

КИНЕТИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ВОЗДЕЙСТВИЯ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА НА ПРОТЯЖЕННУЮ ВОДОРОДНУЮ АТМОСФЕРУ ЭКЗОПЛАНЕТЫ π Men c

© 2023 г. А. А. Автаева^{1,*}, В. И. Шематович¹

¹Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: nastyaavt@inasan.ru

Поступила в редакцию 27.07.2023 г.

После доработки 28.08.2023 г.

Принята к публикации 28.08.2023 г.

В данной работе выполнено расширение кинетической модели аэрономии верхней атмосферы экзопланеты за счет включения процессов воздействия плазмы звездного ветра на протяженную водородную корону горячего суб-нептуна. Для этого были использованы разработанные ранее кинетические модели Монте-Карло для исследования высыпания протонов и атомов водорода с высокими энергиями в планетные атмосферы. Кинетическая модель адаптирована к верхним атмосферам горячих суб-нептунов, что позволило провести расчеты скорости поглощения энергии плазмы звездного ветра в планетной короне и уточнить оценки скорости нетепловой потери атмосферы за счет воздействия звездного ветра родительской звезды. Проведенные расчеты для горячего суб-нептуна π Men c показали, что энергия проникающего в атмосферу потока энергетических нейтральных атомов водорода (ЭНА Н), образующегося при перезарядке протонов звездного ветра с тепловыми атомами водородной короны, преимущественно идет на нагрев водородной короны горячей экзопланеты.

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

DOI: 10.31857/S000462992310002X, **EDN:** SSGKWV

1. ВВЕДЕНИЕ

Суб-нептуны — это планеты, занимающие промежуточное положение по размеру между Землей и Нептуном, и являются наиболее распространенным типом планет, обнаруженным в ходе исследований экзопланет за последнюю четверть века (например, [1]). Для некоторых из этих планет часто используется термин “горячие суб-нептуны”, поскольку обычно их периоды обращения менее 100 дней, т.е., они вращаются на низких орбитах, и, соответственно, верхние атмосферы этих планет подвержены воздействию высоких потоков жесткого излучения звезды и звездного ветра и сильно нагреваются. Два преобладающих механизма, которые призваны объяснить потерю первичных газовых оболочек суб-нептунов на их эволюционном пути, — это фотоиспарение из-за высокого потока энергии жесткого излучения родительской звезды [2, 3] и потеря атмосферы за счет энергии ядра [4], выделяющейся во время его остывания, когда светимость от горячего ядра подстилающей планеты подпитывает нагрев оболочки планеты, что приводит к потере атмосферы [4]. Эти два механизма имеют

схожую физическую основу: нагрев верхних слоев атмосферы планеты вызывает гидродинамический отток, похожий на звездный ветер Паркера, что приводит к потере массы атмосферы.

В распределении экзопланет по радиусу наблюдается так называемое деление по радиусу, находящееся в области 2 радиусов Земли [5], которое разделяет типы атмосфер экзопланет: планеты с большими радиусами (суб-нептуны) имеют первичную водородно-гелиевую оболочку, в то время как планеты с меньшими радиусами (супер-земли) имеют вторичную атмосферу с содержанием тяжелых элементов. Считается, что деление по радиусу является переходной стадией, на которой суб-нептуны теряют оболочку под воздействием излучения от родительской звезды. Оставшееся ядро переходит в разряд каменных экзопланет, у которых из-за внутренних процессов происходит испарение летучих из недр планеты и образуется вторичная атмосфера с содержанием более тяжелых атомов и молекул, таких как O , H_2O , CH_4 , NH_3 , N_2 , O_2 , CO_2 и др. В настоящее время активно ведутся работы по моделированию тепловых потерь первичных атмосфер горячих

суб-нептунов и супер-земель, включая режим гидродинамического оттока атмосферного газа (см., например, недавние обзоры таких исследований — [6, 7]). Проведенные ранее исследования показали, что горячие юпитеры и нептуны хотя и теряют атмосферу в режиме гидродинамического оттока, однако темпы потери массы атмосферы недостаточно высоки, чтобы повлиять на их эволюцию [8]. Однако для планет с меньшей массой, таких как суб-нептуны, тепловые и нетепловые процессы потери атмосферы управляют их эволюцией, приводя к формированию особенностей в демографии экзопланет, таких, например, как выявленная в наблюдениях космического телескопа Кеплер бимодальность в распределении горячих суб-нептунов по радиусу с относительным дефицитом планет между 1.5 и 2.0 радиусов Земли, так называемое деление по радиусу [5, 9]. Прямые наблюдательные признаки убегания из атмосферы были обнаружены в спектроскопических данных при просвечивании прохождений по диску звезды нескольких планет, таких, как горячие юпитеры HD209458b [10] и HD189733b [11], горячие нептуны GJ436b [12], GJ3470b [13] и некоторые другие. Эти наблюдения часто проводятся в режиме прямой видимости, когда поглощение является следствием того, что нейтральный водород покидает планету из-за оттока, генерируемого высокоэнергетическим излучением родительской звезды.

В подавляющем большинстве проводимых исследований эволюции атмосфер горячих суб-нептунов внимание уделялось лишь тепловым процессам потери атмосферы (см., например, аэрономические модели из работ [14, 15]). Нетепловые процессы потери атмосферы обычно не включаются в аэрономические модели, так как для их рассмотрения требуется привлечение методов неравновесной кинетики, что является сложной математической проблемой (см., например, [16]). В наших предыдущих исследованиях нетепловых потерь атмосфер горячих суб-нептунов — GJ 436b [17], GJ 3470b [18]; Pi Men c [19], — было установлено, что нетепловые потери атмосферы за счет экзотермической фотохимии могут быть сравнимы со скоростями тепловых потерь в условиях спокойной родительской звезды и эти процессы должны быть включены в аэрономические модели верхних атмосфер суб-нептунов.

Важным следующим шагом в создании аэрономической модели верхней атмосферы горячей суб-нептуна представляется необходимость учесть нетепловые потери за счет воздействия плазмы звездного ветра на протяженную верхнюю атмосферу горячей экзопланеты. Действительно, как только планетная атмосфера расширяется за счет нагрева жестким УФ излучением родительской звезды, она взаимодействует со звездным ветром, который формирует геометрию

газовой оболочки горячей планеты [8]. Это взаимодействие может создавать различные структуры в убегающей атмосфере, такие как кометоподобный хвост, тянущийся за планетой, и поток вещества, распространяющийся по направлению к звезде. Размер и присутствие этих структур зависят от нескольких ключевых свойств системы, таких как орбитальная скорость, давление звездного ветра и приливные силы, создаваемые звездой [20–23]. Например, при слабом звездном ветре и сильных приливных силах может быть создан поток планетного вещества по направлению к звезде. Если звездный ветер силен, ориентация кометоподобного хвоста может стать более согласованной с линией звезда-планета. Эти различные структуры могут быть обнаружены в линии водорода Ly- α , поскольку они содержат значительную часть нейтрального водорода. Поскольку эти структуры не являются сферически симметричными, они вызывают асимметрию на транзитной кривой проходящего света звезды (например, раннее попадание или позднее исчезновение), а также влияют на профиль линии (большее поглощение в синих и/или красных крыльях линии) (см., например, [24]).

В данной статье представлены первые кинетические расчеты воздействия плазмы звездного ветра на атмосферу горячей суб-нептуна π Men c, для которого недавно были выполнены кинетические расчеты темпа нетепловой потери атмосферы за счет реакций экзотермической фотохимии [19]. Для исследования на молекулярном уровне авроральных явлений в верхних атмосферах планет земного типа разработан кинетический подход к изучению процессов высыпания заряженных и нейтральных частиц с высокими энергиями из звездного ветра и/или магнитосферы в верхние слои атмосферы [25, 26]. Для этого использована кинетическая модель Монте-Карло для переноса протонов и атомов водорода в верхних атмосферах планет земного типа, в которой решаются кинетические уравнения Больцмана для проникающих в атмосферу заряженных и нейтральных частиц с высокими энергиями с учетом как планетных, так и индуцированных солнечным/звездным ветром магнитных полей.

