

УДК 550.384; 550.388.2

АТМОСФЕРНЫЕ ПОТЕРИ N⁺ И O⁺ В ЭКСТРЕМАЛЬНЫХ СОЛНЕЧНЫХ УСЛОВИЯХ ВО ВРЕМЯ ГЕОМАГНИТНЫХ ИНВЕРСИЙ

© 2025 г. О. О. Царева^{1,*}, А. Каннелл², Н. Н. Левашов^{1,3},
Х. В. Малова^{1,4}, В. Ю. Попов^{1,3,5}, Л. М. Зеленый^{1,4}

¹Институт космических исследований РАН, Москва, Россия

²Институт перспективных исследований, Университет Сан-Паулу, Бразилия

³МГУ имени М.В. Ломоносова, Физический факультет, Москва, Россия

⁴Научно-исследовательский институт ядерной физики
им. Д.В. Скobelцына МГУ имени М.В. Ломоносова, Москва, Россия

⁵Национальный исследовательский университет «Высшая школа экономики», Москва, Россия

*e-mail: olga8.92@mail.ru

Поступила в редакцию 23.10.2023 г.

После доработки 12.11.2023 г.

Принята к публикации 13.11.2023 г.

Согласно распространенным представлениям, магнитосфера защищает атмосферу планеты от эрозии, вызванной солнечным ветром. Ранее нами было показано, что во время геомагнитных инверсий, когда магнитное поле ослабевает примерно до 10 % от нынешнего, его защитная функция остается эффективной. Этот вывод был получен для спокойных периодов солнечной активности. Однако геомагнитная инверсия может длиться тысячи лет, в течение которых может произойти множество экстремальных событий, в частности, изменения солнечных параметров, таких как давление солнечного ветра, экстремальное ультрафиолетовое излучение (EUV). При высоком EUV-потоке в верхних слоях атмосферы Земли увеличиваются концентрации азота и кислорода, а также их потери. В настоящей работе рассмотрены наиболее значимые механизмы диссипации тяжелых ионов из атмосферы Земли и оценены их потери в рамках полуэмпирической модели. Показано, что слабое геомагнитное поле и сильная солнечная активность приводят к смене доминирующего механизма диссипации и к значительным атмосферным потерям сравнительно легких изотопов.

DOI: 10.31857/S0023420625010061, EDN: HECHXIA

1. ВВЕДЕНИЕ

На Земле за последние 600 млн лет (этот геологический период характеризуется появлением многоклеточной жизни и называется фанерозоем) произошло пять массовых вымираний всех видов живых существ [1]. Последнее массовое мел-палеогеновое вымирание около 65 млн лет назад, затронувшее около 75 % видов всех живых организмов и включавшее вымирание нептичьих динозавров, не было самым значительным. Крупнейшее пермское вымирание 252 млн лет назад уничтожило 96 % всех морских видов и 73 % видов наземных позвоночных [1]. Причины этих событий до сих пор обсуждаются [2], в частности, рассматриваются внешние

воздействия (например, столкновение Земли с астероидом в конце мелового периода), крупные извержения вулканов (в поздних пермском и триасовом периодах), глобальное похолодание или потепление климата. Палеоданные показывают, что четыре великих фанерозойских вымирания: ордовикское, девонское, пермско-триасовое и триасово-юрское [3] следовали за сменой полярности геомагнитных суперхронов (интервалов фиксированной полярности геомагнитного поля длительностью несколько десятков миллионов лет) с задержкой примерно 10–20 млн лет после окончания каждого суперхона.

Геомагнитные инверсии происходят хаотично и на фоне значительного ослабления магнитного

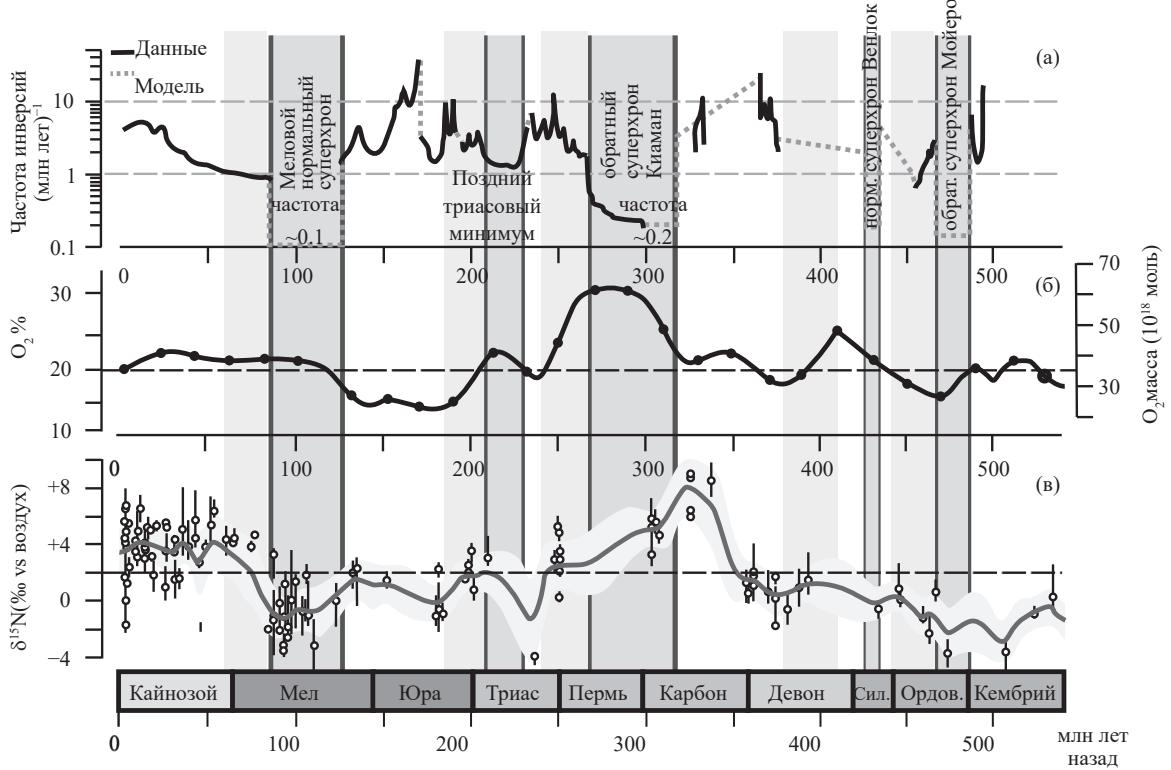


Рис. 1. (а) – частота геомагнитных инверсий в фанерозойскую эру и их смоделированные значения (пунктирные), для которых данные отсутствуют [5]. (б) – процентное соотношение и масса атмосферного кислорода O₂ [7]; (в) – вековые изменения изотопных соотношений азота δ¹⁵N со средним значением +2.0±0.3‰ (пунктирная линия) [8]. Средний долгосрочный тренд представлен черной кривой и областью неопределенности вокруг него. Символ δ выражает изменение изотопных соотношений между образцом и стандартом: δX = (R_{sample}/R_{standard} – 1) · 1000 ‰, где R – отношение тяжелого / легкого изотопа элемента X

поля [4, 5]. Согласно гипотезе [6], ослабленное магнитное поле не может эффективно защищать атмосферу планеты от диссипации под влиянием солнечного ветра (СВ). Поэтому множественные инверсии в течение миллионов лет, в принципе, могли привести к непрерывной потере атмосферного кислорода и значительному падению его уровня [7]. Другим аргументом в пользу этой гипотезы выступает увеличение во время инверсий отношения тяжелых изотопов к легким (легкие изотопы быстрее улетучиваются) [8].

