

# ТРЕХМЕРНАЯ ЧИСЛЕННАЯ МОДЕЛЬ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ВЫСЫПАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ В ВЕРХНИЕ АТМОСФЕРЫ ЭКЗОПЛАНЕТ ТИПА ВЕНЕРЫ

© 2025 г. А. Г. Жилкин<sup>1,\*</sup>, В. И. Шематович<sup>1</sup>, Г. Н. Цуриков<sup>1</sup>, Д. В. Бисикало<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>Федеральное государственное бюджетное учреждение Российской академии наук Институт астрономии,  
Москва, Россия

<sup>2</sup>Национальный центр физики и математики, Саров, Россия

\* e-mail: zhilkin@inasan.ru

Поступила в редакцию 28.06.2024 г.

После доработки 11.09.2024 г.

Принята в печать 11.09.2024 г.

В работе представлена трехмерная численная модель обтекания плазмой солнечного ветра планеты земного типа, не обладающей собственным магнитным полем. Модель основана на приближении многокомпонентной магнитной гидродинамики и учитывает процессы ионизации и рекомбинации. Валидация численной модели проведена на примере магнитосферы Венеры. Наша модель, в частности, позволяет рассчитать структуру и параметры высыпания электронов в ионосферу планеты. Разработанную модель предполагается использовать для исследования наблюдательных проявлений потенциального биомаркера NO в атмосферах экзопланет без собственного магнитного поля.

**Ключевые слова:** Венера, численное моделирование, МГД, ионосфера, магнитосфера, взаимодействие с солнечным ветром

**DOI:** 10.31857/S0004629925010034, **EDN:** HLVJYZ

## 1. ВВЕДЕНИЕ

### 1.1. Магнитосфера Венеры

Интерес к Венере во многом обусловлен ее разительными отличиями от Земли, несмотря на схожие размеры и положение в Солнечной системе. Очевидно, что ее история включала в себя события и процессы, которые были (а в некоторых случаях и остаются) совершенно иными, или резко отличались от тех, что происходили на нашей родной планете и в ее космическом окружении. У Венеры, подобно Марсу, отсутствует собственное магнитное поле, и, соответственно, ее верхние атмосфера и ионосфера напрямую взаимодействуют с плазмой солнечного ветра.

Главной особенностью взаимодействия плазмы солнечного ветра [1, 2] с немагнитными планетами является формирование полости в солнечном ветре, так называемой индуцированной магнитосферы. Индуцированная магнитосфера является препятствием для сверхзвукового потока плазмы и, следовательно, перед планетой должна формироваться головная (отошедшая) ударная волна. Возле подсолнечной точки индуцированная магнитосфера отделена от плазмы солнечного ветра магнитным барьером — областью с увеличенным магнитным полем. Внешняя граница магнитного барьера примерно соответствует границе индуцированной магнитосферы. Индуцированная магнитосфера наполне-

на ионами планетного происхождения. Планетные ионы присутствуют также и в областях термализованного солнечного ветра (magnetosheath) и невозмущенного солнечного ветра.

Головная ударная волна вызывает замедление потока солнечного ветра от сверхзвуковой к дозвуковой скорости (см., напр., [3]). Граница между замедленным потоком солнечного ветра и индуцированной магнитосферой, часто называемая границей индуцированной магнитосферы (IMB), не полностью препятствует проникновению плазмы солнечного ветра в атмосферу. Гиро-радиусы частиц солнечного ветра достаточно велики по сравнению с размерами IMB, что позволяет частицам плазмы двигаться по спирали вдоль сжатого магнитного поля и непосредственно взаимодействовать с верхними слоями венерианской атмосферы. Это уникальное свойство малого размера индуцированной магнитосферы позволяет электронам и протонам солнечного ветра проникать в атмосферу Венеры.

Высыпание заряженных и нейтральных частиц в верхнюю атмосферу Венеры существенно отличается от высыпания в верхнюю атмосферу Земли. В случае Земли сильное магнитное поле планеты защищает нейтральную атмосферу от прямого воздействия плазмы солнечного ветра, и только в области магнитных каспов возможно проникновение заря-



женных частиц с высокими кинетическими энергиями на высоты нейтральной атмосферы. В отличие от Земли на Венере граница между солнечным ветром и отражающим препятствием, границей индуцированной магнитосферы IMB, расположена достаточно близко к планете. Следовательно, пересекающие IMB электроны и ионы солнечного ветра могут непосредственно взаимодействовать с нейтральной атмосферой.