Выбранная объектом исследований в данной статье планета π Men c находится на низкой орбите (расстояние 0.067 а.е.) по отношению к родительской звезде π Men. Звезда π Men принадлежит к классу G0 V и считается яркой и спокойной. Эта звезда солнечного типа, но моложе (~3 млрд. лет [27]) Солнца, что позволяет предположить более высокую активность звезды и значительный поток звездного ветра в направлении экзопланеты. Наблюдения на КТ HST (Hubble Space Telescope) (см. [28, 29]) показали наличие у горячей экзопланеты π Men c протяженной атмосферы. Данная экзопланета имеет параметры

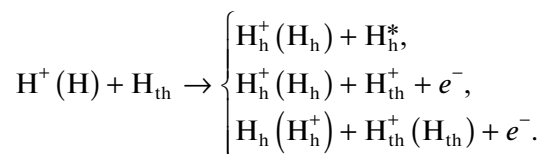
радиуса $R_p = (2.06 \pm 0.03)R_{\text{Earth}}$ и массы $M_p = (4.52 \pm 0.81)M_{\text{Earth}}$, и средней плотности $2.82 \pm 0.53 \text{ г см}^{-3}$, что позволяет отнести эту экзопланету к классу горячих суб-нептунов. Из оценок объемной плотности предполагается, что планета π Мен с в состоянии удерживать значительную атмосферу. Радиус экзопланеты не позволяет точно сказать, какой тип атмосферы у данной экзопланеты. В наблюдениях спектрографа STIS на борту КТ HST [29] была выполнена трансмиссионная спектроскопия в линии H I Ly α верхней атмосферы экзопланеты, однако поглощение в этой линии не было обнаружено. Эти наблюдения предварительно можно объяснить тем обстоятельством [29], что планеты со средней плотностью $\leq 2 \text{ г см}^{-3}$ (и, вероятно, с атмосферами с преобладанием содержания водорода) приводят к поглощению в линии H I Ly α , а планеты с плотностью $\geq 3 \text{ г см}^{-3}$ (и вероятно, с атмосферами с преобладанием содержания более тяжелых молекул) уже не приводят к измеримому поглощению.

Раннее истечение из атмосферы для данной экзопланеты рассматривалось с разных сторон: тепловое убегание вещества за счет гидродинамического оттока [29, 30], нетепловое истечение вещества из-за фотохимии под действием жесткого излучения родительской звезды [19]. Большинство ранних исследований базируется исключительно на тепловых процессах убегания атмосферы, при этом нетепловые процессы потери атмосферы не принимаются во внимание, хотя, как показано в исследовании [19], нетепловые процессы, вызванные экзотермической фотохимией, сопоставимы с тепловыми процессами по вкладу в потерю атмосферы для экзопланеты π Мен с. В наших предыдущих исследованиях учитывался лишь вклад от нетепловых процессов, инициируемых действием жесткого излучения родительской звезды. В данном исследовании рассмотрен и оценен дополнительный вклад в убегание атмосферы за счет воздействия звездного ветра, а именно переноса импульса и энергии в столкновениях частиц звездного ветра с высокими энергиями с атмосферными атомами и молекулами.

2. ОБРАЗОВАНИЕ АТОМОВ ВОДОРОДА С ВЫСОКИМИ КИНЕТИЧЕСКИМИ ЭНЕРГИЯМИ (ЭНА Н) ПРИ ПЕРЕЗАРЯДКЕ ПРОТОНОВ ЗВЕЗДНОГО ВЕТРА В ЭКЗОСФЕРЕ ПЛАНЕТЫ π Мен с

Протоны звездного ветра могут проникать достаточно глубоко в верхнюю атмосферу планет, например, для Марса с помощью анализатора ионов солнечного ветра (SWIA) на борту КА MAVEN было обнаружено присутствие протонов солнечного ветра на высотах 150–250 км от поверхности [31]. При этом протоны звездного вет-

ра могут активно взаимодействовать с атмосферным газом и передавать часть своей энергии частицам окружающего атмосферного газа, образуя новые частицы с высокими энергиями в окружающем газе. Взаимодействия выпадающих энергичных протонов звездного ветра с основными атмосферными компонентами, в нашем случае, с водородом, включают перенос импульса и энергии в упругих и неупругих столкновениях, ионизацию атмосферных молекул и атомов, а также столкновения с переносом заряда и захватом электрона. Энергичные атомы водорода, образующиеся с высокими кинетическими энергиями в процессах перезарядки протонов с атмосферными компонентами, также в дальнейшем взаимодействуют с основными компонентами атмосферы, что сопровождается переносом импульса и кинетической энергии в упругих и неупругих столкновениях и процессах ионизации и отрыва электрона (т.е., ионизацией ударяющегося атома водорода). Перечисленные столкновительные процессы, описывающие проникновение потока энергичных частиц звездного ветра H^+ и H в атмосферу экзопланеты, могут быть записаны как:



Представленные в левой части уравнения, частицы звездного ветра $\text{H}^+ (\text{H})$ взаимодействуют с тепловыми компонентами атмосферы, например, атомарным водородом, образуя вторичные быстрые атомы водорода H_{h} и протоны H_{h}^+ . Эти частицы, образующиеся в реакциях перезарядки и отрыва электрона, также участвуют в перечисленном выше наборе реакций при ударном взаимодействии с атмосферой. Следовательно, взаимодействие выпадающих потоков протонов с основными нейтральными компонентами атмосферного газа следует рассматривать как каскадный процесс, который сопровождается образованием нарастающего количества поступательно и внутренне возбужденных частиц H_{h}^* окружающего атмосферного газа.

Одним из последствий проникновения выпадающего потока частиц звездного ветра H^+/H с высокими энергиями в верхние слои атмосферы экзопланеты является перезарядка протонов звездного ветра H^+ с атомами водорода в короне планеты (см. рис. 1) — определенная часть протонов воздействующего звездного ветра может получить электрон и стать энергетически нейтральными атомами водорода (ЭНА Н) в процессе:



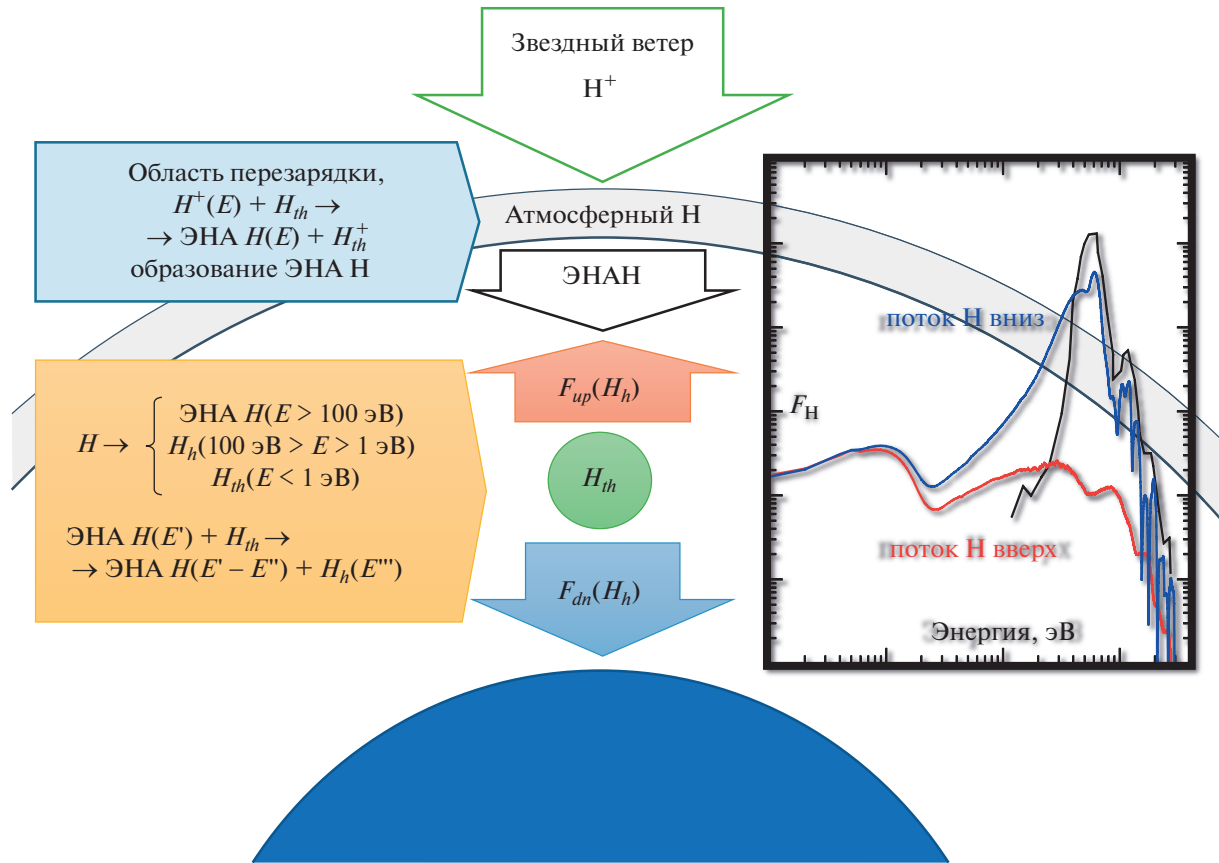
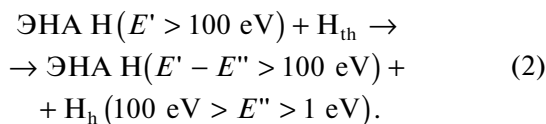


