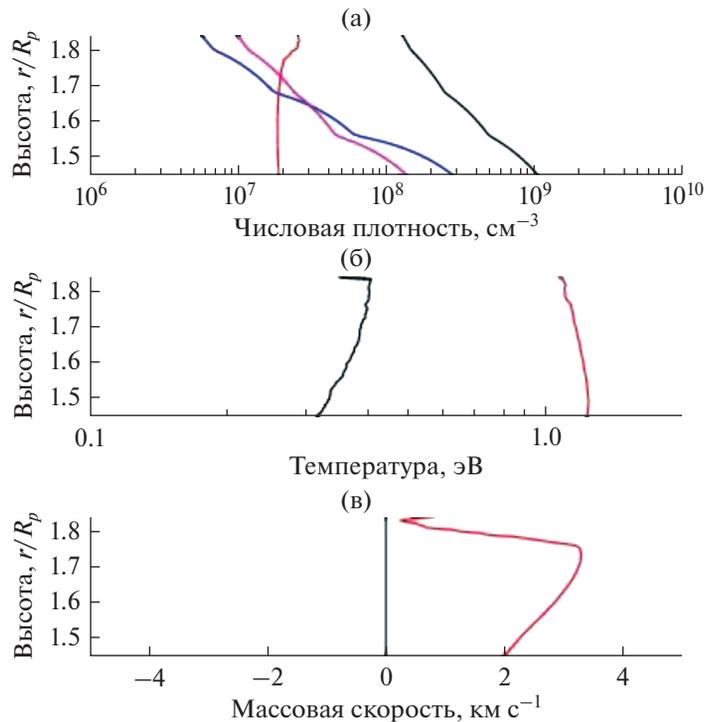


Рис. 2. Состав (верхняя панель), температура (средняя панель) и массовая скорость (нижняя панель) в переходной $H_2 \rightarrow H$ области верхней атмосферы экзопланеты GJ 436b согласно аэрономической модели (Berezutsky и др., 2019). На верхней панели линией красного цвета показан расчетный профиль числовой плотности надтепловых атомов водорода с кинетическими энергиями выше 1 эВ. Расчетные температура и массовая скорость фракции надтепловых атомов водорода показаны красными линиями на средней и нижней панели, соответственно.

нии Больцмана (3). Решением кинетического уравнения при помощи численной кинетической модели Монте-Карло (Shematovich, 2004; 2010), в которой рассматриваются кинетика и транспорт надтепловых атомов водорода на молекулярном уровне, являются функции распределения надтепловых атомов водорода в переходной области верхней атмосферы. Расчеты выполнены для стационарных условий в дневной верхней атмосфере в направлении планета-звезда. На рис. 4 представлены расчетные энергетические спектры потока движущихся вверх надтепловых атомов водорода на высотах $1.56 \times R_p$ (верхняя панель), $1.75 \times R_p$ (средняя панель) и $1.84 \times R_p$ (нижняя панель). Линиями синего цвета показаны потоки тепловых атомов H, рассчитанные для локально равновесных распределений атомарного водорода в соответствии с профилем температуры атмосферного газа из модели (Berezutsky и др., 2019). Вертикальными красными линиями показаны энергии убегания атомов водорода на приведенных высотах. Так как целью данной работы является получение оценки скорости убегания атомов водорода за счет процесса диссоциации H_2 , то на рис. 4 расчетные потоки представлены лишь в области надтепловых энергий выше 1 эВ. Из расчетов следует, что потоки надтепловых атомов во-

дорода существенно неравновесные по сравнению с восходящими потоками для локально равновесных распределений тепловых атомов водорода в атмосфере GJ 436b. На высотах около $1.56 \times R_p$, где производство атомов водорода в процессе диссоциации H_2 высоко, уже формируется значительная фракция атомов водорода с энергиями выше энергии убегания. На высоте $1.84 \times R_p$, близкой к верхней границе переходной $H_2 \rightarrow H$ области, значения расчетного потока выше значений потока для локально равновесного распределения при кинетических энергиях больше ~ 4 эВ, т.е. заселенность надтепловыми атомами водорода за счет диссоциации H_2 в протяженной верхней атмосфере экзопланеты GJ 436b в области энергий больше 4 эВ на порядок выше заселенности, рассчитанной по локально равновесному распределению. Другими словами, в расчетном восходящем потоке формируется избыток атомов водорода в области ≥ 4 эВ надтепловых энергий, т.е. в области быстрых атомов водорода, образующихся за счет механизма преддиссоциации высоковозбужденных электронных состояний молекулы H_2 .