На рис. 1 показаны частота инверсий (а), уровень / масса кислорода (б) и изменение соотношения изотопов азота (в) в течение фанерозойской эры (0–550 млн лет назад; отсчет ведется от современной нам кайнозойской эры). Временные интервалы массовых вымираний и суперхронов (включая периоды редких инверсий) заштрихованы, соответственно, вертикальными светло- и темно-серыми полосами.

При сравнении зависимости на рис. 1 (а–в) отчетливо видно, что четыре периода

суперхронов (темные полосы) сопровождаются последующими периодами массового вымирания живых существ на Земле (светло-серые полосы), причем во время 2-го, 3-го и 4-го вымираний относительное содержание молекул кислорода в атмосфере неуклонно падает. Можно ли на этом основании сделать вывод о взаимосвязи смены полярности (инверсии) геомагнитного поля с понижением концентрации кислорода в земной атмосфере и последующим массовым вымиранием разных видов живых организмов на Земле? Ниже приводятся результаты исследования, целью которого было сделать оценки влияния как длительных, так и сравнительно быстрых магнитных инверсий на состав атмосферы Земли, который, в свою очередь, влияет на разнообразие биологических видов.

На протяжении истории Земли масса ее атмосферы не была постоянной [9]. Изменчивость атмосферы подтверждается инженерными оценками полета и терморегуляции крупных стрекоз из позднего карбона, которые свидетельствуют о том, что плотность воздуха была намного

выше, и она менялась в течение геологического времени [10, 11]. Анализ летных характеристик миоценовых гигантских птиц также позволяет предположить, что сравнительно недавно, около 7 млн лет назад, плотность атмосферы была значительно больше [12]. Изменения pO₂ (парциального давления O₂), обнаруженные в составе воздуха, захваченного каменной солью, также указывают на переменную плотность атмосферы на отрезке времени от кембрийского периода до пермского со значительными изменениями содержания как кислорода, так и азота [13].

Диссипация ионов азота не учитывалось в большинстве исследований атмосферы, поскольку экспериментально невозможно было надежно отделить ионы N⁺ от O⁺ из-за их близких масс. Статистические данные об относительном вкладе N⁺ в ионосферный отток также отсутствуют. Известно, что с увеличением солнечной активности верхняя атмосфера обогащается ионами N⁺ [14]. Например, наблюдения спутника *ISIS-2* показали, что во время геомагнитной бури в августе 1972 г. ионосфера на широте 55°–80° и высоте ~1400 км состояла преимущественно из ионов N⁺ [14]. Кроме того, во время высокой солнечной активности и сильных магнитных бурь потери тяжелых ионов (O⁺ и N⁺) увеличиваются гораздо больше, чем ионов H⁺ [15, 16]. Нетепловой отток O⁺ из ионосферы увеличивается в 100 раз, тогда как нетепловой отток H⁺ увеличивается только в 3 раза при увеличении потока F10.7 в 3 раза (от минимума до максимума солнечной активности) [16].

Для проверки гипотезы о влиянии множественных геомагнитных инверсий на потерю значительной части атмосферы, вероятно приведшую к массовым вымираниям, на основании разработанной полуэмпирической модели сделаны оценки ионосферных потерь ионов азота N⁺ и кислорода O⁺ в настоящее время и в момент геомагнитной инверсии, с учетом изменений давления солнечного ветра (СВ) и EUV-излучения в течение фанерозойской эры.

2. СОЛНЕЧНЫЕ ПАРАМЕТРЫ

Данный раздел посвящен эволюции солнечных параметров (давлению солнечного ветра и EUV-излучению) в течение фанерозойской эры, и их влиянию на ионосферу и магнитосферу Земли. EUV-излучение приводит к фотоиниции планетарных нейтралов и нагреву верхней атмосферы с последующим ее расширением. Высокий EUV-поток от солнечных вспышек

и супервспышек может привести к экстремальной тепловой или гидродинамической диссипации атмосферы. Для определения зависимости радиуса r_{exo} , плотности n_{exo} и температуры T_{exo} экзобазы (т.е. высоты, на которой движущиеся вверх частицы испытывают в среднем одно столкновение; переменные, относящиеся к экзобазе, обозначим нижним индексом *exo*) от EUV-потока гидродинамическая модель, предложенная в работе [17], была модифицирована.

Высотные профили плотностей ионов кислорода и азота в атмосфере в зависимости от интенсивности EUV-излучения (с весовыми коэффициентами 1, 3 и 4.5 по сравнению с современным уровнем) показаны на рис. 2а. Их можно аппроксимировать функцией Чепмена для простого ионосферного слоя [18]:

$$n(h) = n_0 \exp\left\{\frac{1}{2}\left(1 - y - e^{-y}\right)\right\}, \quad y = \int_{h_0}^h \frac{dh'}{H(h')}. \quad (1)$$

Здесь n_0 – максимальная плотность на высоте h_0 пика слоя F2. Высота однородной атмосферы $H(h) = k_B T(h)/mg$ имеет линейный тренд на верхней границе слоя F2 [19], что хорошо согласуется с ожидаемой линейной зависимостью температуры $T(h) = T_{exo} + ah$ с положительным температурным градиентом $a \equiv \partial T / \partial h$, равным 0.31 К / км для слоя кислорода при температуре $T_{exo} \approx 1000$ К. Этот профиль предполагает идеализированную глобально усредненную атмосферу, находящуюся в гидростатическом равновесии и ионизированную плоскопараллельным монохроматическим EUV-излучением, при условии пренебрежения магнитным полем Земли.

На рис. 2а видно, что для всех рассматриваемых значений EUV-излучения плотность ионов азота N⁺ в атмосфере всегда ниже плотности ионов O⁺, что согласуется с результатами [20]. При этом разница в их плотностях сокращается с ростом высоты и уровня EUV-излучения. Рисунок 2б демонстрирует температуру и высоту экзобазы как функции EUV-потока (в единицах современного EUV-потока, соответствующего потоку солнечной энергии 5 мВт/м²). На рисунке вертикальными пунктирными линиями показаны характерные уровни EUV-излучения при солнечной вспышке X2 07.XI.2004, для солнечного максимума в 23-м цикле и солнечной вспышке X17 28.X.2003. Когда солнечный EUV-поток примерно в 5 раз превышает нынешний, температура и высота экзобазы начинают резко расти. При таком критическом уровне облучения термосфера Земли может испытывать быстрый переход от гидростатического равновесия к гидродинамической диссипации (англ.

