

УДК 523.4

КИНЕТИЧЕСКИЕ РАСЧЕТЫ ЭФФЕКТИВНОСТИ ПЕРЕЗАРЯДКИ ПРОТОНОВ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА В ПРОТЯЖЕННОЙ ВОДОРОДНОЙ КОРОНЕ МАРСА

© 2020 г. В. И. Шематович^{1,*}, Д. В. Бисикало¹

¹ Институт астрономии РАН, Москва, Россия

*E-mail: shematov@inasan.ru

Поступила в редакцию 05.06.2020 г.

После доработки 30.06.2020 г.

Принята к публикации 30.06.2020 г.

Представлены результаты модельных расчетов эффективности перезарядки протонов солнечного ветра с атомами водорода в протяженной короне Марса. Показано, что энергетический спектр проникающих в атмосферу Марса атомов водорода идентичен спектру невозмущенных протонов солнечного ветра. Эффективность перезарядки изменяется в интервале 2–4% в зависимости от положения границы индуцированной магнитосферы Марса. Данные оценки совместно с разработанной ранее кинетической моделью высыпания протонов и атомов водорода в планетную атмосферу позволят проследить все этапы проникновения протонов невозмущенного солнечного ветра в плотные слои атмосферы и оценить наблюдаемые характеристики протонных сияний на Марсе.

DOI: 10.31857/S0004629920110079

1. ВВЕДЕНИЕ

Почти четверть века назад было сделано предположение, что высыпания протонов могут вызывать на Марсе авроральные явления (см., например, [1, 2]), и только недавно в наблюдениях с помощью прибора “Спектроскопия для исследования характеристик атмосферы Марса” (SPICAM) на борту космического аппарата Mars Express (MEX) [3] и ультрафиолетового спектрографа для визуализации (IUVS) на борту космического аппарата «Марсианская атмосфера и эволюция летучих компонентов» (MAVEN) на Марсе [4] были открыты так называемые протонные сияния.

Протонные сияния – одно из немногих наблюдаемых явлений на Марсе, которые возникают в результате прямого взаимодействия протонов солнечного ветра с протяженной водородной короной. Таким образом, изучая марсианские протонные сияния, мы можем лучше понять связь между потоками энергии от Солнца, протяженной водородной короной и околопланетной плазменной средой Марса. Кроме того, появление и интенсивность протонного полярного сияния могут служить косвенным индикатором вариаций в каждом из названных выше факторов, а также отслеживать изменения в динамике подстилающих слоев атмосферы (например, нейтральная атмосфера CO₂ и активность пыли). Изучение марсианского протонного полярного

сияния может также обеспечить дополнительный контекст для понимания атмосферных потерь и эволюции атмосферы, поскольку процессы, ответственные за формирование полярных сияний на Марсе (например, взаимодействие солнечного ветра и протяженной водородной короны), также ответственны за потери атмосферы [5].

В отличие от электронных полярных сияний, протонные сияния наблюдаются исключительно на дневной стороне Марса и характеризуются повышенной яркостью излучения водорода в линии Ly α (121.6 нм) в диапазоне высот 120–150 км при наблюдениях в лимбе [4, 6]. В пике свечения наблюдается повышение яркости на 50% (по сравнению с оптически толстым фоном свечений в течение дня) с максимальной продолжительностью до нескольких часов. Используя данные измерений анализатора ионов солнечного ветра SWIA (Halekas et al. [7]) на борту КА MAVEN [8], авторы работы [9] привели результаты измерений энергетического спектра протонов глубоко в атмосфере Марса, которые показали присутствие фракции протонов с той же энергией и скоростью, что и в воздействующем невозмущенном солнечном ветре. Механизмом, ответственным за проникновение протонов ниже границы индуцированной магнитосферы (ГИМ), является двойная перезарядка протонов и тепловых атомов водородной короны. Невозмущенные протоны солнечного ветра в области за головной ударной

волной и до границы индуцированной магнитосферы (ГИМ) взаимодействуют с более плотным веществом водородной короны, что в результате перезарядки приводит к образованию энергетических нейтральных атомов водорода (ЭНА-Н). Образовавшиеся ЭНА-Н могут беспрепятственно пересекать ГИМ и по мере проникновения в глубь атмосферы испытывать повторную перезарядку, формируя протоны, вызывающие наблюдаемые сияния. Таким образом, для корректной интерпретации протонных сияний на Марсе необходимо рассмотреть кинетику входа протонов солнечного ветра в область водородной короны выше ГИМ, где образуется нисходящий поток ЭНА-Н, что и является предметом нашего исследования.