Результатом данных особенностей во взаимодействии плазмы солнечного ветра с атмосферами Земли и Венеры является различие в характеристиках выпадающих частиц. Протоны и тяжелые ионы из кольцевого тока Земли ускоряются до энергий порядка десятков кэВ в магнитосфере, удерживаются сильным внутренним магнитным полем и попадают в нейтральную атмосферу лишь в высоких широтах [4, 5]. В околопланетном пространстве Венеры отсутствует кольцевой ток, поэтому энергии протонов не превышают нескольких кэВ.

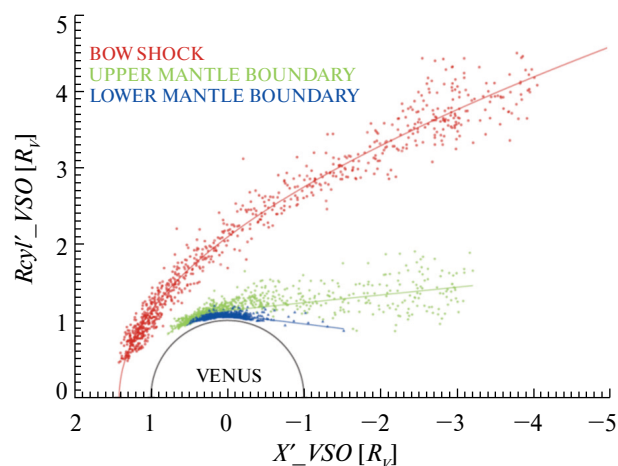
Наведенное магнитное поле у планет без внутреннего магнитного поля обычно является слабым с типичными значениями напряженности порядка десятков нТл. Очевидно, что относительная важность столкновительных процессов между выпадающими частицами и компонентами нейтральной атмосферы также отличается для Венеры и Земли из-за различия как в характеристиках выпадающих частиц, так и в составе нейтральной атмосферы [3]. Атмосфера Венеры непосредственно и глобально подвержена влиянию солнечного ветра и, собственно, прямое воздействие ветра представляет собой один из способов передачи энергии от Солнца к атмосфере планеты с течением времени, что, возможно, изменяет ее структуру и химический состав.

Исследуя, что происходит сегодня, можно ограничить возможные долгосрочные последствия воздействия солнечного ветра, чтобы разрешить продолжающуюся дискуссию о планетных магнитных полях как о “щитах” [5], защищающих атмосферы планет от их потери. Более того, такие исследования позволяют узнать больше о самых разных способах взаимодействия планетных тел со своими центральными звездами, что дает представление, в частности, о возможных воздействиях звездных ветров родительской звезды на свою экзопланетную систему [6].

Рассмотрим имеющиеся экспериментальные данные для плазменного окружения Венеры [7]. На основании данных прямых плазменных измерений инструмента ASPERA-4 (Analyzer of Space Plasma and Energetic Atoms) на борту космического аппарата ESA Venus Express (VEX) в работах [8, 9] установлено, что протоны солнечного ветра могут проникать в атмосферу Венеры лишь до высот границы индуцированной магнитосферы или так называемой ионопаузы, расположенной в условиях низкой солнечной активности в диапазоне высот от 300 до 500 км. С точки зрения частиц магнитный барьер

перекрывает переходную область, называемую мантией, где наблюдается смесь ионов солнечного ветра и планетарных ионов [9]. Верхняя граница мантии характеризуется внезапным и сильным уменьшением количества энергичных электронов. Эта граница верхней мантии также называется границей индуцированной магнитосферы (IMB). На рис. 1 показаны наблюдения головной ударной волны, а также верхней и нижней границ мантии.

Численные модели взаимодействия солнечного ветра с ионосферой Венеры можно условно разделить на три типа. К наиболее простым относятся гидродинамические модели (см., напр., [10]), в которых обтекание Венеры плазмой солнечного ветра описывается без учета магнитного поля. В МГД моделях учитывается магнитное поле ветра, наведенное магнитное поле ионосферы, а в многокомпонентных вариантах также процессы ионизации, рекомбинации и перезарядки [11–18]. Наконец, к третьей группе можно отнести гибридные модели [19–22]. В основе гибридной модели [23] лежат уравнения движения отдельных ионов и квазигидродинамические уравнения для электронов и нейтралов. При этом для электронов используется приближение безмассовой жидкости. Это позволяет выразить напряженность электрического поля, которое возникает за счет движения электронов в магнитном поле и градиента давления электронов. Столкновениями ионов и электронов пренебрегается, но учитываются столкновения ионов с нейтралами. В нашей недавней работе [24] мы проводили сравнение этих



**Рис. 1.** Две границы — головная ударная волна (красная кривая) и граница индуцированной магнитосферы (IMB; зеленая кривая), и плазменного окружения Венеры по данным анализатора массы ионов (ASPERA-4/IMA) и электронного спектрометра (ASPERA-4/ELS) за первые 19 месяцев измерений на борту КА Venus Express [9]. Пересечения BS (красные кружки) были приведены к конической функции. Точки пересечения UMB (зеленые ромбы) и LMB (синие треугольники) были приближены окружностями на дневной стороне и линейной регрессией на ночной стороне. Рисунок заимствован из обзорной статьи [7]

моделей для магнитосферы Марса. В данной работе для моделирования магнитосферы Венеры мы используем трехмерную численную модель, основанную на приближении многокомпонентной магнитной гидродинамики.