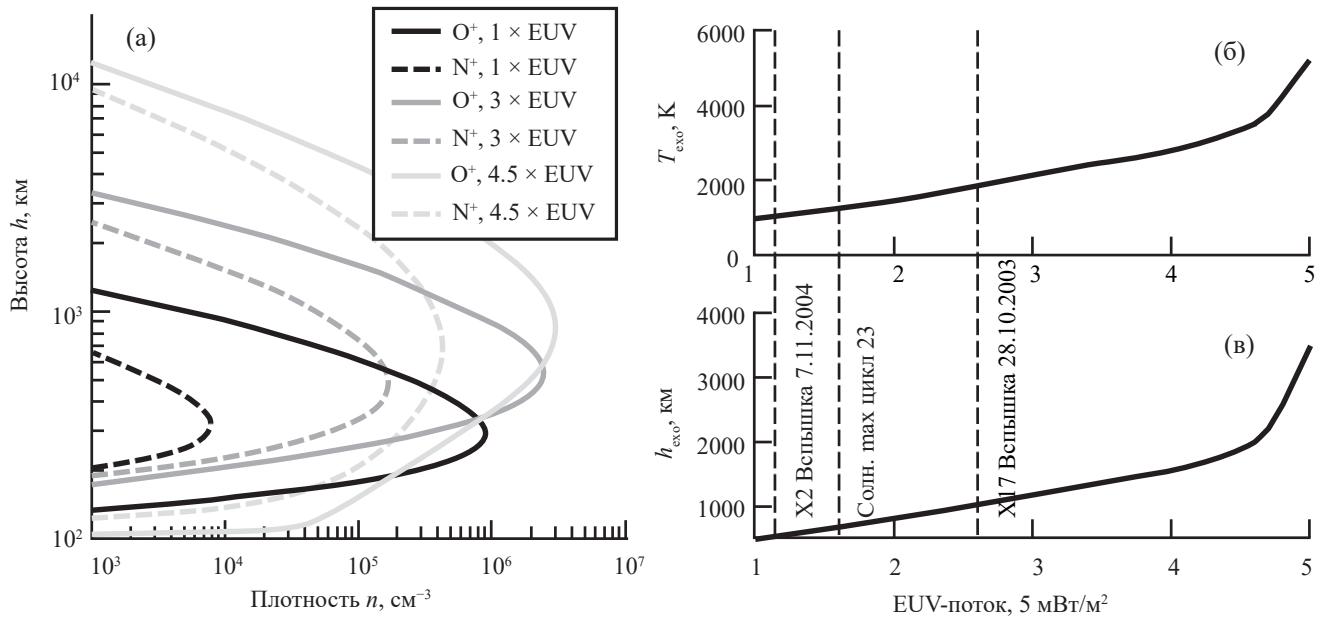


Рис. 2. (а) – профили плотности ионов кислорода O^+ (сплошные) и азота N^+ (пунктирные), (б) – температура и (в) – высота экзобазы, полученные из теоретической модели [14] аналогичной модели GAIT [21], при различных условиях солнечного EUV-потока (нормализованного к современному среднему потоку солнечной энергии $\sim 1 \times \text{EUV}$, что представляет собой поток солнечной энергии $\text{EUV} \approx 5.1 \text{ мВт/м}^2$)

hydrodynamic blow-off). Моделирование показало, что переход термосферы в состояние атмосферного выброса происходит при температуре экзобазы 7000–8000 К, что находится в согласии с работами [16, 21].

Солнечный ветер (СВ) является ключевым источником энергии для плазмосферы планеты [22], но его эффективность сильно зависит от величины и конфигурации собственного магнитного поля Земли. Современное магнитное поле планеты, характеризуемое ведущим дипольным коэффициентом Гаусса $g_1^0 = 30 \text{ мкТл}$ [23], взаимодействуя с СВ, образует магнитосферу, простирающуюся в среднем до $10 R_E$ (радиусов Земли) в подсолнечной точке (т.е. в точке пересечения дневной магнитопаузы с линией Земля – Солнце) и эффективно предотвращающую прямое взаимодействие СВ с ионосферой планеты.

Несмотря на разногласия по поводу надежности палеомагнитных измерений, считается, что напряженность геомагнитного поля во время инверсии снижается до 10–20 % от современной напряженности [24, 25]. Однако в период множественных инверсий от 3.36 до 3.03 млн лет назад в течение примерно 60 тыс. лет доминировали слабые поля с напряженностями менее 10 % [26, 27]. Модели геодинамо могут воспроизвести различные сценарии инверсии в зависимости от ожидаемого поведения проводящей

жидкости внутри Земли [28]. Согласно модели [29], общая напряженность геомагнитного поля в процессе инверсии снижается до 10 %, при этом квадрупольная компонента доминирует над дипольной. Мы же пренебрегаем дипольной компонентой, и рассматриваем два случая: квадрупольное поле с современной напряженностью $g_2^0 = 2.5 \text{ мкТл}$ и с уменьшенной на порядок $g_2^0 = 0.25 \text{ мкТл}$, как в работе [6]. Среднее расстояние до магнитопаузы квадрупольного поля в подсолнечной точке в спокойных солнечных условиях составляет $3.4 R_E$ или $1.9 R_E$ для $g_2^0 = 2.5 \text{ мкТл}$ и $g_2^0 = 0.25 \text{ мкТл}$, соответственно [23]. Расстояние до магнитопаузы определяется из баланса между динамическим давлением СВ $P_{sw} = m_p n_{sw} v_{sw}^2$ и давлением магнитного поля планеты $P_E = 2B_E^2(r) / \mu_0$ (или тепловым давлением ионосферы для индуцированной магнитосферы).

В работе [6] приведена оценка эволюции солнечных параметров в фанерозойскую эру. Поскольку скорость потери массы Солнца (\dot{M}) зависит от возраста звезды (t в миллиардах лет) и ее активности (рентгеновского потока F_X) как $\dot{M} \sim F_X^{1.15 \pm 0.20} \sim t^{-2.33 \pm 0.55}$, то 600 млн лет назад СВ с давлением $P_{sw} \sim \dot{M} v_{sw}$ был в 1.5 раза плотнее современного СВ с P_{sw0} [30, 31], а EUV-потоки были в 1.5 раза выше. Однако сравнение с солнцеподобной звездой 18 Scopii (HD146233)

возрастом 300 млн лет позволяет оценить верхний предел P_{sw} в 3.7 раза выше нынешнего P_{sw0} .

Солнечный EUV-поток изменяется в 3 раза в соответствии с одиннадцатилетним солнечным циклом (т.е. поток энергии изменяется в диапазоне 2.5–8 мВт/м²) [32] и может увеличиваться в 2.6 раза во время солнечных вспышек X-класса [33]. Среднее давление СВ варьируется в пределах 1.4–8 нПа без учета влияния космической погоды. Во время восходящей фазы солнечно-го цикла увеличивается солнечная активность и, как следствие, частота геомагнитных бурь, при которых динамическое давление СВ может достигать 50–100 нПа.

3. МЕХАНИЗМЫ ДИССИПАЦИИ

В этом разделе рассмотрим наиболее значимые механизмы диссипации тяжелых ионов из атмосферы Земли и представим полуэмпирические модели для оценки скоростей их потерь. Основные механизмы ускорения атмосферных частиц приведены в табл. 1, обобщающей результаты работ [34–38]. Для каждого механизма в работе [39] были представлены скорости потерь атомов и ионов кислорода и водорода в зависимости от напряженности дипольного магнитного поля. На основании этих оценок были выделены наиболее значимые механизмы потери тяжелых частиц. Для планет с сильным собственным магнитным полем наибольший вклад в атмосферные потери вносят тяжелые ионы, вылетающие

вдоль открытых силовых линий на геомагнитных полюсах (что соответствует 6-му механизму в табл. 1). Если собственное магнитное поле слабее индуцированного, то СВ напрямую взаимодействует с ионосферной плазмой и нейтральным газом, что способствует захвату и рассеянию ионов. Ионосферные потери Земли, вызванные СВ, были оценены в работе [6] и значительно превышают потери в результате действия других механизмов [39], которые не рассматриваются в данной работе. Предполагаем, что потери нейтральных атомов менее значительны, чем потери ионизированных частиц.

Ионы, покинувшие ионосферу, могут сразу вылететь из магнитосферы или циркулировать в ней и, в конечном счете, либо уйти в открытый космос, либо вернуться в ионосферу. Прежде предполагалось, что значительное количество ионов кислорода, покидающих Землю через каспы и полярные шапки, возвращается в атмосферу [40], но недавние наблюдения показали, что обратные потоки тяжелых ионов незначительны [41, 42].