Процесс образования протонных полярных сияний на Марсе заметно отличается от сценария для Земли [10]. Экзосфера (или корона) Марса в основном населена атомным и молекулярным водородом и простирается на несколько марсианских радиусов [11, 12]. Отсутствие у Марса глобального внутреннего магнитного поля позволяет солнечному ветру взаимодействовать с водородной короной на обращенной к Солнцу стороне Марса, начиная с области головной ударной волны, и обтекать вокруг планеты вдоль границы индуцированной магнитосферы (см., например, [13]). Как отмечалось выше, источником протонных сияний на Марсе является поток энергетических нейтральных атомов водорода, пересекающих ГИМ. Эти ЭНА-Н после проникновения за ГИМ подвергаются дополнительным обменам зарядами и столкновениям с нейтральными частицами в нижних слоях атмосферы. При этом энергетический атом водорода может возбуждаться и испускать фотоны в линии $\text{Ly}\alpha$, создавая протонное сияние. Заметим, что в отличие от типичного полярного сияния, где светятся компоненты собственно атмосферного газа, в данном случае светится именно проникающая частица. Из теоретических оценок [1, 2, 14, 15] следует, что величина потока атомов водорода составляет порядка 1–3% от исходного потока протонов солнечного ветра. Согласно работе [9], наибольшая плотность проникающих протонов со скоростью, близкой к скорости солнечного ветра, наблюдалась КА MAVEN в периапсисе (~160 км) в дневной термосфере. Данная область также соответствует самой высокой плотности основного атмосферного компонента CO_2 вдоль орбиты. Это согласуется с процессами перезарядки и отрыва электрона у проникающих в атмосферу Марса нейтральных частиц Н с высокими энергиями [15, 16].

Протонные сияния на Земле впервые наблюдались в полярной атмосфере [17] как доплеровское смещение спектральных линий водорода $\text{H}\beta$ и $\text{H}\alpha$ (см., например, [18]). На Земле протонные

сияния сильно зависят от магнитосферы нашей планеты: протоны проникают в атмосферу вдоль линий магнитного поля Земли и теряют свою исходную энергию в областях магнитных полюсов, где и наблюдаются протонные сияния (см., например, [19]). Марсианские протонные сияния, как ожидается, ограничиваются дневной стороной планеты и не будут демонстрировать широтных ограничений, существующих на Земле. Как отмечалось выше, в первом приближении, для корректной интерпретации наблюдаемых протонных сияний необходимо знать лишь количество и спектр ЭНА-Н, пересекающих ГИМ. Однако сам поток ЭНА-Н сильно зависит от вариаций в плотности водородной короны и параметрах солнечного ветра [4, 6], и соответственно для интерпретации наблюдаемых протонных сияний необходимо оценивать поток ЭНА-Н с учетом реальных параметров среды. Впервые расчеты эффективности перезарядки были сделаны в работах [1, 2], однако недавнее открытие протонных сияний требует дальнейшего исследования процессов проникновения протонов в верхние слои атмосферы Марса.

В данной работе представлены кинетические расчеты эффективности перезарядки протонов солнечного ветра с атомами водорода в протяженной водородной короне Марса. Получены оценки потока энергии и энергетический спектр атомов водорода на границе индуцированной магнитосферы для разных состояний короны и солнечного ветра. Использование представленных результатов расчетов совместно с разработанной ранее кинетической моделью [20, 21] высыпания протонов и атомов водорода в планетную атмосферу позволят проследить все этапы проникновения протонов невозмущенного солнечного ветра в плотные слои атмосферы и оценить наблюдаемые характеристики протонных сияний на Марсе [4, 22].

2. КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ КИНЕТИЧЕСКОЙ МОНТЕ-КАРЛО МОДЕЛИ

Протоны p_f невозмущенного солнечного ветра теряют свою кинетическую энергию в следующих столкновениях с тепловыми атомами водорода H_c в протяженной короне Марса:

$$p_f(\text{H}_f) + \text{H}_c \rightarrow \begin{cases} p_f(\text{H}_f) + \text{H}_c^*, & \text{(a)} \\ p_f(\text{H}_f) + \text{H}_c^+ + e, & \text{(b)} \\ \text{H}_f(p_f) + \text{H}_c^+(\text{H}_c) + (e). & \text{(c)} \end{cases}$$

Различные каналы соответствуют (а) передаче импульса и энергии при упругих и неупругих столкновениях, (б) ионизации молекул/атомов атмосферы и (с) столкновениям с переносом заряда и захватом электронов. Вторичные быстрые

атомы H_f и протоны p_f несут достаточную кинетическую энергию для повторного участия в перечисленных выше каналах столкновений.