Рис. 1. Схематичное представление воздействия ЗВ на протяженную верхнюю атмосферу горячей экзопланеты. Показаны: область перезарядки (выделена серым цветом на рисунке) протонов ЗВ с атомами водородной короны, где происходит образование потока атомов водорода с высокими энергиями (ЭНА Н) — формула перезарядки и образования ЭНА Н представлена на голубом поле. Далее показано взаимодействие потока ЭНА Н с водородной атмосферой экзопланеты (формула взаимодействия представлена на желтом поле), в результате которого образуются направленные вверх (красная стрелка и красная линия на правой вставке) и вниз (синяя стрелка и синяя линия на правой вставке) потоки надтепловых атомов водорода. В водородной атмосфере горячей экзопланеты присутствуют три фракции атомарного водорода (желтое поле): 1) тепловые атмосферные атомы водорода ($E < 1$ эВ), 2) надтепловые атомы ($1 \text{ эВ} < E < 100 \text{ эВ}$), образующиеся за счет воздействия ЭНА Н на атмосферный газ и 3) сверхтепловые или ЭНА Н ($E > 100 \text{ эВ}$), то есть атомы водорода за счет перезарядки протонов звездного ветра с тепловыми атомами протяженной короны. Правая панель представляет схему расчетного спектра энергии восходящего (красная линия) и нисходящего (синяя линия) потока атомов водорода с высокими энергиями на высоте, близкой к верхней границе исследуемой области. Черная линия представляет собой спектр выпадающего в исследуемую область потока ЭНА Н.

Новые ЭНА Н в отличие от протонов ЗВ свободно проникают через границу собственной или индуцированной магнитосферы экзопланеты и попадают в более плотные области нейтральной атмосферы, где взаимодействуют с нейтральными компонентами атмосферы, в случае экзопланеты π Меп с — с нейтральными тепловыми атомами водорода, образуя надтепловые атомы водорода H_h при передаче импульса в упругих и неупругих столкновениях с атмосферным водородом H_{th} :



Свежие надтепловые атомы водорода теряют свою избыточную кинетическую энергию в столкновениях с другими частицами атмосферы и распространяются в переходной области между термосферой и экзосферой [32, 33]. Кинетика и перенос как ЭНА Н, так и надтепловых атомов водорода описываются кинетическими уравнениями Больцмана:

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} f_{\text{ЭНА Н}} + \mathbf{s} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_{\text{ЭНА Н}} &= \\ = Q_{\text{ЭНА Н}}(\mathbf{v}) + J_{\text{mt}}(f_{\text{ЭНА Н}}, f_{H_{th}}), & \quad (3) \\ \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} f_{H_h} + \mathbf{s} \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_{H_h} &= Q_{H_h}(\mathbf{v}) + J_{\text{mt}}(f_{H_h}, f_{H_{th}}), \end{aligned}$$

где $f_{H_h}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$, $f_{ЭНА Н}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ и $f_{H_{th}}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ являются функциями распределения по скоростям для горячих атомов водорода, ЭНА Н и компонентов окружающего атмосферного газа — теплового атмосферного водорода соответственно. Левая часть кинетического уравнения описывает перенос надтепловых атомов водорода в планетном гравитационном поле $\mathbf{s}$. В правой части кинетического уравнения функция $Q_{H_h}(\mathbf{v})$ описывает скорость образования надтепловых атомов водорода в упругих и неупругих столкновениях потока частиц ЭНА Н с атомами атмосферного водорода. $Q_{ЭНА Н}(\mathbf{v})$ — задается на верхней границе исследуемой области, с помощью спектра звездного ветра. Интегралы столкновений $J_{mt}(f_{ЭНА Н}, f_{H_{th}})$ и $J_{mt}(f_{H_h}, f_{H_{th}})$ для упругого и неупругого рассеяния ЭНА Н и горячих атомов водорода, соответственно, в столкновениях с окружающим атмосферным газом записывается в стандартной форме [32, 33]. Предполагается, что атмосферный газ характеризуется локальной функцией Максвелла распределения по скоростям.

3. ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ОБРАЗОВАНИЯ, КИНЕТИКИ И ПЕРЕНОСА ЭНА Н И НАДТЕПЛОВЫХ АТОМОВ ВОДОРОДА В АТМОСФЕРЕ ЭКЗОПЛАНЕТЫ π Мен с

Кинетический метод Монте-Карло является эффективным инструментом для изучения сложных кинетических систем в стохастическом приближении [16, 32]. Детали алгоритмической реализации численной модели были приведены ранее [33]. Суть кинетического метода Монте-Карло состоит в генерировании множества траекторий для состояния исследуемой физической системы, которые отвечают столкновениям и переносу над- и сверхтепловых (ЭНА Н) атомов водорода в переходной области верхней атмосферы экзопланеты π Мен с.

При численной реализации модели кинетики потока атомов водорода с высокими энергиями — ЭНА Н, образующихся из плазмы звездного ветра при перезарядке в водородной короне горячей экзопланеты, накапливается статистика о столкновениях (2), сопровождающихся образованием свежих надтепловых атомов водорода, и на ее основе определяется функция источника $Q_{H_h}(E): H(E) + H_{th} \rightarrow H(E' < E) + H_h(E'' = E - E')$, где E и E' — кинетические энергии ЭНА Н до и после столкновения. Данная функция задает скорость образования надтепловых атомов водорода при высыпании ЭНА Н и используется в качестве входных данных для кинетической модели (3) термализации и переноса горячих атомов водорода в переходной области. Выходные данные кинетической модели — это функции распреде-

ления атомов водорода по кинетической энергии и энергетические спектры направленного вверх потока горячих атомов водорода в исследуемой переходной области атмосферы экзопланеты π Мен с.

В изучаемой области атмосферы экзопланеты через верхнюю границу проникают ЭНА Н, образующиеся при перезарядке протонов звездного ветра в протяженной водородной короне планеты, простирающейся примерно на расстояния до $18R_p$ от центра экзопланеты [30]. Поскольку вид истинного спектра потока протонов в ветре от звезды π Мен не известен, был взят спектр потока протонов от Солнца, измеренный КА MAVEN у Марса при низком уровне солнечной активности [31]. Данный спектр был перенормирован на большую полуось экзопланеты π Мен с, равную 0.067 а.е., и принималась эффективность перезарядки не более чем 10% (см., например, [26, 34]). Исползованному в расчетах энергетическому спектру отвечают следующие параметры звездного ветра: скорость частиц на орбите планеты 326 км/с; средняя кинетическая энергия частиц 559 эВ; энергетический поток частиц звездного ветра до входа в атмосферу равен 328 эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. С учетом эффективности перезарядки в исследуемую область входит поток энергии ЭНА Н, равный 32.7 эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$. Исползованный в расчетах энергетический спектр ЭНА Н, проникающих через верхнюю границу исследуемой области верхней атмосферы экзопланеты π Мен с, показан на рис. 2 и 3 кривыми черного цвета.

Поскольку рассчитывается популяция надтепловых атомов водорода в верхних слоях атмосферы экзопланеты π Мен с, то нижний предел энергии надтепловых атомов в модели взят как 1 эВ, при этом температура окружающего газа равна ~ 0.4 эВ. Рассматривается область экзопланетной атмосферы от $4.0R_p$ до $8.6R_p$ (см. рис. 5). В качестве нижней границы выбирается относительно плотная термосфера, где горячие частицы быстро теряют избыточную кинетическую энергию при столкновениях с тепловыми молекулами окружающего атмосферного газа.