### 1.2. Мотивация

Данная работа продолжает наши исследования [25–29], посвященные поиску молекул, которые могут являться потенциальными биомаркерами в атмосферах экзопланет земного типа. Решение этой задачи, в свою очередь, важно при исследовании потенциально обитаемых миров. Ранее в работах [30, 31] было показано, что одним из определяющих условий потенциальной обитаемости<sup>1</sup> является наличие у экзопланеты  $N_2 - O_2$  доминантной атмосферы. Такой состав атмосферы может свидетельствовать о геологической и биологической активности на планете. В работе [31], в свою очередь, были выделены основные молекулы-индикаторы  $N_2 - O_2$  атмосферы (а, следовательно, и потенциальные биомаркеры), которые можно обнаружить с помощью существующих и планируемых космических обсерваторий. Это молекулы NO, NO<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>O и  $N_2 - O_2$  димеры.

В упомянутых выше наших работах [28, 29], мы рассмотрели молекулу NO в качестве перспективного биомаркера и определили возможность ее обнаружения в предполагаемых  $N_2 - O_2$  атмосферах экзопланет земного типа в ближнем УФ диапазоне длин волн с помощью планируемой к запуску обсерватории Спектр-УФ [35, 36]. По результатам расчетов было определено, что регистрация спектральных признаков данной молекулы (γ-полосы NO, 203–248 нм) в атмосферах типичных суперземель и суб-нептунов<sup>2</sup> возможна, если они находятся в ЗПО у родительских звезд спектральных классов G и K, поток в жестком УФ (XUV) диапазоне у которых в 5 и более раз превышает XUV поток Солнца. Важным условием надежного обнаружения NO является наличие у экзопланеты расширенной верхней атмосферы с высоким содержанием данной молекулы. Эти факторы приводят к большему наблюдаемому ослаблению потока родительской звезды,  $\Delta F \approx R_{pl}^2/R_{st}^2 = f(\lambda)$ , где  $R_{pl}$  и  $R_{st}$  — радиусы планеты и звезды соответственно, при спектральных наблюдениях экзопланеты во время первичного транзита.

<sup>1</sup> В целом, существует большое количество условий потенциальной обитаемости (см., напр., [32, рис. 1]) экзопланет земного типа. Среди них выделяют необходимое, но не достаточное условие: планета должна находиться в зоне потенциальной обитаемости (ЗПО) у своей родительской звезды [33]. Выполнение этого условия подразумевает [34], что на планете должна существовать вода в жидкой форме, а в ее атмосфере должен отсутствовать сильный парниковый эффект.

<sup>2</sup> В предположении, что у этих планет сформировалась вторичная  $N_2 - O_2$  атмосфера.

Источники и процессы формирования окиси азота в верхней  $N_2 - O_2$  атмосфере хорошо изучены из наблюдений атмосферы Земли (см., напр., [37, 38]). Наиболее значимым источником образования NO в полярных областях являются высыпания высокоэнергичных электронов магнитосферного происхождения в верхнюю атмосферу. Высыпания приводят к диссоциации молекулярного азота электронным ударом,  $N_2 + e^-(E) \rightarrow N(^2D, ^4S) + N(^4S) + e^-(E')$ , где  $E$  и  $E'$  — энергии электронов до и после столкновения. Образованные в этой реакции атомы азота в основном  $N(^4S)$  и метастабильном  $N(^2D)$  электронных состояниях являются основными компонентами химии нечетного азота, которая определяется жесткой системой химических реакций, описывающей производство и потерю окиси азота [37, 38]. Согласно решению этой системы [39, 40], основным каналом образования NO являются реакции  $N(^4S)$  и  $N(^2D)$  с молекулярным кислородом  $O_2$ ,  $N(^2D, ^4S) + O_2 \rightarrow NO + O$ .

Существует также нетепловой канал образования молекулы NO. Диссоциация  $N_2$  электронным ударом может приводить к образованию надтепловых атомов азота  $N_{hot}(^4S)$  с избытком кинетической энергии [41, 42]. Реакция  $N_{hot}(^4S) + O_2 \rightarrow NO + O$ , в свою очередь, является дополнительной в жесткой системе реакций химии нечетного азота и может существенно изменить решение этой системы [43–47].