Чтобы изучить высыпание потока частиц p/H с высокими энергиями в атмосферу, необходимо решить кинетические уравнения Больцмана [16, 21] с учетом столкновительных членов и источников частиц на верхней границе исследуемой области атмосферы

$$\begin{aligned} \mathbf{v} \frac{\partial}{\partial \mathbf{r}} f_{p_f/H_f} + \left(\mathbf{g} + \frac{e}{m_{H^+}} \mathbf{v} \times \mathbf{B} \right) \frac{\partial}{\partial \mathbf{v}} f_{p_f/H_f} = \\ = Q_{p_f/H_f}(\mathbf{v}) + \sum_m J_{mt}(f_{p_f/H_f}, f_{H_c}). \end{aligned} \quad (1)$$

Уравнение (1) записывается в стандартном виде для функций распределения по скоростям $f_{p_f/H_f}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ для атомов водорода и протонов и $f_{H_c}(\mathbf{r}, \mathbf{v})$ для тепловых атомов водорода в короне Марса. Источник Q_{p_f/H_f} описывает скорость образования вторичных частиц p/H , а упругие и неупругие столкновительные члены J_{mt} для p/H описывают передачу энергии и импульса тепловым атомам водорода в короне Марса, которые характеризуются локальной максвелловской функцией распределения по скорости. Модификация кинетической Монте-Карло модели [16, 20, 21] используется для решения кинетического уравнения (1) в протяженной водородной короне Марса. В модели применяется 1D-подход для конфигурационного пространства и 3D-подход для пространства скоростей. Следует отметить, что ключевым аспектом этой модели является вероятностная обработка распределения углов рассеяния, которое влияет как на скорость потери энергии потоком, так и на угловое перераспределение высыпавшихся протонов [23]. Данный подход в существенной степени отличается от ранее использованных моделей [1, 2, 14, 15], в которых использованы детерминированные распределения углов рассеяния.

Для учета влияния атомов водорода в протяженной короне Марса, распространяющейся до высот в несколько марсианских радиусов, в используемый набор упругих, неупругих, ионизационных столкновений и столкновений с переносом заряда были включены процессы взаимодействия частиц p/H с высокими энергиями с тепловой фракцией атомарного водорода в верхней атмосфере Марса. Для этого были использованы лабораторные и расчетные данные о сечениях рассеяния и функциях распределения угла рассеяния при столкновениях частиц p/H с высокими энергиями с тепловыми атомами водорода. Сечения для упругого и неупругого рассеяния протонов в столкновениях с тепловыми атомами водорода были взяты из работ [24, 25]. Сечения для ионизации и перезарядки протонов в столкновениях с тепловыми атомами водорода были

взяты из работы [26]. Сечения упругого рассеяния для столкновений быстрых атомов водорода с тепловыми атомами водорода также были адаптированы из работ [24, 25] и отрыва электрона (stripping) и ионизации из работы [27] соответственно. Сечения упругого рассеяния в работах [24, 25] рассчитывались лишь до энергии $E = 100$ эВ. Соответственно для более высоких энергий протонов и атомов водорода использовалась экстраполяция сечений упругого рассеяния, имеющая следующий вид: $\sigma_{p_f/H_f, H_c}(E > 100 \text{ эВ}) = \sigma_{p_f/H_f, H_c}(E = 100 \text{ эВ}) \times 100 \text{ эВ}/E [\text{эВ}]$.

Исследуемая область атмосферы ограничена нижней границей, расположенной на высоте 80 км, где частицы p/H эффективно термализуются. Верхняя граница установлена на высоте 1400 км, где измерения потока и спектра высыпавшихся протонов из невозмущенного солнечного ветра были выполнены прибором MAVEN/SWIA [9]. Положение головной ударной волны и границы индуцированной магнитосферы определяется параметрами натекающего солнечного ветра и короны [14, 28, 29] и, как следует из наблюдений [30, 31], варьируется в пределах ~1000–2000 км для ударной волны и ~650–1050 км для ГИМ. Подробное описание всех численных аспектов модели, использованных в этом исследовании, было дано в недавних работах [16, 20, 21]. Профили температуры и плотности основных компонентов атмосферы (CO_2 , CO и O) взяты из модели [32] для низкого уровня солнечной активности. Распределение атомов водорода в протяженной короне Марса задавалось при помощи модели Чемберлена для планетной экзосферы [33], параметры для которой были выбраны следующими: высота экзобазы $h_{exo} = 200$ км, температура и плотность атомарного водорода на высоте экзосферы задавались равными $T(h_{exo}) = 179$ К и $n_H(h_{exo}) = 1.48 \times 10^6 \text{ см}^{-3}$ соответственно [12]. Модельное распределение атомарного водорода и высотные профили плотности основных компонентов термосферы CO_2 и O показаны на рис. 1.