Вместо прямого решения сложного интегродифференциального кинетического уравнения Больцмана используется метод численного стохастического моделирования подобных кинетических систем [33]. Так как численная модель отвечает микроскопическому уровню описания состояния газа в планетной атмосфере, за характерные масштабы времени и пространства принимаются локальные средние время и длина свободного пробега горячих частиц у нижней границы переходной области, где окружающий атмосферный газ более плотный. В каждой из ячеек атмосферный газ, состоящий из атомов Н, представлен модельными частицами с концен-

трацией и температурой, заданными в соответствии с результатами расчетов аэрономической модели [30]. Согласно физической модели, в каждой из ячеек рождаются модельные частицы, действующие как источники надтепловых атомов водорода в процессе (2); они движутся в гравитационном поле планеты и производят вторичные надтепловые атомы водорода при столкновениях с атмосферным газом. Поскольку моделирование выполняется на молекулярном уровне, накапливается подробная статистика пространственного распределения надтепловых атомов водорода по скоростям (кинетическим энергиям) и энергетическим спектрам потоков частиц, заполняющих горячую водородную корону, а также частиц, выходящих из атмосферы экзопланеты π Мен с.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Верхняя граница исследуемой области атмосферы планеты π Мен с находится значительно ниже положения точки Лагранжа L1, расположенной на расстоянии $\sim 13.3R_p$ от центра планеты для системы планета — родительская звезда. Соответственно, гравитационное влияние звезды на траектории атомов водорода не учитывалось при расчетах. Весь расчетный интервал высот был разбит на ячейки размером порядка 200 км, что сравнимо с длиной свободного пробега атомов водорода на нижней границе области ($4R_p$). В данных расчетах использовалось приближение первичной водородной атмосферы. Концентрация молекулярного теплового водорода ($E < 1$ эВ) убывает с удалением от поверхности планеты в исследуемой области (можно увидеть на рис. 4 синяя линия — концентрация представлена с коэффициентом 0.01): концентрация атомарного водорода $\sim 4 \times 10^7 \text{ см}^{-3}$ в начале исследуемой области (на нижней границе — $4R_p$) и падает до $\sim 3 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ на верхней границе ($8.6R_p$), данная фракция водорода [30] имеет температуру, неравномерно возрастающую с удалением от поверхности в пределах исследуемой области от ~ 4000 К до ~ 6500 К, и в наших расчетах для всего диапазона использовалось среднее значение температуры, соответствующее 0.4 эВ. У тепловой фракции атмосферного атомарного водорода приоритетного направления движения в области исследований не наблюдается, поэтому и изменение параметров движения и температуры данной фракции водорода отсутствует и массовые скорости атмосферного газа близки к нулю.

В ходе процессов, происходящих в области перезарядки, находящейся во внешних областях короны (см. область серого цвета на рис. 1), происходит образование ЭНА Н ($E > 100$ эВ, формула (1)) при перезарядке с протонами звездного ветра. В данном исследовании на верхней грани-

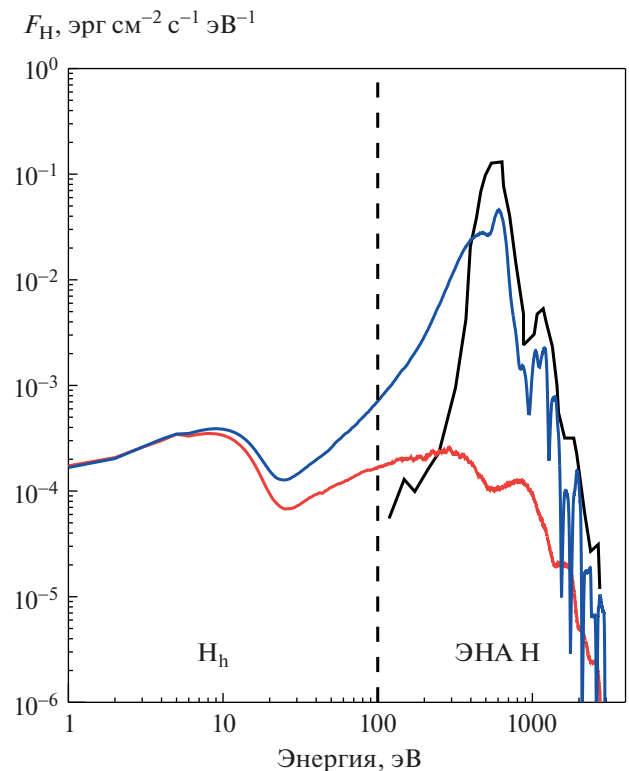


Рис. 2. Представлены расчетные энергетические спектры потоков надтепловых атомов водорода ($1 \text{ эВ} < E < 100 \text{ эВ}$) и ЭНА Н ($E > 100 \text{ эВ}$) на расстоянии $8.0R_p$ от центра экзопланеты π Мен с. Синим представлен нисходящий поток энергии атомов водорода, красным — восходящий.

це задается постоянный поток движущихся вниз ЭНА Н с энергетическим спектром, соответствующим спектру протонов ЗВ с коэффициентом 0.1 (представлен на рис. 2 черной линией). Эти атомы водорода с высокими энергиями, проникая в верхние слои атмосферы, обмениваются энергией с атомами атмосферного газа в ходе процесса (2) и образуют фракцию надтепловых атомов водорода ($1 \text{ эВ} < E < 100 \text{ эВ}$). На рис. 2 представлены энергетические спектры надтепловых и сверхтепловых атомов водорода для двух фракций: синяя линия — для частиц, движущихся вниз, и красная линия — для частиц, движущихся вверх. Суммарные численные потоки на представленной высоте равны: вниз — $1.8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, вверх — $8.6 \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. Суммарный энергетический поток надтепловых и сверхтепловых атомов водорода вниз на высоте — $8.0R_p$ от центра экзопланеты — равен $13.2 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, а числовой — $1.8 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, что составляет 40% от входящего потока энергии ЭНА Н равной $32.7 \text{ эрг см}^{-2} \text{ с}^{-1}$ на верхней границе области исследований (черная линия на рис. 2 соответствует спектру входящего на высоте $8.6R_p$ потока ЭНА Н).

Таблица 1. Изменение суммарного потока надтепловых и сверхтепловых атомов водорода в протяженной верхней атмосфере горячей планеты π Мен с. Представлены следующие значения для разных расстояний от центра планеты. Столбцы: (а) расстояние от центра планеты, в радиусах планеты R_p ; (б) суммарный нисходящий поток энергии атомов водорода с высокими энергиями (надтепловых H_h и сверхтепловых ЭНА Н); (в) суммарный нисходящий поток атомов водорода с высокими энергиями; (г) остаток потока энергии ЭНА Н, проникающих через верхнюю границу исследуемой области, по мере прохождения через исследуемую область; (д) суммарный восходящий поток энергии атомов водорода с высокими энергиями; (е) суммарный восходящий поток атомов водорода с высокими энергиями; (ж) отраженная часть потока энергии ЭНА Н, проникающих через верхнюю границу исследуемой области, по мере прохождения через исследуемую область

(а), [R_p]	(б), [$\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$]	(в), [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$]	(г), %	(д), [$\text{эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$]	(е), [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$]	(ж), %
4	1.9×10^{-2}	1.9×10^7	0.06	1.1×10^{-4}	3.5×10^5	4.4×10^{-4}
5	0.11	1.1×10^8	0.34	1.7×10^{-3}	3.2×10^6	5.2×10^{-3}
6	0.42	6.5×10^8	1.28	8.3×10^{-3}	2.9×10^7	0.03
7	3.40	6.6×10^9	10.4	3.9×10^{-2}	2.8×10^8	0.12
8	13.2	1.8×10^{10}	40.4	0.18	8.6×10^8	0.55
8.5	19.4	2.1×10^{10}	59.3	0.57	1.3×10^9	1.74
8.6	28.1	2.9×10^{10}	85.9	0.76	1.5×10^9	2.32

Значит на расстоянии $0.6R_p$ от верхней границы 60% энергии было погашено за счет процесса (2). При этом часть энергии отразилась, на заданной высоте ($8.0R_p$) вверх движется поток частиц, равный $8.6 \times 10^8 \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$, соответствующий энергетическому потоку $0.2 \text{ эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$, этот поток включает в себя все частицы, отраженные из области исследований с $4R_p$ по $8R_p$. Через ячейку, находящуюся на высоте $8R_p$, проходит вверх поток частиц с суммарной энергией, составляющей 0.6% от энергии, привносимой ЭНА Н в область исследования. Вертикальная штрихованная линия на рис. 2 разделяет спектры для разных фракций атомов водорода: надтепловых атомов водорода ($1 \text{ эВ} < E < 100 \text{ эВ}$) и ЭНА Н ($E > 100 \text{ эВ}$).