Потери из каспов и полярных шапок

Полярный ветер (ниже обозначим его индексом rw) способствует выбросу тепловых ионов из атмосферы за счет градиентов давления электронов вдоль магнитных полюсов [43, 44]. Когда полностью или частично ионизованная атмосфера находится в гидростатическом равновесии в гравитационном поле (g), образуется амбиполярное электрическое поле

Таблица 1. Основные механизмы диссипации планетарных атмосфер [32]

№	Механизмы	Тип	Вид	Объяснение
(1)	Диссипация Джинса (<i>Jeans escape</i>)	Термал., нейтралы	H, He	Скорость частиц в высокоэнергичном хвосте распределения превышает скорость убегания
(2)	Гидродинамический отток (<i>Hydrodynamic blow-off</i>)	Термал., нейтралы/ ионы	Все	Подобен механизму формирования солнечного ветра (работает в экстремальных радиационных условиях)
(3)	Фотохимический нагрев (<i>Photochemical heating</i>)	Термо-химич., нейтралы	H, He	Фотохимическая реакция (под воздействием EUV) включает нагрев и распад молекул, приводящий к уходу их продуктов в космос
(4)	Захват ионов (<i>Ion pickup</i>)	Нетермал., ионы	H, He	Электрическое поле конвекции $V_{sw} \times B_{sw}$ «захватывает» возбужденные ионосферные ионы
(5)	Вторичное рассеяние (<i>Secondary sputtering</i>)	Нетермал., нейтралы	Все	Ионосферные ионы, ускоренные СВ, повторно воздействуют на верхние слои атмосферы, что приводит к выбросу нейтралов
(6)	Возбуждение Эл.-Магн. волнами и выровненными вдоль поля потенциалами	Нетермал., ионы	Все	Энергия СВ, локально задерживаемая на малых высотах, вызывает электромагнитные возмущения, которые возбуждают ионосферные ионы
(7)	Масштабная передача импульса (<i>SW-driven escape</i>)	Нетермал., ионы	Все	Крупномасштабная передача импульса СВ плазме планеты за границей магнитосферы

$E = -\mu g / e$ [45], где $|e|$ – заряд электрона, а $\mu = \left(\sum_{\alpha} Z_{\alpha} m_{\alpha} n_{\alpha} / T_{\alpha} \right) / \left(\sum_{\alpha} Z_{\alpha}^2 n_{\alpha} / T_{\alpha} \right)$ – средняя ионная масса, определяемая суммой всех заряженных частиц α -вида (ионов и электронов).

Потери из каспа (отмечены нижним индексом ce) создают сверхтепловые ионы в диапазоне энергий от нескольких сотен до тысяч электрон-вольт. Нагрев ионов достигается за счет диссипации исходящего потока Пойнティングа, передающего энергию от СВ к каспу на малой высоте [46].

Скорости потерь ионов из полярных шапок и каспов пропорциональны суммарной площади областей открытых силовых линий $S_{pc} = \Omega_{exo} r_{exo}^2$, где Ω_{exo} – телесный угол полярной шапки (индекс pc), определенный в работах [39, 23], для дипольных и квадрупольных магнитных конфигураций:

$$Q_{pw,\alpha} \sim n_{exo,\alpha} v_{exo,\alpha} S_{pc}, \quad (2)$$

где плотность экзобазы $n_{exo,\alpha} = n_{\alpha}(h_{exo})$ в выражении (1) и скорость $v_{exo,\alpha} = \sqrt{2E(r_{exo}) / m_{\alpha}}$ зависят от радиуса $r_{exo} = h_{exo} + R_E$, который является функцией EUV-потока F_{EUV} (рис. 2). Для полярного ветра энергия $E = GM_E \mu / r_{exo}$ является гравитационной, где G – гравитационная постоянная Ньютона, M_E – масса Земли.

Скорость потери ионов из каспа зависит также от потока энергии СВ, падающего на магнитопаузу, т.е. пропорциональна её поперечному сечению $S_c = \pi r_c^2$, (определенному в работах [39, 23]):

$$Q_{ce,\alpha} \sim n_{exo,\alpha} v_{exo,\alpha} S_c S_{pc} P_{sw}^{0.61}. \quad (3)$$

Кроме того, скорость потери ионов кислорода O^+ увеличивается с ростом динамического давления солнечного ветра (индекс sw) как $Q_{pw,O} \sim P_{sw}^{0.61}$ [47].

Скорости потерь ионов из полярных шапок и каспов определяются методом масштабирования в соответствии с их современными значениями для кислорода. Так, согласно оценкам, скорости потерь O^+ из полярных шапок и каспов составляют, соответственно $Q_{0,pw,O^+} = 8 \times 10^{24} O^+ / s$ [44] и $Q_{0,ce,O^+} = 2 \times 10^{25} O^+ / s$ [48]. Предполагается, что эти скорости потерь (с индексом 0) соответствуют современному среднему солнечному EUV-потоку и типичному давлению СВ $P_{sw0} = 1.4$ нПа с плотностью $n_{sw} = 5 \text{ см}^{-3}$ и скоростью $v_{sw} = 400 \text{ км/с}$.

Потери, вызванные солнечным ветром

Потери от прямого солнечного ветра оцениваются на основе передачи импульса СВ заряженным частицам атмосферы планеты. Ускоренный поток ионов, покидающих магнитосферу (

$\Phi_E = n_E v_E$), связан с падающим потоком СВ ($\Phi_{sw} = n_{sw} v_{sw}$) и локально замедленным потоком СВ (Φ_{swE}) следующим образом [22]:

$$\Phi_E = \delta \frac{v_{sw} m_{sw}}{v_E m_E} \left(\Phi_{sw} - \frac{v_{swE}}{v_{sw}} \Phi_{swE} \right), \quad (4)$$

где v, m, n – это скорость, масса и плотность заряженных частиц атмосферы планеты (индекс E), солнечного ветра (индекс sw) и замедленной плазмы СВ (индекс swE); $\delta = \delta_{sw} / \delta_E$ определяет толщину слоя обмена импульсом [49]

$$\delta = \left(\frac{v'_E}{v_{sw}} \right)^2 \frac{m_E n_E}{m_{sw} n_{sw}} \left(1 - \frac{n_{swE} v_{swE}^2}{n_{sw} v_{sw}^2} \right)^{-1}, \quad (5)$$

где функция δ зависит от ионной плотности $n_E = n_E(F_{EUV}, P_{sw})$ в области передачи импульса.

В настоящее время атмосфера Земли не подвержена прямому воздействию СВ. В отсутствие наблюдательных данных для оценки скорости потери в ослабленном магнитном поле Земли исследователи [6] проводят аналогию с Марсом [22] и Венерой [50]. Для типичных значений параметров солнечного ветра $n_{sw} = 5 \text{ см}^{-3}$ и $v_{sw} = 400 \text{ км/с}$ принимаем приближенные оценки скорости и плотности потока: $v_{swE} = 40 \text{ км/с}$ и $n_{swE} = 1 \text{ см}^{-3}$. Скорость убегания из гравитационного поля Марса, $v_{esc} = 5 \text{ км/с}$, сравнима со скоростью потока из верхней ионосферы Венеры, и может быть использована как параметр, подходящий также и для верхней ионосферы Земли, т.е. $v'_E = 5 \text{ км/с}$.

Скорость потери ионосферы планеты, подверженной прямому воздействию СВ, можно рассчитать как $Q_{sw-driv} = \Phi_E S_{mt}$, где $S_{mt} = \pi(R_{mlb}^2 - R_{mp}^2)$ – поперечное сечение области передачи импульса (индекс mt), которая лежит между границей массовой нагрузки (индекс mlb) солнечного ветра земной плазмой $R_{mlb} = R_{mp} + \delta(R_{mp} - R_E - 100 \text{ км})$ и магнитопаузой (индекс mp) или границей индуцированной магнитосферы (индекс imb) на линии светораздела Земли.

4. ФРАКЦИОНИРОВАНИЕ ИЗОТОПОВ

Увеличение соотношения тяжелых изотопов к легким в атмосфере – один из признаков ее ускоренной диссипации. В этом разделе проводится оценка эффективности фракционирования (разделения) изотопов по массам для основных механизмов диссипации ионосферы Земли.