Используя расчетные энергетические спектры восходящего потока атомов H, представленные на рис. 4, можно оценить числовую плотность

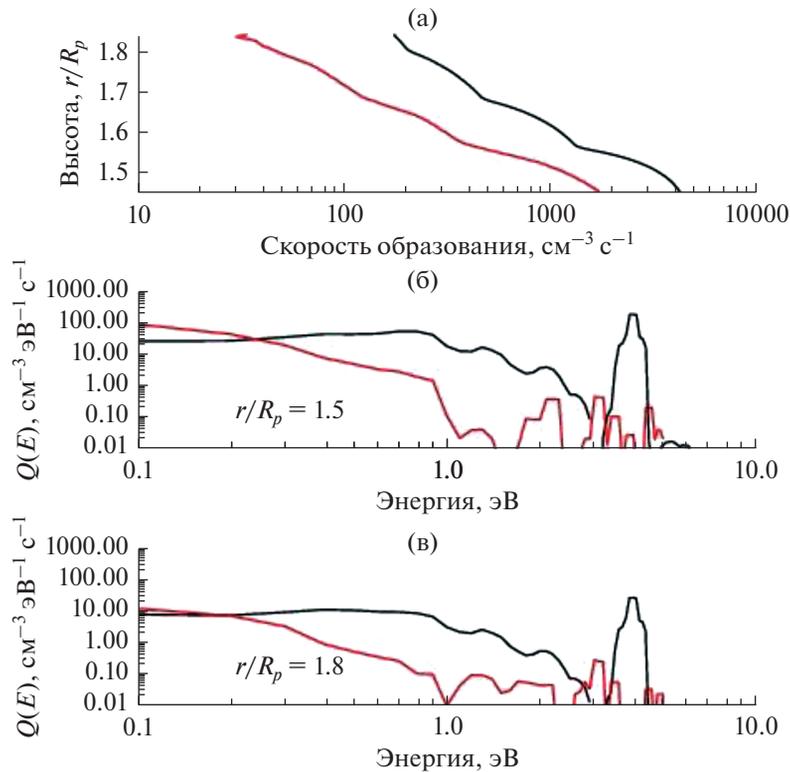


Рис. 3. Представлены: (а) – скорости образования надтепловых атомов водорода за счет диссоциации и диссоциативной ионизации молекулярного водорода XUV-излучением звезды (линия черного цвета) и сопутствующего потока фотоэлектронов (линия красного цвета); энергетические спектры атомов водорода, образующихся за счет диссоциации и диссоциативной ионизации XUV-фотонами (линии черного цвета) и сопутствующим потоком фотоэлектронов (линии красного цвета) на высотах $r/R_p = 1.5$ (б) и $r/R_p = 1.8$ (в), соответственно.

фракции надтепловых атомов водорода, образующихся за счет диссоциации H_2 , и сравнить с высотным распределением тепловых компонент нейтральной атмосферы. Высотный профиль числовой плотности надтепловых атомов водорода с кинетическими энергиями выше 1 эВ показан на верхней панели рис. 2 линией красного цвета, где также приведены распределения по высоте теплового атомного и молекулярного водорода, взятые из модели (Berezutsky и др., 2019). Расчеты показывают, что стационарная фракция надтепловых атомов водорода с энергиями выше 1 эВ формируется лишь в самых верхних слоях переходной области, где упругие столкновения надтепловых атомов происходят преимущественно с атомами атмосферного водорода, причем температура атмосферы здесь достаточно высока (см. среднюю панель рис. 2). Расчеты показывают, что температура и массовая скорость фракции надтепловых атомов водорода (линии красного цвета на средней и нижней панелях рис. 2) в несколько раз выше значений, характеризующих тепловую фракцию. Как следует из анализа энергетических спектров потоков, представленных на рис. 4, концентрация надтепловых атомов водорода за счет процессов диссоциации H_2 в не-

сколько раз выше концентрации атомов атмосферного водорода в области кинетических энергий больше 3 эВ.