На рис. 3 представлено изменение с высотой энергетических и числовых спектров потока над- и сверхтепловых атомов водорода. Поток ЭНА Н, движущийся вниз, по мере прохождения вглубь исследуемой области уменьшается, и его энергетический спектр все меньше похож на спектр входящего потока ЭНА Н — значения суммарного потока (атомов и энергии) для нескольких ключевых высот исследуемой области подробно представлены в табл. 1, в которой прослеживается изменение абсолютных и относительных величин суммарных энергетических (столбцы (б) и (д)) и числовых (столбцы (в) и (е)) потоков атомов водорода с энергиями выше 1 эВ. В исследуемую область входит поток ЭНА Н, созданный под воздействием ЗВ, равный $3.5 \times 10^{10} \text{ см}^{-2} \text{с}^{-1}$, с общей энергией — $32.7 \text{ эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$. К $8R_p$ остается всего 40% энергии (что соответствует суммарному энергетическому потоку в $13.2 \text{ эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$) от начального потока энергии ЭНА Н, остальная энергия или рассеивается (большая часть), или отражается (меньшая часть, по приведенной ин-

формации в столбце (ж) — несколько процентов) и составляет восходящий поток, к $7R_p$ остается только 10% энергии ($3.4 \text{ эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$) от изначального потока или 25% от нисходящего потока на $8R_p$, еще через расстояние, равное $1R_p$, т.е. к $6R_p$ остается 1.2% энергии ($0.4 \text{ эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$) от входящего в исследуемую область потока и 12% от потока на $7R_p$. Как показано в табл. 1 (столбец (г)), практически вся энергия входящего потока ЭНА Н к нижней границе исследуемой области передается тепловой фракции атмосферы или отразилась (2.3% от входящего потока) и перешла в восходящий поток атомов водорода с высокими энергиями. Отраженный атмосферой поток надтепловых и сверхтепловых атомов водорода, с энергиями выше энергии убегания, представлен в табл. 1 столбцом (ж). Отраженный поток возрастает с высотой: на $5R_p$ — всего $6.1 \times 10^{-3}\%$ от входящего потока ($0.002 \text{ эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$), к $7R_p$ уже 0.12% ($0.04 \text{ эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$), к $8R_p$ — 0.6% ($0.2 \text{ эрг см}^{-2} \text{с}^{-1}$) и из исследуемой области убегает поток атомов водорода с энергиями, превосходящими энергию убегания, составляющий всего 2.3% от входящего в исследуемую область потока ЭНА Н.

На рис. 3 (а, б) представлены нисходящие энергетические (а) и числовые (б) потоки атомов водорода. Во всех нисходящих потоках отчетливо выявляется два пика: один на 600–1000 эВ — это пик, образовавшийся из-за входящего в исследуемую область на верхней границе потока ЭНА Н под влиянием ЗВ, второй на 10 эВ, образующийся в ходе процесса (2). Спад от пика ЭНА Н в диапазоне от 30 до 300 эВ образуется за счет деградации потока ЭНА Н, теряющих энергию в процессе (2) на образование фракции надтепловых атомов водорода.

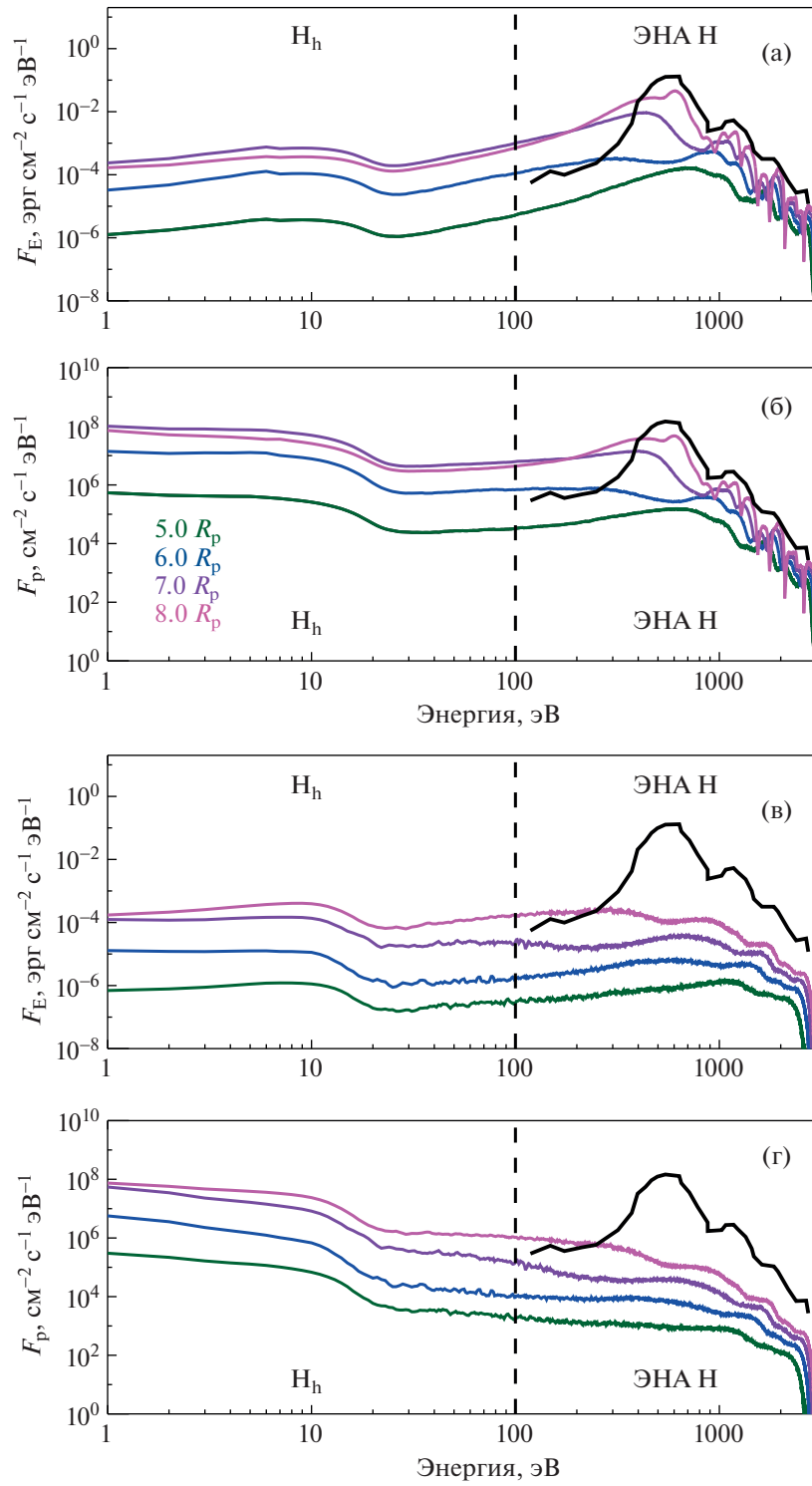


Рис. 3. На верхних панелях (а и в) представлены энергетические спектры (F_E — поток энергии атомов водорода) нисходящего (а) и восходящего (в) потоков надтепловых атомов водорода ($1 \text{ эВ} < E < 100 \text{ эВ}$) и ЭНА Н ($E > 100 \text{ эВ}$) на разных высотах. На нижних панелях (б и г) — спектры нисходящего (б) и восходящего (г) числового потока (F_p) надтепловых атомов водорода и ЭНА Н на аналогичных высотах.