Большинство механизмов диссипации преимущественно способствуют удалению более легких изотопов, хотя существуют различия в эффективности фракционирования. Для оценки способности

механизма диссипации к фракционированию изотопов используют коэффициент фракционирования f : при $f > 1$ предпочтительно удаляются тяжелые изотопы; при $f < 1$ – легкие изотопы; при $f = 1$ фракционирование отсутствует [51]. Коэффициент фракционирования, f , используется в уравнении Рэлея, связывающем начальное содержание удаленных изотопов A_α^0 и их количество A_α в остатке

$$\frac{A_1^0}{A_1} = \left(\frac{R}{R_0} \right)^{1/(1-f)}, \quad (6)$$

где $R = A_2 / A_1$ – отношение изотопов (например, $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$). Отношение R / R_0 определяет степень обогащения тяжелыми изотопами по сравнению с первоначальным значением. Верхний предел обогащения тяжелыми изотопами можно оценить как $R / R_0 \leq (1 + Qt / A_1)^{1-f}$, где Q – максимальная скорость потери; t – время. Например, при $f = 0.2$ и $Qt = 0.01A_1$, имеем изменение изотопного отношения $\delta X(\%) = (R / R_0 - 1) \cdot 1000 \leq 8$ (рис. 1в).

Из соотношений (2)–(3) следует, что механизмы потерь из каспов и полярных шапок способствуют эффективному удалению всех изотопов, что приводит к низкому фракционированию, т.е. $f = \sqrt{m_1 / m_2} \sim 1$, где m_1 и m_2 – массы легкого и тяжелого изотопа, соответственно.

Эффективность фракционирования за счет потерь, вызванных СВ, рассеяния и захвата ионов зависит от структуры верхней атмосферы. Для плазмы в гидростатическом равновесии с плотностью $n_\alpha(h) = n_{exo,\alpha} \exp(-(h - h_{exo}) / H_\alpha)$ коэффициент фракционирования f можно рассчитать как

$$f = \exp\left(-\frac{g(m_2 - m_1)(R_{imb} - R_E - h_{exo})}{k_B T_{exo}}\right), \quad (7)$$

если планета имеет собственное магнитное поле, то радиус границы индуцированной магнитосферы R_{imb} следует заменить на радиус магнитопаузы R_{mp} . Таким образом, эти механизмы диссипации удаляют более легкие частицы из-за гравитационного фракционирования изотопов в верхних слоях атмосферы. Общий эффект заключается в увеличении количества более тяжелых видов в атмосфере. Этот эффект известен как дистилляция Рэлея [38].

На рис. 3 показаны коэффициенты фракционирования изотопов азота $^{15}\text{N}/^{14}\text{N}$ и кислорода $^{18}\text{O}/^{16}\text{O}$ за счет потерь, вызванных СВ, в зависимости от солнечного EUV-излучения и в отсутствие собственного магнитного поля. Из рисунка следует, что потери, вызванные СВ, наиболее эффективно фракционируют изотопы

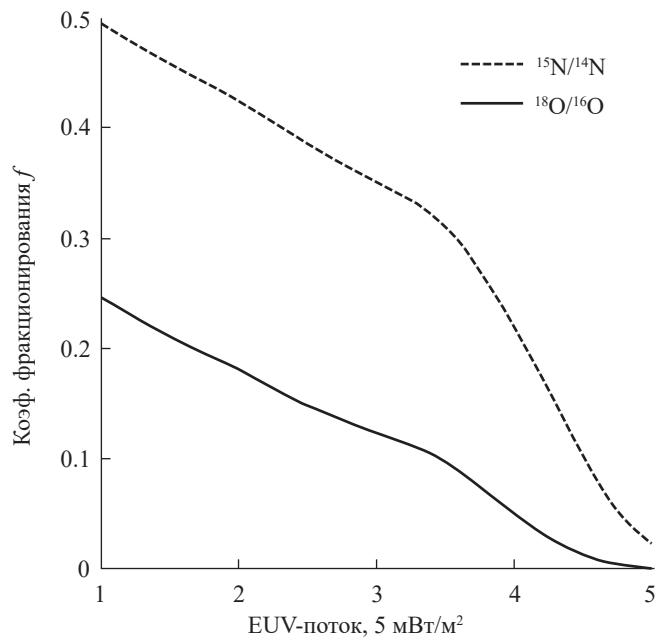


Рис. 3. Коэффициент фракционирования (разделения) изотопов азота (пунктирные) и кислорода (сплошные) за счет потерь, вызванных СВ, в зависимости от EUV-потока (при давлении СВ $P_{sw0} = 1.4$ нПа и в отсутствие собственного магнитного поля $B_{Tot} = 0$ мкТл)

при малом EUV-излучении. С ростом этого излучения ионосфера (т.е. нижняя граница индуцированной магнитосферы) расширяется, а коэффициент фракционирования ее изотопов стремится к нулю. Расширение собственной магнитосферы (при наличии собственного магнитного поля) также уменьшает коэффициент фракционирования.

5. РЕЗУЛЬТАТЫ

На рис. 4а показан вклад каждого механизма диссипации в скорость потери ионов O^+ и N^+ в зависимости от солнечного EUV-потока для квадрупольного магнитного поля с $g_2^0 = 2.5$ мкТл и при давлении солнечного ветра 1.4 нПа. При низком EUV-потоке собственное магнитное поле с $g_2^0 = 2.5$ мкТл отклоняет СВ и способствует потерям из каспов и полярных шапок. По мере увеличения EUV-излучения ионосфера расширяется, увеличивая радиус индуцированной магнитосферы, чья нижняя граница ограничена ионопаузой. Когда ионосфера подвергается прямому воздействию СВ, т.е. $R_{imb} \geq R_{mp}$, (вертикальная пунктирная прямая на рис. 4а), меняется доминирующий механизм диссипации ионов, что приводит к сильному фракционированию изотопов, а скорости потери кислорода и азота