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

Для исследования эффективности перезарядки протонов солнечного ветра с тепловыми атомами водорода в протяженной короне Марса, а также определения степени зависимости результатов от ряда параметров задачи были проведены три серии расчетов.

- В Модели А использовался стандартный набор сечений для столкновений протонов и атомов водорода с высокими энергиями с тепловыми атомами водорода.

- В Модели Б величина упругого сечения была уменьшена на фактор 5. Дело в том, что эффек-

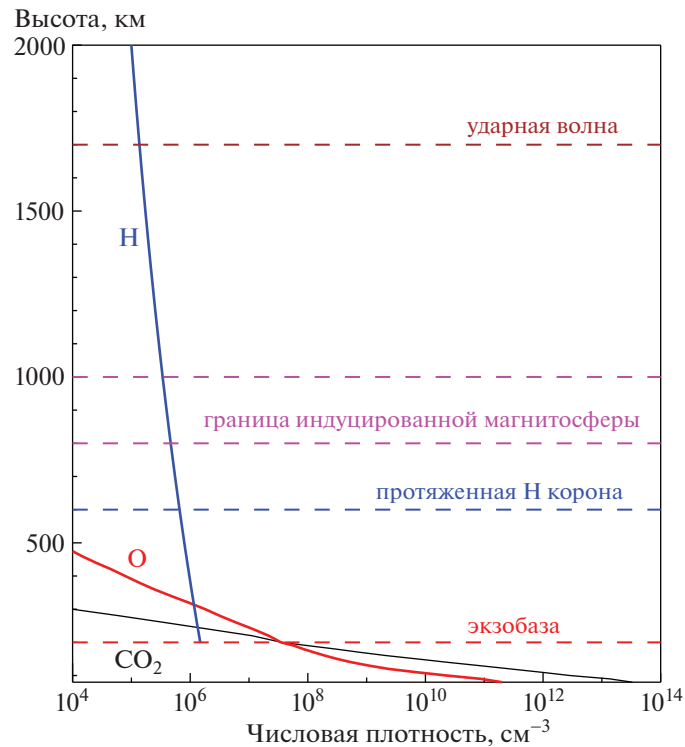


Рис. 1. Высотный профиль плотности основных компонентов термосферы CO_2 и O [32] и атомарного водорода в верхней атмосфере и протяженной короне Марса в соответствии с данными работы [12]. Также показаны условные границы экзосферы, протяженной водородной короны, границы индуцированной магнитосферы и головной ударной волны в окружающем Марс пространстве.

тивность перезарядки в существенной степени зависит от сечений упругого рассеяния в столкновениях ЭНА-Н с тепловыми атомами водорода, поэтому принятая в модели величина сечения является критическим параметром. К сожалению, в литературе доступны лишь некоторые данные теоретических расчетов сечений упругого рассеяния в столкновениях Н – Н, причем лишь до малых энергий [24, 25]. В работе [24] было показано, что величина упругого сечения $\sigma_{p_r/H_r,H_c}$ при энергии 100 эВ в 5 раз ниже стандартной. Таким образом расчеты Модели Б позволяют оценить пределы вариаций эффективности перезарядки с учетом существующей неопределенности сечений.

- В Модели В для столкновений атомов водорода с высокими энергиями с тепловыми атомами водорода учитывался лишь канал отрыва электрона (stripping), а остальные – упругие, неупругие и ионизационные, – столкновения не рассматривались. Использование Модели В позволяет оценить относительную роль разных каналов потери (стока) ЭНА-Н, образующихся при перезарядке протонов с тепловыми атомами водорода.

В качестве граничного условия на высоте 1400 км принимался энергетический спектр по-

тока протонов от невозмущенного солнечного ветра, измеренный на орбите 27 февраля 2015 г. [9]. Важным параметром используемой модели является положение границы индуцированной магнитосферы. Протоны не могут пересекать ГИМ, поэтому в модели их поток принимался равным нулю во всей счетной области, расположенной ниже ГИМ. В проведенных сериях расчетов (в каждой из трех моделей) граница индуцированной магнитосферы размещалась на высотах 820, 920 и 1020 км.