Расчеты энергетических спектров восходящего потока надтепловых атомов водорода, представленные на рис. 4, показывают, что процессы диссоциации $\text{H}_2 \rightarrow \text{H}$ молекулярного водорода сопровождаются образованием и переносом в самые верхние слои переходной $\text{H}_2 \rightarrow \text{H}$ области верхней атмосферы экзопланеты GJ 436b движущихся вверх надтепловых атомов водорода с кинетическими энергиями выше локальной энергии убегания. Из расчетного энергетического спектра потока атомов водорода (линия красного цвета на нижней панели рис. 4), убегающих из атмосферы через верхнюю границу переходной области на высоте $\sim 1.84 \times R_p$ за счет процесса диссоциации H_2 , можно получить следующую оценку $3.0 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ величины числового потока убегания в направлении планета-звезда в условиях умеренного уровня звездной активности в рассматриваемом диапазоне ультрафиолетового излучения. Отметим, что это расчетное значение числового потока убегания надтепловых атомов водорода превышает значение $1.8 \times 10^{12} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$,

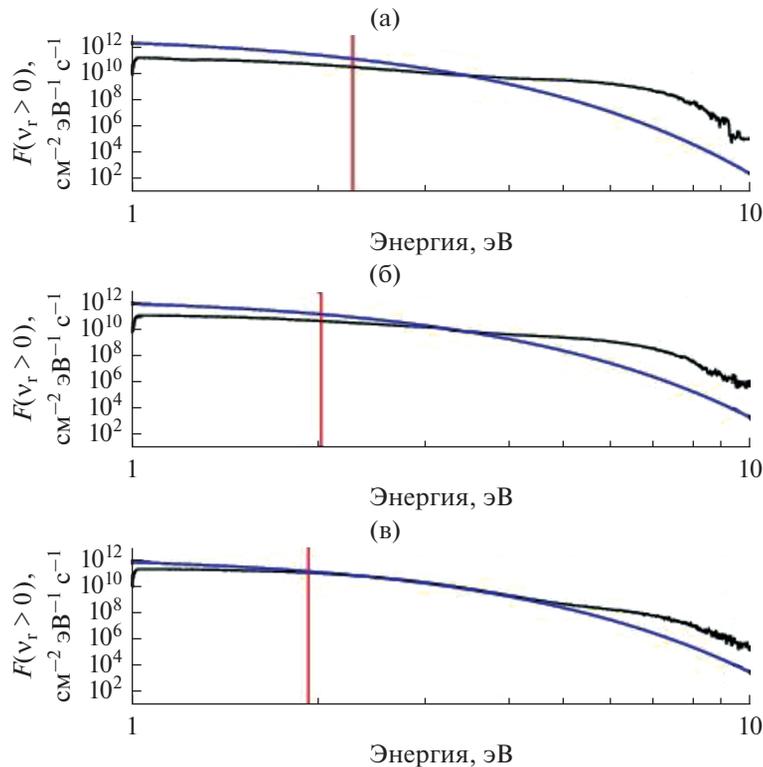


Рис. 4. Расчетные энергетические спектры потока движущихся вверх надтепловых атомов водорода на высотах $1.56 \times R_p$ (верхняя панель), $1.75 \times R_p$ (средняя панель) и $1.84 \times R_p$ (нижняя панель). Линиями синего цвета показаны потоки тепловых атомов H, рассчитанные для локально равновесного распределения атомарного водорода в соответствии с профилем температуры из модели (Berezutsky и др., 2019). Вертикальными красными линиями показаны энергии убегающих атомов водорода на приведенных высотах.