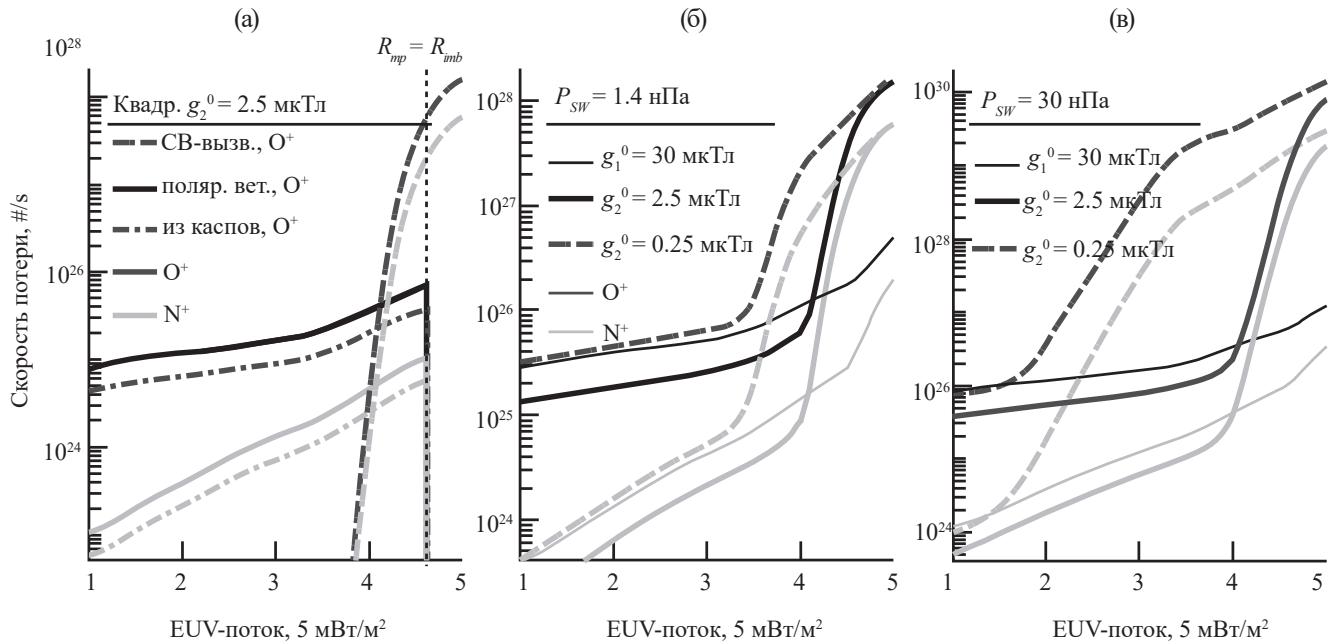


Рис. 4. Скорости потерь ионов кислорода O^+ (сплошные) и азота N^+ (пунктирные) в зависимости от солнечного EUV-потока: (а) – вклад каждого механизма диссипации для квадрупольного магнитного поля с $g_2^0 = 2.5$ мкТл и при давлении СВ 1.4 нПа; (б, в) – суммарные скорости потери O^+ и N^+ для различных напряженностей и конфигураций магнитного поля при 1.4 нПа и 30 нПа

увеличиваются на 4–5 порядков, при этом разрыв между скоростями потери N^+ и O^+ сокращается по мере увеличения EUV-потока.

На рис. 4б, в показаны суммарные скорости потери O^+ и N^+ в зависимости от EUV-потока для современного магнитного поля с $g_1^0 = 30$ мкТл (тонкие кривые) и в момент инверсии с $g_2^0 = 2.5$ мкТл (толстые кривые) и $g_2^0 = 0.25$ мкТл (пунктирные кривые) при давлении СВ 1.4 нПа (б) и 30 нПа (в). Из рисунка следует, что слабое магнитное поле, а также высокое давление СВ увеличивают ионосферные потери.

Рисунок 5 демонстрирует суммарные скорости потери O^+ и N^+ для квадрупольного магнитного поля с $g_2^0 = 2.5$ мкТл (тонкие кривые) и $g_2^0 = 0.25$ мкТл (толстые кривые) во время инверсии в зависимости от давления СВ при разных уровнях EUV-излучения. В случае небольшого EUV-излучения (в 1.5 раза выше современного) собственное магнитное поле обеспечивает отток тяжелых ионов из полярных шапок и каспов для всех рассматриваемых значений давления СВ при $g_2^0 = 2.5$ мкТл и для значений давления СВ менее 30 нПа при $g_2^0 = 0.25$ мкТл. При высоком EUV-излучении (в 4.5 раза выше современного) магнитное поле не может защитить ионосферу от прямого

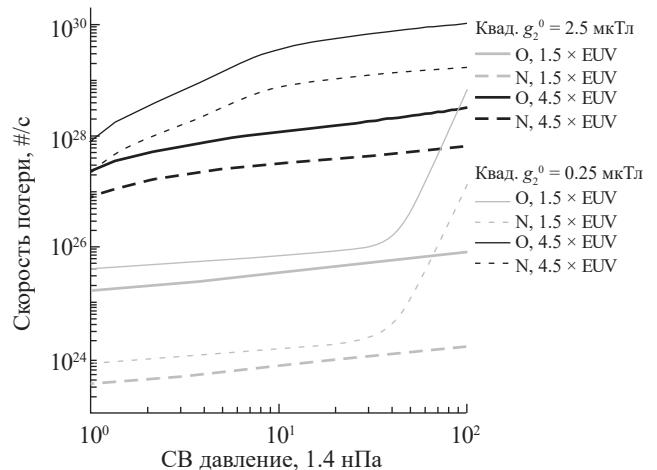


Рис. 5. Скорости потерь ионов кислорода O^+ (сплошные) и азота N^+ (пунктирные) для квадрупольного магнитного поля с $g_2^0 = 2.5$ мкТл (тонкие) и $g_2^0 = 0.25$ мкТл (толстые) в зависимости от давления СВ

воздействия СВ, что приводит к значительным потерям ионов даже при слабом давлении СВ.

Согласно табл. 2, значительная часть атмосферы может быть потеряна за 1 млн лет либо в очень слабом магнитном поле ($g_2^0 = 0.25$ мкТл), либо в сильном магнитном поле ($g_2^0 = 2.5$ мкТл), но в экстремальных солнечных условиях ($P_{SW} \geq 30$ нПа и

Таблица 2. Суммарные скорости потерь $\sum_{\alpha=O,N} m_{\alpha} Q_{\alpha}$, отношение скоростей потерь Q_N/Q_O и процент атмосферы, потерянной за 1 млн лет для дипольного магнитного поля с $g_1^0 = 30$ мкТл (в настоящее время) и квадрупольного поля с $g_2^0 = 2.5$ мкТл и $g_2^0 = 0.25$ мкТл (в момент инверсии) при различных солнечных условиях

Коэф. Гаусса, мкТл	Современный EUV	P_{sw} , нПа	$\sum_{O,N} m_{\alpha} Q_{\alpha}$, кг/с	Q_N/Q_O	Атмос. потери, % / млн лет)
Дип. $g_1^0 = 30$	$\times 3$	10	3.1	0.08	1.9×10^{-3}
Квадруп. $g_2^0 = 2.5$	$\times 3$	10	1.5	0.08	9.3×10^{-4}
Квадруп. $g_2^0 = 0.25$	$\times 3$	10	14	0.13	8.8×10^{-3}
Дип. $g_1^0 = 30$	$\times 4.5$	30	16	0.15	0.01
Квадруп. $g_2^0 = 2.5$	$\times 4.5$	30	1.1×10^3	0.23	0.7
Квадруп. $g_2^0 = 0.25$	$\times 4.5$	30	2.2×10^4	0.19	13.4

$4.5 \times$ EUV-поток). Более того, около 20 % всех потерь в атмосфере будет приходиться на азот ^{14}N . Магнитное поле напряженностью около 10 % от его современного значения эффективно защищает атмосферу от эрозии солнечным ветром при умеренных солнечных условиях, что согласуется с выводом в работе [23]. Таким образом, значительные потери кислорода и азота требуют более высокой солнечной активности или более низкой напряженности магнитного поля, как это предложено в работе [6]. Представленный механизм диссипации и количественная оценка потерь в течение геологического времени могут обосновать значительные изменения в массе атмосферы и атмосферном давлении.

6. ВЫВОДЫ

В современном дипольном поле Земли с $g_1^0 = 30$ мкТл потери кислорода составляют около 3×10^{25} O⁺/с, что является незначительной скоростью. По оценкам [36] общие потери атмосферы составляют около 1 кг/с или меньше. Во время инверсии напряженность геомагнитного поля снижается до 10 % или менее от нынешнего значения. Это уменьшает магнитосферу примерно на две трети и при сильном EUV-излучении позволяет солнечному ветру достигать уровня ионосферы. Во время солнечных событий EUV-поток и давление солнечного ветра могут значительно увеличиться, что приведет к потере 16 кг/с в современном магнитном поле с $g_1^0 = 30$ мкТл или потере $(1.1 \div 22) \times 10^3$ кг/с в более слабых магнитных полях с $g_2^0 = 2.50 \div 0.25$ мкТл, соответственно. Также во время солнечных событий верхняя атмосфера Земли обогащается ионами азота N⁺. Легкие изотопы азота ^{14}N проще улавливаются солнечным ветром, чем изотопы кислорода, что может привести к повышению фона