Результаты расчетов представлены на рис. 2 и 3. На верхних панелях рис. 2а, б, в показаны высотные профили нисходящего потока энергии ЭНА-Н, проникающего в верхнюю атмосферу через границу индуцированной магнитосферы Марса для Моделей А, Б и В соответственно. На нижних панелях рис. 2а, б, в приведены высотные профили эффективности перезарядки в столкновениях р-Н, определяемой как соотношение локального нисходящего потока энергии ЭНА-Н к потоку энергии высыпавшихся протонов солнечного ветра, рассчитанного на верхней границе $h = 1400$ км и показанного прерывистой вертикальной прямой на верхних панелях рис. 2 для Моделей А, Б и В. На всех панелях красным штрих-пунктиром, черной сплошной и синей

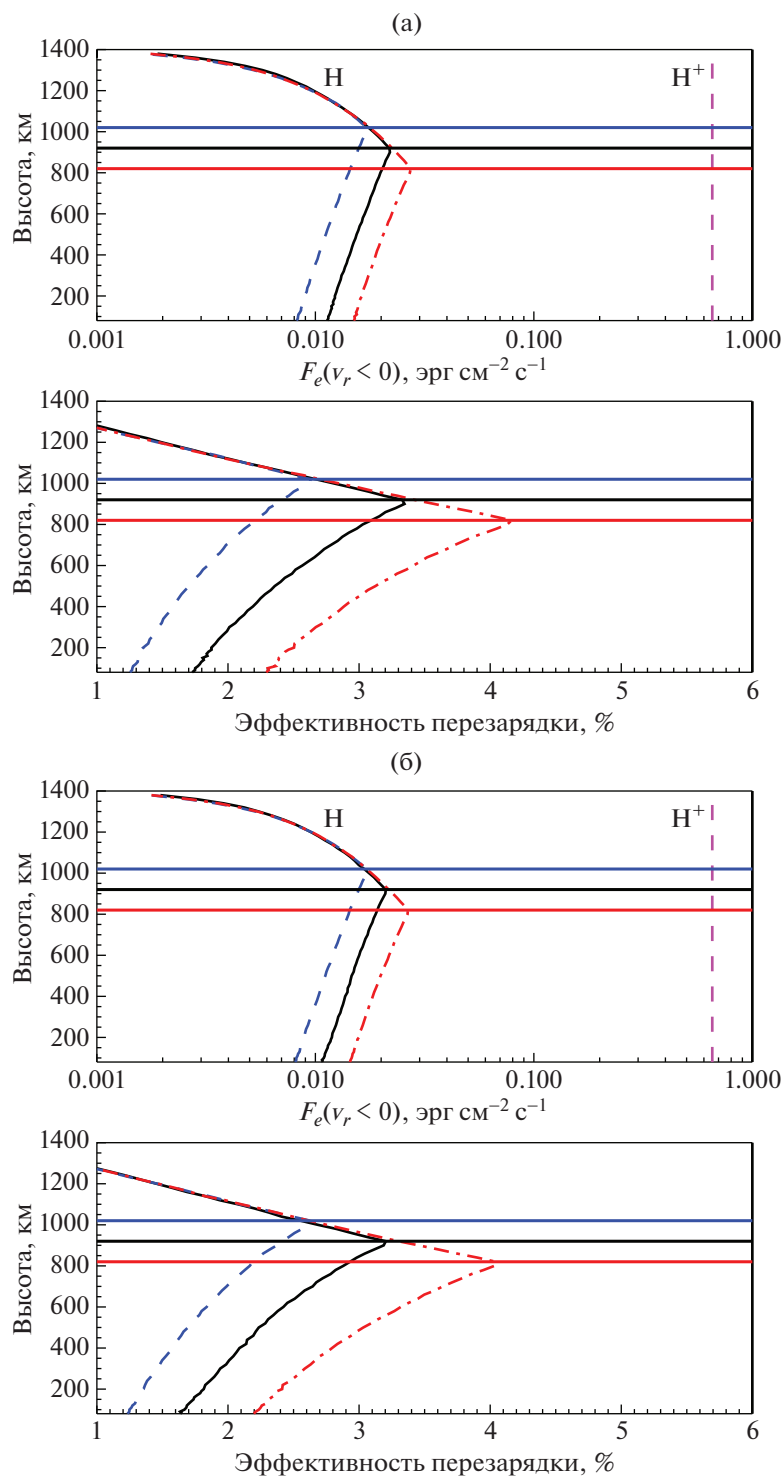


Рис. 2. а – Верхняя панель – высотные профили нисходящего потока энергии атомарного водорода, образующегося за счет перезарядки протонов невозмущенного солнечного ветра с тепловыми атомами водорода в протяженной короне Марса, в зависимости от положения границы индуцированной магнитосферы для расчетной Модели А. Вертикальная прямая показывает значение потока энергии протонов невозмущенного солнечного ветра. Нижняя панель – вертикальные профили эффективности перезарядки для Модели А в зависимости от положения границы индуцированной магнитосферы. б – То же, что и на рис. 2а, но для Модели Б. в – То же, что и на рис. 2а, но для Модели В.