рассчитанное по формуле Джинса для потока убегающих тепловых атомов водорода (линия синего цвета на нижней панели рис. 4). Если усреднить данный расчетный поток по освещенной полусфере верхней атмосферы, то можно получить верхнюю оценку (так как не учитывался зенитный угол для излучения родительской звезды) скорости потери атмосферы за счет надтепловых атомов водорода, образующихся в процессах диссоциации H_2 , равной величине $7.8 \times 10^8 \text{ г с}^{-1}$, что близко к верхней границе полученных из наблюдений оценок возможной скорости потери атмосферы в диапазоне $\sim(3.7 \times 10^6 - 1.1 \times 10^9) \text{ г с}^{-1}$ (Kulow и др., 2014; Ehrenreich и др., 2015). Полученная в приведенных выше расчетах оценка скорости потери атмосферы экзопланетой GJ 436b может рассматриваться как среднее значение, так как расчеты проведены для условий умеренной звездной активности в УФ-излучении и для вероятностей преддиссоциации высоких возбужденных электронных уровней использовались минимальные значения 0.1 (Glass-Maujean, 1986; Glass-Maujean и др., 1986). Естественно, в условиях высокого уровня звездного УФ-излучения, а тем более в условиях звездной вспышки (Bisikalo и др., 2019), вклад процессов диссоциации H_2 жестким

УФ-излучением звезды и сопутствующим потоком фотоэлектронов в образование потока убегающих из атмосферы атомов водорода станет еще более существенным.

ОБСУЖДЕНИЕ И ВЫВОДЫ

Процессы диссоциации H_2 жестким ультрафиолетовым излучением родительской звезды и сопутствующим потоком фотоэлектронов являются важным источником надтепловых атомов водорода в протяженной верхней атмосфере экзопланеты GJ 436b, что приводит к формированию устойчивой фракции надтепловых атомов водорода. Одним из важных следствий данных процессов является образование нетеплового потока убегающих из атмосферы атомов водорода. Поток убегающих оценен величиной $3.0 \times 10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ для умеренного уровня звездной активности в УФ-излучении, что приводит к скорости потери атмосферы за счет процессов диссоциации H_2 равной $7.8 \times 10^8 \text{ г с}^{-1}$. Данные оценки попадают в интервалы как полученных из наблюдений оценок возможной скорости потери атмосферы экзопланеты GJ 436b в диапазоне $\sim(3.7 \times 10^6 - 1.1 \times$

$\times 10^9$) г с⁻¹ (Kulow и др., 2014; Ehrenreich и др., 2015), так и оценок в диапазоне в диапазоне значений $\sim(5.0 \times 10^8 - 5.0 \times 10^9)$ г с⁻¹, полученных в газодинамических моделях (Loyd и др., 2017; Berezutsky и др., 2019) и при моделировании траекторий частиц в работах (Bourrier и др., 2016; 2018; Vidotto, Bourrier, 2017). Возможные уточнения расчетных оценок скорости потери атмосферы ожидаются по мере поступления новых наблюдательных данных как о спектре потока УФ-излучения родительской звезды, так и новых наблюдений протяженной атмосферы планеты-транзита GJ 436b. Следовательно, данный источник надтепловых атомов водорода необходимо включить в современные астрономические модели физических и химических процессов в верхних атмосферах горячих экзопланет.

Представленная численная стохастическая модель кинетики переноса надтепловых атомов водорода в протяженной верхней атмосфере GJ 436b в последующих работах будут расширена за счет включения в рассмотрение процессов воздействия плазмы звездного ветра на корону планеты.