тяжелых изотопов азота ^{15}N во время геомагнитных инверсий. Общий вывод из проведенного анализа: в течение очень длительных периодов множественных инверсий и слабых магнитных полей, продолжающихся миллионы лет, потеря массы атмосферы может иметь серьезное влияние на биосферу.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Настоящая работа поддержана грантом № МК-5053.2022.6 Министерства науки и высшего образования РФ.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Sepkoski J.J. Phanerozoic Overview of Mass Extinction // Patterns and Processes in the History of Life. 1986. P. 277–295. https://doi.org/10.1007/978-3-642-70831-2_15
2. Keller G. Impacts, volcanism and mass extinction: random coincidence or cause and effect? // Australian J. Earth Sciences. 2005. V. 52 Iss. 4–5. P. 725–757. <https://doi.org/10.1080/08120090500170393>
3. Raup D.M., Sepkoski J.J. Mass Extinctions in the Marine Fossil Record // Science. 1982. V. 215. Iss. 4539. P. 1501–1503. <https://doi.org/10.1126/science.215.4539.1501>
4. Valet J.-P., Fournier A. Deciphering records of geomagnetic reversals // Reviews of Geophysics. 2016. V. 54. Iss. 2. P. 410–446. DOI: 10.1002/2015RG000506
5. Hounslow M.W., Domeier M., Biggin A.J. Subduction flux modulates the geomagnetic polarity reversal rate // Tectonophysics. 2018. Iss. 742. P. 34–49. <https://doi.org/10.1016/j.tecto.2018.05.018>
6. Wei Y., Pu Z., Zong Q. et al. Oxygen escape from the Earth during geomagnetic reversals: Implications to mass extinction // Earth and Planetary Science

- Letters. 2014. Iss. 394. P. 94–98. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2014.03.018>
7. *Berner R.A.* Phanerozoic atmospheric oxygen: New results using the GEOCARBSULF model // American J. Science. 2009. V. 309. Iss. 7. P. 603–606. <https://doi.org/10.2475/07.2009.03>
 8. *Algeo T.J., Meyers P.A., Robinson R.S. et al.* Icehouse-greenhouse variations in marine denitrification // Biogeosciences. 2014. V. 11. Iss. 4. P. 1273–1295. <https://doi.org/10.5194/bg-11-1273-2014>
 9. *Johnson B.W., Goldblatt C.* EarthN: A New Earth System Nitrogen Model // Geochemistry, Geophysics, Geosystems. 2018. V. 19. Iss. 8. P. 2516–2542. <https://doi.org/10.1029/2017GC007392>
 10. *Cannell A.E.R.* The engineering of the giant dragonflies of the Permian: revised body mass, power, air supply, thermoregulation and the role of air density // J. Exp. Biol. 2019. Iss. 221. Art.ID. jeb185405. <https://doi.org/10.1242/jeb.185405>
 11. *Cannell A., Nel A.* Paleo-air pressures and respiration of giant Odonatoptera from the Late Carboniferous to the Early Cretaceous // Palaeoentomology. 2023. V. 6. Iss. 4. <https://doi.org/10.11646/palaeoentomology.6.4.6>
 12. *Cannell A.E.R.* Too big to fly? An engineering evaluation of the fossil biology of the giant birds of the Miocene in relation to their flight limitations, constraining the minimum air pressure at about 1.3 bar // Animal Biology. 2020. V. 70. Iss. 3. P. 1–20. <https://doi.org/10.1163/15707563-bja10001>
 13. *Cannell A., Blamey N., Brand U. et al.* A revised sedimentary pyrite proxy for atmospheric oxygen in the paleozoic: Evaluation for the silurian-devonian-carboniferous period and the relationship of the results to the observed biosphere record // Earth-Science Reviews. 2022. Art. ID104062. <https://doi.org/10.1016/j.earscirev.2022.104062>
 14. *Hoffman J.H., Dodson W.H., Lippincott C.R. et al.* Initial ion composition results from the ISIS2 satellite // J. Geophysical Research (1896–1977). 1974. V. 79. Iss. 28. P. 4246–4251. <https://doi.org/10.1029/JA079i028p04246>
 15. *Chappell C.R., Olsen R.C., Green J.L. et al.* The discovery of nitrogen ions in the Earth's magnetosphere // Geophysical Research Letters. 1982. V. 9. Iss. 9. P. 937–940. <https://doi.org/10.1029/GL009i009p00937>
 16. *Cully C.M., Donovan E.F., Yau A.W. et al.* Akebono / Suprathermal Mass Spectrometer observations of low-energy ion outflow: Dependence on magnetic activity and solar wind conditions // J. Geophysical Research (Space Physics). 2003. V. 108. Iss. A2. Art.ID. 1093. <https://doi.org/10.1029/2001JA009200>
 17. *Tian F., Kasting J.F., Liu H.-L. et al.* Hydrodynamic planetary thermosphere model: 1. Response of the Earth's thermosphere to extreme solar EUV conditions and the significance of adiabatic cooling // J. Geophysical Research (Planets). 2008. V. 113. Iss. E5. Art.ID. E05008. <https://doi.org/10.1029/2007JE002946>.
 18. *Chapman S.* The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating Earth part II. grazing incidence // Proc. the Physical Society. 1931. V. 43. Iss. 5. P. 483–501. <https://doi.org/10.1088/0959-5309/43/5/302>
 19. *Olivares-Pulido G., Hernández-Pajares M., Aragón-Angel A. et al.* A linear scale height Chapman model supported by GNSS occultation measurements // J. Geophysical Research (Space Physics). 2016. V. 121. Iss. 8. P. 7932–7940. <https://doi.org/10.1002/2016JA022337>
 20. *Tian F., Solomon S.C., Qian L. et al.* Hydrodynamic planetary thermosphere model: 2. coupling of an electron transport/energy deposition model // J. Geophysical Research: Planets. 2008. V. 113. Iss. E7. <https://doi.org/10.1029/2007JE003043>
 21. *Smithtro C.G., Sajka J.J.* Behavior of the ionosphere and thermosphere subject to extreme solar cycle conditions // J. Geophysical Research (Space Physics). 2005. V. 110. Iss. A8. Art.ID. A08306. <https://doi.org/10.1029/2004JA010782>
 22. *Lundin R., Dubinin E.M.* Phobos-2 results on the ionospheric plasma escape from Mars // Advances in Space Research. 1992. Iss. 12. P. 255–263. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(92\)90338-X](https://doi.org/10.1016/0273-1177(92)90338-X)
 23. *Tsareva O.O., Dubinin E.M., Malova H.V. et al.* Atmospheric escape from the earth during geomagnetic reversal // Ann. Geophys. 2019. V. 63. Iss. 2. Art.ID PA223. <https://doi.org/10.4401/ag-8354>
 24. *Merrill R.T., McFadden P.L.* Paleomagnetism and the nature of the geodynamo // Science. 1990. V. 248. Iss. 4953. P. 345–350. <https://doi.org/10.1126/science.248.4953.345>
 25. *Leonhardt R., Fabian K.* Paleomagnetic reconstruction of the global geomagnetic field evolution during the matuyama/brunhes transition // Earth and Planetary Science Letters. 2007. Iss. 253. P. 172–195. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2006.10.025>
 26. *Valet J.-P., Thevarasan A., Bassinot F. et al.* Two records of relative paleointensity for the past 4 Myr // Frontiers in Earth Science. 2020. V. 8. Art.ID148. <https://doi.org/10.3389/feart.2020.00148>
 27. *Herrero-Bervera E., Valet J.-P.* Absolute paleointensity and reversal records from the Waianae sequence (Oahu, Hawaii, USA) // Earth and Planetary Science Letters. 2005. V. 234. Iss. 1–2. P. 279–296. <https://doi.org/10.1016/j.epsl.2005.02.032>
 28. *Jacobs J.A.* Reversals of the Earth's magnetic field. 2nd edition. Cambridge: Cambridge Univ. Press, 1994.
 29. *Glatzmaier G.A., Roberts P.H.* A three-dimensional self-consistent computer simulation of a geomagnetic