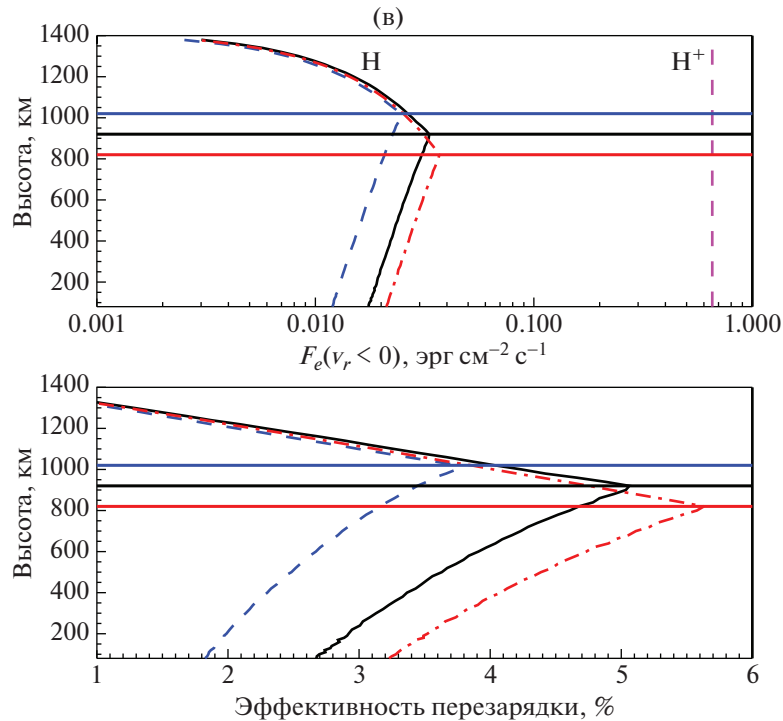


Рис. 2. Окончание

штриховой линиями показаны варианты расчетов для различных положений ГИМ, соответствующих значениям 820, 920 и 1020 км.

Из представленных расчетов видно, что значение эффективности перезарядки для Модели А изменяется в интервале 2.5–4% в зависимости от положения границы индуцированной магнитосферы Марса. Полученные значения согласуются с результатами расчетов при помощи гибридных моделей воздействия солнечного ветра на верхнюю атмосферу Марса [1, 2, 14, 15]. Расчеты для Моделей Б и В показали, что величина эффективности перезарядки слабо зависит от значений сечения упругого рассеяния, но существенно возрастает в случае, когда не учитываются процессы упругих, неупругих и ионизационных столкновений для образовавшихся в короне ЭНА-Н. Другими словами, в кинетической модели воздействия протонов солнечного ветра на водородную корону Марса необходимо учитывать весь спектр возможных столкновений.

На рис. 3 показаны энергетические спектры нисходящего потока атомов водорода, проникающих в атмосферу через границу индуцированной магнитосферы Марса, для Модели А на высотах 820 км (верхняя панель), 920 км (средняя панель) и 1020 км (нижняя панель) соответственно. Штриховая линия малинового цвета показывает энергетический спектр протонов невозмущенного солнечного ветра [9]. Видно, что спектр прони-

кающих в атмосферу атомов водорода полностью соответствует спектру высыпающихся на верхней границе модели протонов солнечного ветра. Данный результат является одним из основных отличий от результатов расчетов других авторов (см., например, [1, 2, 14, 15]), в которых энергетические спектры нисходящего потока ЭНА-Н отличаются от исходного спектра протонов невозмущенного солнечного ветра. Как было показано в наших предыдущих исследованиях [20, 21], энергетический спектр протонов, образовавшихся глубоко в атмосфере Марса за счет процессов отрыва электрона у проникающих через границу индуцированной магнитосферы ЭНА-Н, может иметь форму, близкую к спектру воздействующих на корону протонов солнечного ветра. Эти расчеты находятся в полном соответствии с измерениями прибора MAVEN/SWIA [9], показавших, что наибольшая плотность проникающих протонов со скоростью, близкой к скорости солнечного ветра, наблюдалась КА MAVEN в периапсисе орбиты (~160 км) в дневной термосфере.