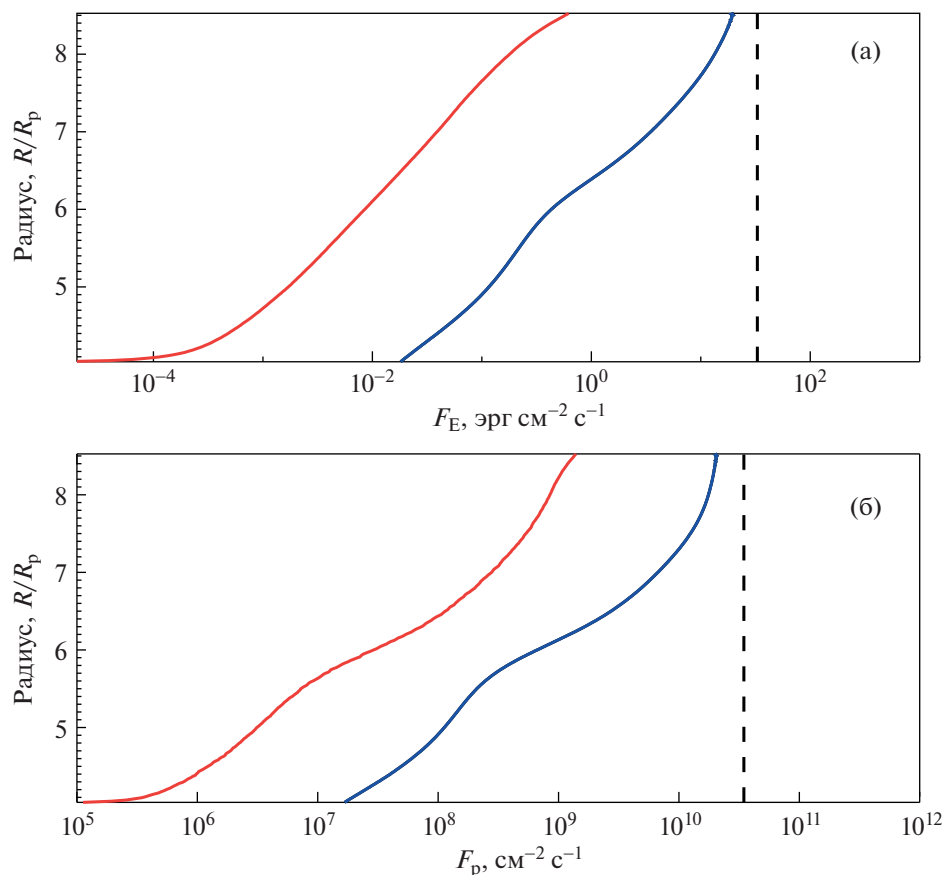


Рис. 4. Представлены нисходящие (синие линии) и восходящие (красные линии) потоки (энергетический — панель (а), числовой — панель (б)) над- и сверхтепловых атомов водорода, с энергиями выше локальной энергии убегания, в зависимости от расстояния от центра планеты для исследуемой $(4-8)R_p$ области верхней атмосферы. Черной прерывистой линией показаны значения потока ЭНА Н, проникающих через верхнюю границу исследуемой области.

Описанный процесс прослеживается и по расчетным профилям восходящих и нисходящих суммарных потоков атомов водорода с высокими энергиями ($H_h + \text{ЭНА Н}$) (рис. 4, панель (б)) и их энергий (рис. 4, панель (а)). В профилях потоков есть переломный момент, находящийся на $\sim 6R_p$, в котором происходит изменение кривизны профиля. Спектр атомов водорода на высоте $6R_p$ (синяя линия на рис. 3а) позволяет заметить, что нисходящие потоки разных фракций водорода должны стать примерно равны, и это подтверждается расчетными суммарными потоками атомов водорода разных фракций и их энергий, представленных в табл. 2 и 3.

В табл. 2 и 3 представлено изменение с высотой потоков разных фракций атомов водорода с высокими энергиями (надтепловых H_h — $1 \text{ эВ} < E < 100 \text{ эВ}$; сверхтепловых ЭНА Н — $E > 100 \text{ эВ}$). В табл. 2 представлен нисходящий поток разных фракций водорода. На высотах $6-7R_p$ поток надтепловых атомов H_h сравним с потоком ЭНА Н, при этом поток атомов H_h имеет

на этих высотах максимальные значения, вызывая перегиб в профилях нисходящих потоков (синие линии на рис. 4), особенно это заметно по профилю потоков атомов водорода с энергиями, большими энергии убегания (профиль нисходящего потока синяя линия на рис. 4б).

В случае восходящего потока частиц фракция надтеплого водорода является преобладающей на расстояниях от $4R_p$ до $8R_p$, что также вызывает изменение наклона профиля потоков атомов водорода, убегающих из исследуемой области. При сравнении значений из столбцов (в) в табл. 2 и 3 выявляется совпадение значений, по порядку величины, для потоков надтепловых атомов водорода, движущихся в разных направлениях. Это наблюдение согласуется с изотропностью рождения надтепловых атомов водорода в процессе (2). При проведении аналогичных сравнений для столбцов (д) в табл. 2 и 3 получается, что именно фракция ЭНА Н ответственна за приоритетное направление потока атомов вниз. Этот факт объясняется постоянной подпиткой атомов ЭНА Н от входя-

Таблица 2. Изменение нисходящего потока надтепловых атомов водорода с высотой. Представлены следующие значения для разных расстояний от центра планеты. Столбцы: (а) R — расстояние от центра планеты, в радиусах планеты R_p ; (б) $F_{dn}^{H_h}$ — суммарный нисходящий поток энергии надтеплого H_h водорода; (в) $E_{dn}^{H_h}$ — суммарный нисходящий поток атомов надтеплого H_h водорода; (г) $F_{dn}^{\text{ЭНА Н}}$ — суммарный нисходящий поток энергии ЭНА Н; (д) $E_{dn}^{\text{ЭНА Н}}$ — суммарный нисходящий поток ЭНА Н

(а), R/R_p	(б), $F_{dn}^{H_h}$, [эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$]	(в), $E_{dn}^{H_h}$, [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$]	(г), $F_{dn}^{\text{ЭНА Н}}$, [эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$]	(д), $E_{dn}^{\text{ЭНА Н}}$, [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$]
4	6.4×10^{-5}	1.6×10^6	0.02	1.7×10^7
5	2.8×10^{-4}	7.2×10^6	0.11	1.0×10^8
6	6.7×10^{-3}	1.9×10^8	0.41	4.6×10^8
7	5.2×10^{-2}	1.3×10^9	3.35	5.3×10^9
8	3.4×10^{-2}	8.0×10^8	13.2	1.7×10^{10}
8.5	5.5×10^{-3}	1.2×10^8	19.4	2.1×10^{10}
8.6	5.0×10^{-4}	1.0×10^7	28.1	2.9×10^{10}

Таблица 3. Аналогично табл. 2, только для восходящего потока

(а) Расстояние от центра планеты, [R_p]	(б) Суммарный восходящий поток энергии надтепловых атомов H_h , [эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$]	(в) Суммарный восходящий поток надтепловых атомов H_h , [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$]	(г) Суммарный восходящий поток энергии атомов ЭНА Н, [эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$]	(д) Суммарный восходящий поток атомов ЭНА Н, [$\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$]
4	3.7×10^{-6}	2.6×10^5	0.0001	8.7×10^4
5	3.6×10^{-5}	1.8×10^6	0.002	1.3×10^6
6	2.7×10^{-4}	2.1×10^7	0.008	7.5×10^6
7	3.7×10^{-3}	2.4×10^8	0.03	3.9×10^7
8	1.5×10^{-2}	5.9×10^8	0.17	2.6×10^8
8.5	1.5×10^{-2}	5.0×10^8	0.55	8.4×10^8
8.6	1.4×10^{-2}	4.5×10^8	0.74	1.1×10^9

шего в исследуемую область потока ЭНА Н, образовавшихся в переходной области при перезарядке протонов звездного ветра. Сравнивая столбцы (б) и (г) табл. 2 и 3, получаем, что разница суммарных энергий, переносимых надтепловыми атомами водорода и ЭНА Н, для восходящего потока существенно меньше, чем для нисходящего, из-за накачки нисходящего потока атомов Н на верхней границе исследуемой области. Сравнивая суммарные потоки энергии на верхней границе исследуемой области ($8.6R_p$) получаем преобладание восходящего потока надтеплого водорода (восходящий — 1.4×10^{-2} эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, нисходящий — 5.0×10^{-4} эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$), для ЭНА Н наблюдается обратная ситуация (восходящий — 0.74 эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, нисходящий — 28.1 эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$).