- field reversal // *Nature*. 1995. V. 377. Iss. 6546. P. 203–209. <https://doi.org/10.1038/377203a0>
30. *Wood B.E., Muller H.-R., Zank G.P. et al.* Measured mass-loss rates of solar-like stars as a function of age and activity // *The Astrophysical J.* 2002. V. 574. Iss. 1. P. 412–425. <https://doi.org/10.1086/340797>
31. *Güdel M., Kasting J.* Origins and evolution of life: The young sun and its influence on planetary atmospheres. Cambridge: Cambridge University Press, 2011.
32. *Mansoori A., Khan P., Ahmad R. et al.* Evaluation of long term solar activity effects on GPS derived tec. // *J. Physics: Conference Series*. 2016. V. 759. Art.ID012069. <https://doi.org/10.1088/1742-6596/759/1/012069>
33. *Krauss S., Pfleger M., Lammer H.* Satellite-based analysis of thermosphere response to extreme solar flares // *Annales Geophysicae*. 2014. V. 32. Iss. 10. P. 1305–1309. <https://doi.org/10.5194/angeo-32-1305-2014>
34. *Yamauchi M., Wahlund J.-E.* Role of the Ionosphere for the Atmospheric Evolution of Planets // *Astrobiology*. 2007. V. 7. Iss. 5. P. 783–800. <https://doi.org/10.1089/ast.2007.0140>
35. *Lundin R., Dubinin E.M., Koskinen H. et al.* On the momentum transfer of the solar wind to the Martian topside ionosphere // *Geophysical Research Letters*. 1991. V. 18. Iss. 6. P. 1059–1062. <https://doi.org/10.1029/90GL02604>
36. *Lundin R., Lammer H., Ribas I.* Planetary magnetic fields and solar forcing: Implications for atmospheric evolution // *Space Science Reviews*. 2007. V. 129. Iss. 1–3. P. 245–278. <https://doi.org/10.1007/s11214-007-9176-4>
37. *Brain D.A., Bagenal F., Ma Y.-J. et al.* Atmospheric escape from unmagnetized bodies // *J. Geophys. Res. Planets*. 2016. V. 121. <https://doi.org/10.1002/2016JE005162>
38. *Gronoff G., Arras P., Baraka S. et al.* Atmospheric escape processes and planetary atmospheric evolution: from misconceptions to challenges // *Proc. European planetary science congress*. 2020. EPSC2020–32. <https://doi.org/10.5194/epsc2020-32>
39. *Gunell H., Maggiolo R., Nilsson H. et al.* Why an intrinsic magnetic field does not protect a planet against atmospheric escape // *Astronomy and Astrophysics*. 2018. V. 614. Iss. L3. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201832934>
40. *Seki K., Elphic R.C., Hirahara M. et al.* On atmospheric loss of oxygen ions from Earth through magnetospheric processes // *Science*. 2001. V. 291. Iss. 5510. P. 1939–1941. <https://doi.org/10.1126/science.1058913>
41. *Slapak R., Hamrin M., Pitkänen T. et al.* Quantification of the total ion transport in the near-Earth plasma sheet // *Annales Geophysicae*. 2017. V. 35. Iss. 4. P. 869–877. <https://doi.org/10.5194/angeo-35-869-2017>
42. *Slapak R., Schillings A., Nilsson H. et al.* Atmospheric loss from the dayside open polar region and its dependence on geomagnetic activity: implications for atmospheric escape on evolutionary timescales // *Annales Geophysicae*. 2017. V. 35. Iss. 3. P. 721–731. <https://doi.org/10.5194/angeo-35-721-2017>
43. *Banks P.M., Holzer T.E.* The polar wind // *J. Geophysical Research*. 1968. V. 73. Iss. 21. P. 6846–6854. <https://doi.org/10.1029/JA073i021p06846>
44. *Yau A.W., Abe T., Peterson W.K.* The polar wind: Recent observations // *J. Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*. 2007. V. 69. Iss. 16. P. 1936–1983. <https://doi.org/10.1016/j.jastp.2007.08.010>
45. *Pierrard V., Lemaire J.* Lorentzian ion exosphere model // *J. Geophysical Research*. 1996. V. 101. Iss. A4. P. 7923–7934. <https://doi.org/10.1029/95JA03802>
46. *Strangeway R.J., Ergun R.E., Su Y.-J. et al.* Factors controlling ionospheric outflows as observed at intermediate altitudes // *J. Geophysical Research (Space Physics)*. 2005. Iss. 110. Art.ID A03221. <https://doi.org/10.1029/2004ja010829>
47. *Fok M.-C., Ebihara Y., Moore T.E.* Inner magnetospheric plasma interaction and coupling with the ionosphere // *Adv. Polar Upper Atmos. Res.* 2005. V. 19. P. 106–134.
48. *Pollock C.J., Chandler M.O., Moore T.E. et al.* A survey of upwelling ion event characteristics // *J. Geophys. Res.* 1990. V. 95. Iss. A11. P. 18969–18980. <https://doi.org/10.1029/JA095iA11p18969>
49. *Perez-de-Tejada H.* Momentum transport in the solar wind erosion of the Mars ionosphere // *J. Geophysical Research: Planets*. 1998. Iss. 103. P. 31499–31508. <https://doi.org/10.1029/1998JE900001>
50. *Perez-de-Tejada H.* Solar wind-driven plasma flows in the Venus and Mars ionospheres // *Advances in Space Research*. 1992. V. 12. Iss. 9. P. 265–274. [https://doi.org/10.1016/0273-1177\(92\)90339-Y](https://doi.org/10.1016/0273-1177(92)90339-Y)
51. *Lammer H., Scherf M., Kurokawa H. et al.* Loss and fractionation of noble gas isotopes and moderately volatile elements from planetary embryos and early Venus, Earth and Mars // *Space Science Reviews*. 2020. V. 216. Iss. 4. Art.ID. 74. <https://doi.org/10.1007/s11214-020-00701-x>

ATMOSPHERIC LOSSES OF N⁺ AND O⁺ UNDER THE EXTREME SOLAR CONDITIONS DURING GEOMAGNETIC REVERSALS

© 2025 O. O. Tsareva^{1,*}, A. Cannell², N. N. Levashov^{1,3},
H. V. Malova^{1,4}, V. Yu. Popov^{1,3,5}, L. M. Zelenyi^{1,4}

¹*Space Research Institute, Moscow, Russia*

²*Institute of Advanced Studies (Human Evolution) USP, São Paulo, Brazil*

³*Lomonosov MSU, Faculty of Physics, Moscow, Russia*

⁴*Scobeltsyn Institute of Nuclear Physics of Lomonosov MSU, Moscow, Russia*

⁵*National Research University "Higher School of Economics", Moscow, Russia*

**e-mail: olga8.92@mail.ru*

According to the widespread concept, the magnetosphere shields the planet's atmosphere from erosion caused by the solar wind. We have previously shown that during geomagnetic polarity reversals, when the magnetic field weakens to about 10 % of the present one, its shielding is still effective. This conclusion was obtained for quiet periods of solar activity. However, since the duration of a geomagnetic reversal can cover several thousand years, during which many extreme events can occur, changes in solar parameters such as solar wind pressure and EUV-flux should be considered. At high EUV-flux, the concentrations of nitrogen and oxygen, as well as their losses, increase in the Earth's upper atmosphere. We have considered the most significant mechanisms of heavy ion escape from Earth's atmosphere and estimated their losses within the framework of a semi-empirical model. The results show that a weak geomagnetic field and strong solar activity lead to a change in the dominant escape mechanism and to significant atmospheric losses of preferentially lighter isotopes.