4. ВЫВОДЫ

В работе приведены результаты кинетических расчетов эффективности перезарядки в протяженной водородной короне Марса. Установлено, что значение эффективности перезарядки изменяется в интервале 2–4% в зависимости от положения границы индуцированной магнитосферы

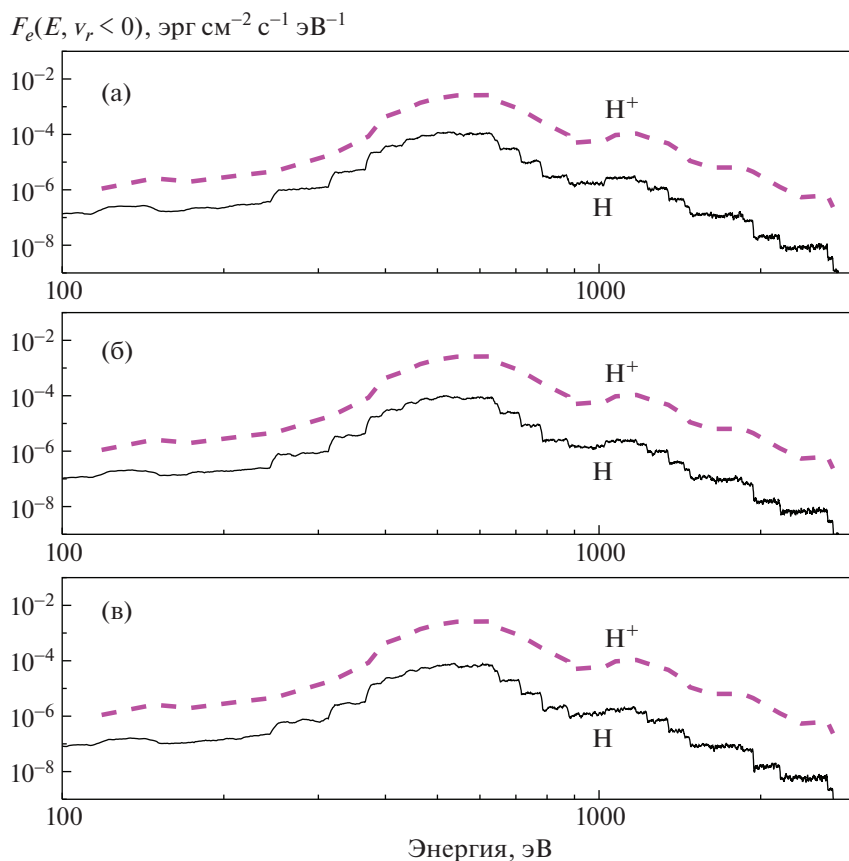


Рис. 3. Энергетические спектры (кривые черного цвета) нисходящего потока атомов водорода, рассчитанные для модели А. Штриховая линия малинового цвета показывает энергетический спектр потока протонов невозмущенного солнечного ветра на верхней границе модели 1400 км. Три панели соответствуют расчетам с положениями границы индуцированной магнитосферы на высоте 820 км (а), 920 км (б) и 1020 км (в).

Марса. Энергетический спектр проникающих в атмосферу Марса атомов водорода идентичен спектру невозмущенных протонов солнечного ветра.

Полученные в расчетах потоки и энергетические спектры проникающих через границу индуцированной магнитосферы атомов водорода с высокими энергиями являются внешним граничным условием для разработанной ранее кинетической Монте-Карло модели высыпания протонов и атомов водорода в атмосферу Марса [20, 21]. Данная сопряженная численная модель предназначена для исследования авроральных явлений на Марсе и, в частности, будет использована для детальных расчетов характеристик свечения атомарного водорода в линии $\text{Ly}\alpha$ [34] и для сравнения с наблюдениями недавно открытого протонного сияния [4, 6] на Марсе.

Созданный комплекс кинетических моделей для исследования процессов высыпания протонов и атомов водорода в планетную атмосферу позволяет приступить к детальным расчетам и анализу авроральных явлений в верхней атмосфе-