Исследование выполнено в рамках Проекта № 075-15-2020-780 “Теоретические и экспериментальные исследования формирования и эволюции внесолнечных планетных систем и характеристик экзопланет” Министерства науки и высшего образования РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Abgrall H., Roueff E., Liu X., Shemansky D.E. The Emission Continuum of Electron-excited Molecular Hydrogen // *Astrophys. J.* 1997. V. 481. P. 557–566.
- Ajello J.M., Kanik I., Ahmed S.M., Clarke J.T. Line profile of H Lyman α from dissociative excitation of H₂ with application to Jupiter // *J. Geophys. Res.* 1995. V. 100. P. 26411–26420.
- Berezutsky A.G., Shaikhislamov I.F., Miroshnichenko I.B., Rumenskikh M.S., Khodachenko M.L. Interaction of the Expanding Atmosphere with the Stellar Wind around Gliese 436b // *Sol. Syst. Res.* 2019. V. 53. P. 138–145.
- Bisikalo D.V., Kaygorodov P.V., Shematovich V.I. Exoplanets: Atmospheres of Hot Jupiters // *Oxford Research Encyclopedia of Planetary Science*. 2017. P. 103.
- Bisikalo D.V., Cherenkov A.A., Shematovich V.I., Fossati L., Moestl C. The Influence of a Stellar Flare on the Dynamical State of the Atmosphere of the Exoplanet HD 209458b // *Astron. Reports*. 2018. V. 62. P. 648–653.
- Bourrier V., Lecavelier des Etangs A., Ehrenreich D., Tanaka Y.A., Vidotto A.A. An evaporating planet in the wind: Stellar wind interactions with the radiatively braked exosphere of GJ 436b // *Astrophys. J.* 2016. V. 591. P. A121.
- Bourrier V., Lovis Ch., Beust H., Ehrenreich D., Henry G.W., Astudillo-Defru N., Allart R., Bonfils X., Segransan D., Delfosse X., Cegla H.M., Wyttenbach A., Heng K., Lavie B., Pepe F. Orbital misalignment of the Neptune-mass exoplanet GJ 436b with the spin of its cool star // *Nature*. 2018. V. 553. P. 477–480.
- Ehrenreich D., Bourrier V., Wheatley P.J., Lecavelier des Etangs A., Hebrard G., Udry S., Bonfils X., Delfosse X., Desert J.-M., Sing D.K., Vidal-Madjar A. A giant comet-like cloud of hydrogen escaping the warm Neptune-mass exoplanet GJ 436b // *Nature*. 2015. V. 522. P. 459–461.
- Fox J.L., Galand M.I., Johnson R.E. Energy Deposition in Planetary Atmospheres by Charged Particles and Solar Photons // *Space Sci. Rev.* 2008. V. 139. P. 3–62.
- Glass-Maujean M. Photodissociation of doubly excited states of H₂, HD, and D₂ // *J. Chem. Phys.* 1986. V. 85. P. 4830–4834.
- Glass-Maujean M., Guyon P.M., Breton J. Photodissociation into H(1S) + H(n = 2) atoms: Total and partial dissociation cross sections and relative importance of dissociation and predissociation // *Physical Rev. A*. 1986. V. 33. P. 346–350.
- Glass-Maujean M., Jungen Ch., Schmoranzner H., Knie A., Haar I., Hentges R., Kielich W., Jänkälä K., Ehresmann A. The absolute cross section of the Fluorescence, Dissociation, and Ionization of H₂ super excited states // *J. Physics: Conf. Ser.* 2012. V. 388. Article id. 022045.
- Hodges R.R., Jr., Breig E.L. Ionosphere-exosphere coupling through charge exchange and momentum transfer in hydrogen-proton collisions // *J. Geophys. Res.* 1991. V. 96. P. 7697–7708.
- Huebner W.F., Keady J.J., Lyon S.P. Solar Photo Rates for Planetary Atmospheres and Atmospheric Pollutants // *Astrophys. Planet Sci. Suppl.* 1992. V. 195. P. 1–294.
- Krstic P.S., Schultz D.R. Elastic and vibrationally inelastic slow collisions: H + H₂, H⁺ + H₂ // *J. Physics B Atomic Molecular Physics*. 1999a. V. 32. P. 2415–2431.
- Krstic P.S., Schultz D.R. Consistent definitions for, and relationships among, cross sections for elastic scattering of hydrogen ions, atoms, and molecules // *Phys. Rev. A*. 1999b. V. 60. P. 2118–2130.
- Kulow J.R., France K., Linsky J., Loyd R.O. Parke. Ly α Transit Spectroscopy and the Neutral Hydrogen Tail of the Hot Neptune GJ 436b // *Astrophys. J.* 2014. V. 786. P. 132.
- Lammer H., Selsis F., Ribas I., Guinan E.F., Bauer S.J., Weiss W.W. Atmospheric Loss of Exoplanets Resulting from Stellar X-Ray and Extreme-Ultraviolet Heating // *Astrophys. J. Lett.* 2003. V. 598. P. L121–L124.
- Lavie B., Ehrenreich D., Bourrier V., Lecavelier des Etangs A., Vidal-Madjar A., Delfosse X., Gracia Berna A., Heng K., Thomas N., Udry S., Wheatley P.J. The long egress of GJ 436b's giant exosphere // *aap*. 2017. V. 605. P. L7.
- Loyd R.O. Parke, Koskinen T.T., France K., Schneider Ch., Redfield S. Ultraviolet CII and SiIII Transit Spectroscopy and Modeling of the Evaporating Atmosphere of GJ436b // *Astrophys. J.* 2017. V. 834. P. L17.
- Massol H., Hamano K., Tian F., Ikoma M., Abe Y., Chassefiere E., Davaille A., Genda H., Guedel M., Hori Y., Leblanc F., Marcq E., Sarda P., Shematovich V.I., Stoekl A., Lammer H. Formation and Evolution of Protoatmospheres // *Space Sci. Rev.* 2016. V. 205. P. 153–211.
- Owen J.E. Atmospheric Escape and the Evolution of Close-In Exoplanets // *Ann. Rev. Earth and Planet. Sci.* 2019. V. 47. P. 67–90.