На рис. 5 представлено изменение макроскопических параметров атомов водорода с высокими энергиями (надтеплого H_h и ЭНА Н) и горячей фракции протонов (ионов водорода) в исследуемой области.

На верхней панели (а) рис. 5 представлены концентрации протонов и атомов водорода для тепловых и надтепловых фракций. Тепловая фракция атомарного атмосферного водорода (синяя линия) и ионов атмосферного водорода (зеленая линия) представлена с коэффициентом 0.01 для наглядности. Надтепловая фракция атомов (красная линия) и ионов (черная линия) водорода имеет меньшую концентрацию, но имеет большую среднюю кинетическую энергию (зависимость от высоты представлена на панели (б) рис. 5), чем тепловая фракция, средняя кинетическая энергия которой ~ 0.4 эВ. Аналогично со средними скоростями надтепловых фракций водорода, представленными на панели (в) рис. 5, тепловая фракция имеет среднюю скорость, равную нулю.

Интересными представляются найденные ранее и представленные в табл. 2 и 3 преобладания количества надтепловых атомов над количе-

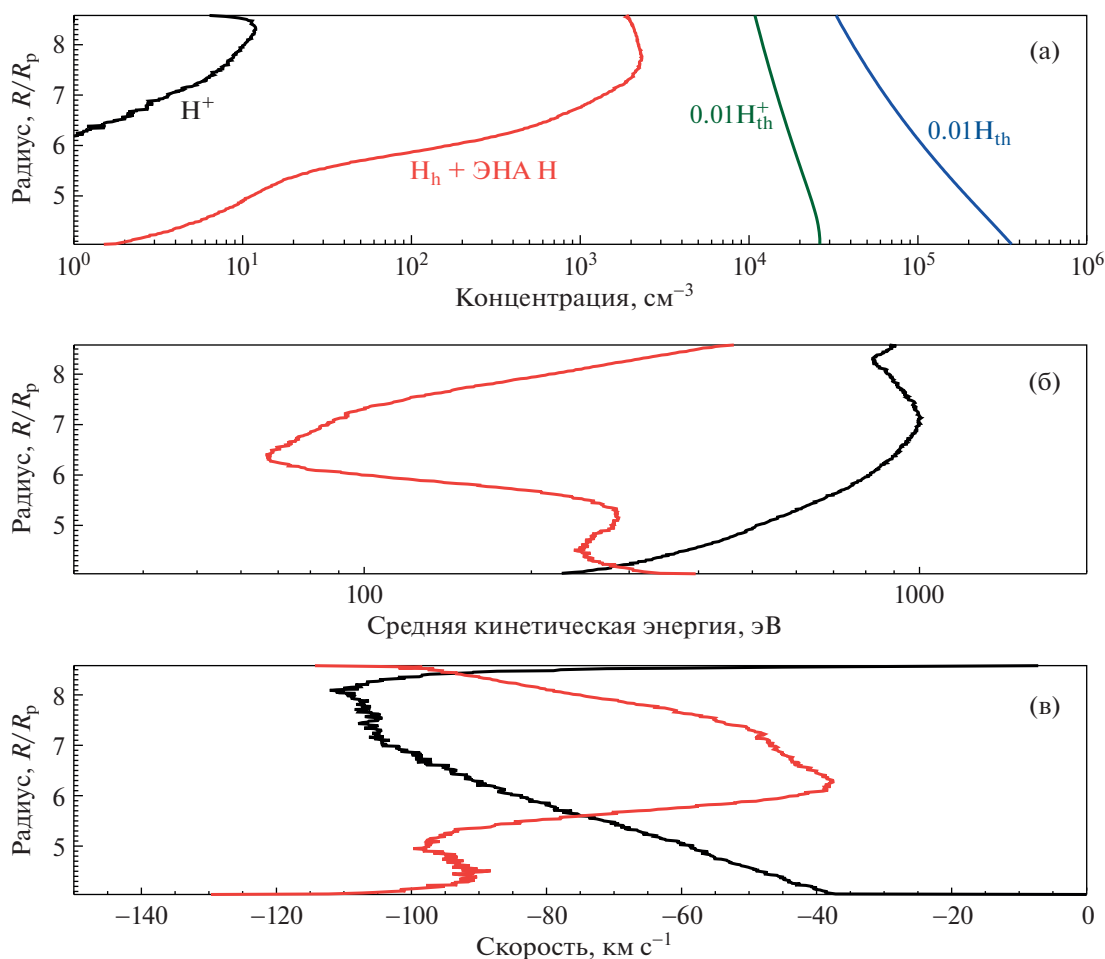


Рис. 5. Представлены высотные профили компонентов атмосферы планеты π Men с: синяя линия — тепловая фракция атомарного водорода, для удобства сравнения умноженная на коэффициент 0.01; зеленая линия — тепловая фракция ионизированного атмосферного водорода, для удобства сравнения умноженная на коэффициент 0.01; красная линия — надтепловая фракция водорода и ЭНА Н (все атомы водорода с энергиями больше 1 эВ), черная линия — надтепловая фракция протонов (H^+). На верхней панели (а) представлены объемные плотности компонентов атмосферы, на средней панели (б) — средняя кинетическая энергия разных фракций, тепловая фракция имеет температуру ~ 0.4 эВ и на графике не представлена. На нижней панели (в) представлены массовые скорости надтепловых фракций протонов и атомов водорода. Плотности для тепловой фракции атмосферного водорода для экзопланеты π Men взяты из аэрономической модели [30].

ством ЭНА Н на протяжении высот от $4R_p$ до $8R_p$ в случае с восходящим потоком и уравнивание нисходящих потоков разных фракций на высотах от $6R_p$ до $7R_p$. Этим повышением относительной концентрации надтепловых атомов H_h объясняется резкое падение средней кинетической энергии атомов водорода с высокими энергиями (красная линия на панели (б) рис. 5) в области, соответствующей высотам от $6R_p$ до $7R_p$ из-за депозиции энергии потока ЭНА Н в столкновениях с тепловой фракцией водородной короны. Аналогично объясняется и снижение модуля средней скорости атомов водорода с высокими энергиями (красная линия на панели (в) рис. 5) в этой же области.

5. ОБСУЖДЕНИЯ И ВЫВОДЫ

Выполнено расширение кинетической модели аэрономии верхней атмосферы экзопланеты за счет включения процессов воздействия плазмы звездного ветра на протяженную водородную корону горячего суб-нептуна. Для этого были использованы разработанные ранее кинетические модели Монте-Карло для исследования выпадения протонов и атомов водорода с высокими энергиями в планетные атмосферы [26, 33]. Кинетическая модель была адаптирована к верхним атмосферам горячих суб-нептунов, что позволило провести расчеты скорости поглощения энергии плазмы звездного ветра в планетной короне и уточнить оценки скорости нетепловой потери ат-

мосферы за счет воздействия звездного ветра родительской звезды. Проведенные расчеты показали, что энергия проникающего в атмосферу потока ЭНА Н, образующегося при перезарядке протонов звездного ветра с тепловыми атомами водородной короны, преимущественно идет на нагрев водородной короны горячей экзопланеты.

В рассмотренном случае в данной статье низкой звездной активности для родительской звезды π Мен, поток энергии невозмущенного звездного ветра оценивается величиной ~ 320 эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, но из-за достаточно низкой эффективности перезарядки $\sim 10\%$ протонов в протяженной водородной короне в верхнюю атмосферу горячего суб-нептуна π Мен с проникает поток ЭНА Н с энергией ~ 32 эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$, что значительно ниже привносимого в атмосферу потока энергии УФ излучения величиной ~ 1350 эрг $\text{см}^{-2} \text{с}^{-1}$ [29, 30]. Следовательно, атмосферный нагрев плазмой звездного ветра важен лишь в самых внешних областях протяженной водородной короны. Баланс энергии в термосфере горячей экзопланеты определяется процессами поглощения звездного излучения в диапазонах мягкого рентгена и жесткого ультрафиолета (1–100 нм) излучения родительской звезды [29, 30].