ре Марса. Однако следует отметить, что ряд важных физических факторов все еще учитывается в модели параметрически. Это определяет необходимость дальнейшей модернизации модели. В качестве очевидных путей развития представленной кинетической модели следует рассмотреть возможность комбинированного с МГД моделью расчета, когда положения головной ударной волны и границы индуцированной магнитосферы определяются самосогласованно. Кроме того, необходимо учесть эмпирически установленный факт, что распределение водорода в короне Марса наилучшим образом описывается в модели с двумя компонентами, представляющими тепловую и горячую фракции атомов водорода [12]. Очевидно, что учет наличия горячей фракции может иметь большое значение для расчета эффективности перезарядки.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 19-12-00370).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *E. Kallio, J. G. Luhmann, and S. Barabash*, *J. Geophys. Res.* **102**, 22183 (1997).
2. *E. Kallio and S. Barabash*, *J. Geophys. Res.* **106**, 165 (2001).
3. *B. Ritter, J.-C. Gérard, B. Hubert, and L. Rodriguez*, *Geophys. Res. Lett.* **45**, 231 (2018).
4. *J. Deighan, S. K. Jain, M. S. Chaffin, X. Fang, J. S. Halekas, et al.*, *Nature Astronomy* **2**, 802 (2018).
5. *V. I. Shematovich and E. S. Kalinicheva*, *Astronomy Reports* **64**, 608 (2020).
6. *A. Hughes, M. Chaffin, E. Mierkiewicz, J. Deighan, et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **124**, 10, 533 (2019).
7. *J. S. Halekas, E. R. Taylor, G. Dalton, G. Johnson, et al.*, *Space Science Reviews* **195**, 125 (2015).
8. *B. M. Jakoski, R. P. Lin, J. M. Grebowsky, J. G. Luhmann, et al.*, *Space Science Reviews* **195**, 1 (2015).
9. *J. S. Halekas, R. J. Lillis, D. L. Mitchell, T. E. Cravens, et al.*, *Geophys. Res. Lett.* **42**, (2015).
10. *R. H. Eather*, *Reviews of Geophysics and Space Physics* **5**(3), 207 (1967).
11. *J. Y. Chaufray, J.-L. Bertaux, F. Leblanc, and E. Quémerais*, *Icarus* **195**, 598 (2008).
12. *M. S. Chaffin, J. Y. Chaufray, D. Deighan, N. M. Schneider, et al.*, *J. Geophys. Res.: Planets* **123**, 2192 (2018).
13. *F. Akalin, D. D. Morgan, D. A. Gurnett, D. L. Kirchner, D. A. Brain, R. Modolo, M.H. Acuna, and J. R. Espley*, *Icarus* **206**, 104 (2010).
14. *X.-D. Wang, M. Alho, R. Jarvinen, E. Kallio, S. Barabash, and Y. Futaana*, *J. Geophys. Res: Space Physics* **123**, 8730 (2018).
15. *X.-D. Wang, S. Barabash, Y. Futaana, V. Shematovich, A. Galli, A. Grigoriev, and P. Wurz*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **124**, 4104 (2019).
16. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, C. Diéval, S. Barabash, G. Stenberg, H. Nilsson, J.-C. Gérard*, *J. Geophys. Res.* **116**, A11320 (2011).
17. *L. Vegard*, *Nature* **144**, 1089 (1939).
18. *J.-C. Gérard, V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, D. Lummerzheim*, *Annales Geophysicae* **23**, 1432 (2005).
19. *J.-C. Gérard, B. Hubert, M. Meurant, D. V. Bisikalo, et al.*, *J. Geophys. Res.* **106**, 28939 (2001).
20. *D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, J.-C. Gérard, B. Hubert*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **123**, 5850 (2018).
21. *V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, J.-C. Gérard, and B. Hubert*, *Astronomy Reports* **63**, 835 (2019).
22. *J.-C. Gérard, B. Hubert, B. Ritter, L. Libert, V. I. Shematovich, and D. V. Bisikalo*, *Icarus* **321**, 266 (2019).
23. *J.-C. Gérard, B. Hubert, D. V. Bisikalo, and V. I. Shematovich*, *J. Geophys. Res.* **105**, 15, 795 (2000).
24. *P. S. Krstic and D. R. Schultz*, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **32**, 3485 (1999).
25. *P. S. Krstic and D. R. Schultz*, *Phys. Rev. A* **60**, 1050 (1999).
26. *T. Tabata and T. Shirai*, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **76**, 1 (2000).
27. *A. E. S. Green and R. J. McNeal*, *J. Geophys. Res.* **76**, 133 (1971).
28. *C. Mazelle, K. Winterhalter, K. Sauer, J. G. Trotignon, et al.*, *Space Science Reviews* **111**, 115 (2004).
29. *A. F. Nagy, D. Winterhalter, K. Sauer, T. E. Cravens, et al.*, *Space Science Reviews* **111**, 33 (2004).
30. *J. S. Halekas, S. Ruhunusiri, Y. Harada, G. Collinson, et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **122**, 547 (2017).
31. *N. Romanelli, R. Modolo, F. Leblanc, J.-Y. Chaufray, et al.*, *J. Geophys. Res.: Space Physics* **123**, 5315 (2018).
32. *J. L. Fox and A. B. Hac*, *Icarus* **204**, 527 (2009).
33. *J. W. Chamberlain*, *Planetary and Space Science* **11**, 901 (1963).
34. *J.-C. Gérard, B. Hubert, B. Ritter, V. I. Shematovich, and D. V. Bisikalo*, *Icarus* **321**, 266 (2019).