- Shematovich V.I.* Stochastic Models of Hot Planetary and Satellite Coronas // *Sol. Syst. Res.* 2004. V. 38. P. 28–38.
- Shematovich V.I.* Suprathermal hydrogen produced by the dissociation of molecular hydrogen in the extended atmosphere of exoplanet HD 209458b // *Sol. Syst. Res.* 2010. V. 44. P. 96–103.
- Shematovich V.I.* Suprathermal particles in astrochemistry // *Russian Chemical Rev.* 2019. V. 88. P. 1013–1045.
- Shematovich V.I., Marov M.Ya.* Escape of planetary atmospheres: physical processes and numerical models // *Physics Uspekhi.* 2018. V. 61. P. 217.
- Shematovich V.I., Bisikalo D.V., Ionov D.E.* Suprathermal Particles in XUV-Heated and Extended Exoplanetary Upper Atmospheres // *Characterizing Stellar and Exoplanetary Environments* / Ed. Lammer H., Koldachenko M. // *Astrophys. and Space Sci. Library.* 2015. V. 411. P. 105.
- Shematovich V.I., Bisikalo D.V., Gerard J.-C., Cox C., Bougher S.W., Leblanc F.* Monte Carlo model of electron transport for the calculation of Mars day-glow emissions // *J. Geophys. Res.: Planets.* 2008. V. 113. H. E02011.
- Vidotto A.A., Bourrier V.* Exoplanets as probes of the winds of host stars: the case of the M dwarf GJ 436 // *Mon. Notic. Ray. Astron. Sci.* 2017. V. 470. P. 4026–4033.
- Youngblood A., France K., Loyd R.O. Parke, Linsky J., Redfield S., Schneider P.Ch., Wood B.E., Brown A., Froning C., Miguel Y., Rugheimer S., Walkowicz L.* The MUSCLES Treasury Survey. II. Intrinsic Ly α and Extreme Ultraviolet Spectra of K and M Dwarfs with Exoplanets // *Astrophys. J.* 2016. V. 824. P. 101.