Расчеты высотного распределения надтепловой фракции атомарного водорода, образующейся за счет переноса энергии в столкновениях высокоэнергичных атомов водорода с тепловыми атомами протяженной водородной короны горячего суб-нептуна π Мен с, показывают, что данная фракция является лишь малой примесью к тепловой фракции нейтрального водорода в короне экзопланеты. Получены оценки вызванных воздействием звездного ветра нетепловых потерь атмосферы за счет процессов перезарядки протонов звездного ветра с нейтральными атомами водорода в протяженной водородной короне горячего суб-нептуна π Мен с, которые показали, что темп нетепловой потери ниже на несколько порядков значений скорости тепловой потери атмосферы за счет гидродинамического оттока, полученного в расчетах при помощи аэрономических моделей [29, 30].

Полученные относительно низкие скорости потери атомарного водорода из атмосферы могут являться свидетельством того, что в атмосфере π Мен с не преобладает водород, что может быть подтверждено в поисках планетного атмосферного поглощения на длинах волн линий более тяжелых элементов, таких как He, C и O. Действительно, в наблюдениях на космическом телескопе им. Хаббла [14] сообщается об открытии потока убегающих из атмосферы ионов CII во время транзита суб-нептуна π Мен с по диску родительской звезды. Анализ наблюдений [14] позволил заключить, что экзопланета π Мен с обладает плотной

атмосферой с обильными тяжелыми летучими веществами ($\sim 50\%$ по массе атмосферы). Более того, в исследованиях [35, 36] было отмечено, что темп потери атмосферы для ряда горячих суб-нептунов, включая π Мен с, должен быть ограничен воздействием на атмосферу ветров их родительских звезд, что потенциально предотвращает убежание из атмосферы для сильно облученных планет. Таким образом, отсутствие в наблюдениях π Мен с [29] потери атомарного водорода может быть вызвано также воздействием звездного ветра.

Ситуация с оценкой вклада воздействия звездного ветра на верхнюю атмосферу экзопланеты может существенно измениться при изучении влияния спорадической активности молодых родительских звезд — звездных супервспышек и корональных выбросов массы, — на темп потери атмосферы горячей экзопланеты [8]. Представленная в данной статье кинетическая Монте-Карло модель водород-гелиевых атмосфер горячих суб-нептунов в последующих исследованиях будет использована для получения оценок изменений темпа потери первичных атмосфер экзопланет за счет высокой активности родительских звезд на ранних этапах образования планетной системы.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке проекта РНФ 22-22-00909.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. F. Fressin, G. Torres, D. Charbonneau, S. T. Bryson, et al., *Astrophys. J.* **766**, 81 (2013).
2. J. E. Owen, A. P. Jackson, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **425**, 2931 (2012).
3. E. D. Lopez, J. J. Fortney, N. Miller, *Astrophys. J.* **761**, 59 (2012).
4. S. Ginzburg, H. E. Schlichting, R. Sari, *Astrophys. J.* **825**, 29 (2016).
5. B. J. Fulton, E. A. Petigura, A. W. Howard, H. Isaacson, et al., *Astrophys. J.* **154**, 109 (2017).
6. J. E. Owen, *Annual Review of Earth and Planetary Sciences* **47**, 67 (2019).
7. J. E. Owen, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, L. Fossati, and M. L. Khodachenko, *Space Sci. Rev.* **216**, 129 (2020).
8. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, P. V. Kaygorodov, and A. G. Zhilkin, *Physics Uspekhy* **64**, 747 (2021).
9. V. Van Eylen, C. Agentoft, M. S. Lundkvist, H. Kjeldsen, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **479**, 4786 (2018).
10. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J. M. Désert, G. E. Ballester, et al., *Nature* **422**(6928), 143 (2003).
11. A. Lecavelier Des Etangs, D. Ehrenreich, A. Vidal-Madjar, G. E. Ballester, et al., *Astron. and Astrophys.* **514**, A72, 10 (2010).

12. *J. R. Kulow, K. France, J. Linsky, R. O. Parke Loyd*, *Astrophys. J.* **786**, id. 132, 9 (2014).
13. *V. Bourrier, A. L. Des Etangs, D. Ehrenreich, J. Sanz-Forcada, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **620**, A147 (2018).
14. *A. García Muñoz, L. Fossati, A. Youngblood, N. Nettelmann, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **907**, 2, L36 (2021).
15. *M. Lampón, M. López-Puertas, L. M. Lara, A. Sánchez-López, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **636**, A13, 14 (2020).
16. *V. I. Shematovich, M. Ya. Marov*, *Physics Uspekhi* **61**, 217 (2018).
17. *A. A. Avtaeva, V. I. Shematovich.*, *Solar System Research* **55**, 150 (2021).
18. *A. A. Avtaeva, V. I. Shematovich*, *Astronomy Reports* **66**, 1254 (2022).
19. *A. A. Avtaeva, V. I. Shematovich*, *Solar System Research* **56**, 67 (2022).
20. *D. V. Bisikalo, P. Kaygorodov, D. Ionov, V.I. Shematovich, H. Lammer, L. Fossati*, *Astrophys. J.* **764**, id. 19, 5 (2013).
21. *T. Matsakos, A. Uribe, A. Königl*, *Astron. and Astrophys.* **578**, id. A6, 17 (2015).
22. *I. Pillitteri, A. Maggio, G. Micela, S. Sciortino, S. J. Wolk, T. Matsakos*, *Astrophys. J.* **805**, 1, id. 52, 18 (2015).
23. *I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al.*, *Astrophys. J.* **832**, id. 173, 20 (2016).
24. *J. E. Owen, R. A. Murray-Clay, E. Schreyer, H. E. Schlichting et al.*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **518**, 4357 (2023).
25. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, J. C. Gérard, B. Hubert*, *Astronomy Reports* **63**, 835 (2019).
26. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, A. G. Zhilkin*, *Astronomy Reports* **65**, 203 (2021).
27. *C. X. Huang, J. Burt, A. Vanderburg, M. N. Guenther, et al.*, *Astrophys. J. Lett.* **868**, id. L39, 8 (2018).
28. *D. Gandolfi, O. Barragán, J. H. Livingston, and 29 more*, *Astron. and Astrophys.* **619**, L10, 10 (2018).
29. *A. García Muñoz, A. Youngblood, L. Fossati, D. Gandolfi, J. Cabrera, H. Rauer*, *Astrophys. J. Lett.* **888**, L21, 12 (2020).
30. *I. F. Shaikhislamov, L. Fossati, M. L. Khodachenko, H. Lammer, et al.*, *Astron. and Astrophys.* **639**, A109 (2020).
31. *J. S. Halekas, R. J. Lillis, D. L. Mitchell, T. E. Cravens, et al.*, *Geophysical Research Letters* **42**, 8901 (2015).
32. *V. I. Shematovich*, *Solar System Research* **44**, 96 (2010).
33. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, C. Dieval, S. Barabash, et al.*, *Journal of Geophysical Research* **116**, A11320 (2011).
34. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo*, *Astronomy Reports* **64**, 863 (2020).
35. *A. A. Vidotto, A. Cleary*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **494**, 2417 (2020).
36. *S. Carolan, A. A. Vidotto, C. Villarreal D'Angelo, G. Hazra*, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.* **500**, 3382 (2021).

KINETIC MODEL OF THE STELLAR WIND FORCING ON THE EXTENDED HYDROGEN ATMOSPHERE OF THE EXOPLANET π Men c

A. A. Avtaeva^a and V. I. Shematovich^a

^a*Institute of Astronomy, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

In this paper, an extension of the kinetic model of the aeronomy of the upper atmosphere of an exoplanet is performed by including the processes of the effect of stellar wind plasma on the extended hydrogen corona of a hot sub-neptune. For this purpose, previously developed kinetic Monte Carlo models were used to study the precipitation of protons and hydrogen atoms with high energies into planetary atmospheres. The kinetic model is adapted to the upper atmospheres of hot sub-neptunes, which made it possible to calculate the rate of absorption of stellar wind plasma energy in the planetary corona and to refine estimates of the non-thermal loss rate of the atmosphere due to the influence of the stellar wind. The calculations carried out for the hot sub-neptune π Men c showed that the energy of a flux of energetic neutral hydrogen atoms (ENA H) penetrating the atmosphere, formed during the charge exchange of stellar wind protons with thermal hydrogen corona atoms, mainly goes to heating the hydrogen corona of a hot exoplanet.

Keywords: exoplanets, UV observations, planetary atmosphere, aeronomy, atmospheric loss, numerical modeling