Ранее мы разработали несколько моделей, позволяющих описать влияние высыпаний электронов в  $N_2 - O_2$  атмосферу экзопланеты земного типа с собственным магнитным полем. Это модели кинетики и переноса энергичных электронов [25] и надтепловых атомов азота [26] в атмосфере. А также модель химии нечетного азота с молекулярной и турбулентной диффузией [27]. Результаты расчетов по этим моделям показали, что для экзопланет, находящихся в ЗПО у более активных родительских звезд, чем Солнце, и соответственно подверженных более частым и сильным возмущениям со стороны звездного ветра, вклад высыпания электронов в образования NO может быть очень существенным. Так, например, непрерывные высыпания с потоком энергии электронов  $Q_e = 100 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}$  могут приводить к увеличению концентрации NO на 1 и 3 порядка величины в тепловом и нетепловом каналах образования этой молекулы соответственно.

Тем не менее рост концентрации молекулы NO при высыпаниях электронов в атмосферу планеты с собственным магнитным полем локализован строго в полярных областях. Несмотря на другие, менее существенные источники пополнения NO в экваториальных областях и средних широтах<sup>3</sup>, среднее

<sup>3</sup> К этим источникам относятся, во-первых, мягкое рентгеновское излучение звезды, под воздействием которого образуются высокоэнергичные фотоэлектроны. Эти фотоэлек-

распределение концентрации этой молекулы в атмосфере меньше, чем в наиболее “активных” полярных областях. Поэтому интересным с точки зрения наблюдательных проявлений потенциального биомаркера NO представляется исследование высыпаний электронов в атмосферы экзопланет земного типа без собственного магнитного поля (т. е. планеты типа Венеры). Диффузные высыпания электронов, которые могут формироваться в  $N_2 - O_2$  атмосферах таких экзопланет, потенциально могут приводить к существенному и равномерному по полусфере росту концентрации NO. Наличие таких процессов на экзоплантах, в свою очередь, может расширить наши возможности для обнаружения этой молекулы на планируемой к запуску обсерватории Спектр-УФ.

Основные цели данной работы следующие.

1. Построение трехмерной МГД модели взаимодействия звездного ветра с атмосферой экзопланеты земного типа, не обладающей собственным магнитным полем (экзопланеты типа Венеры).
2. Валидация этой модели на примере атмосферы Венеры.
3. Исследование структуры и параметров электронных высыпаний в ее атмосферу. Эта работа является нашим первым шагом в исследовании наблюдательных проявлений потенциального биомаркера NO в атмосферах экзопланет без собственного магнитного поля. В дальнейшем построенная модель будет использована для того, чтобы определить возможность обнаружения спектральных признаков этой молекулы в  $N_2 - O_2$  атмосферах подобных экзопланет с помощью обсерватории Спектр-УФ.

Статья организована следующим образом. В разделе 2 приведено описание основных уравнений трехмерной численной модели. Используемый численный метод кратко описан в разделе 3. В разделе 4 представлены результаты нашего трехмерного численного моделирования структуры магнитосферы Венеры. В Заключение сформулированы основные выводы по работе.

## 2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Для описания процесса обтекания Венеры плазмой солнечного ветра будем использовать многокомпонентную МГД модель [49], которую мы применяли ранее для аналогичной задачи в случае Марса [24]. Рассмотрим многокомпонентную плазму, состоящую из электронов (e), ионов (i) различных сортов и нейтралов (n) различных сортов. Будем помечать все ионные компоненты индексом  $\alpha$ . При этом мы рассматриваем только однозарядные ионы. Заряженный компонент плазмы определяется

троны впоследствии также “возбуждают” химию нечетного азота в результате диссоциации  $N_2$  электронным ударом [48]. Данный источник приводит к образованию NO в экваториальных областях. И, во-вторых, горизонтальный перенос молекулы NO из полярных областей в средние широты [38].

ионным компонентом и безмассовой электронной жидкостью. Считаем, что средняя скорость  $\mathbf{v}_\alpha$  ионов различных сортов является одинаковой и равной  $\mathbf{v}_i$ . Концентрация  $n_e$  и средняя скорость  $\mathbf{v}_e$  электронов определяются из условия квазинейтральности плазмы и выражения для плотности тока соответственно. Температура заряженного компонента выражается через температуры ионов  $T_i$  и электронов  $T_e$ . В рамках описываемой модели  $T_i$  и  $T_e$  отдельно не определяются и поэтому считаются одинаковыми. Структура нейтрального компонента предполагается заданной.

В этом приближении картина течения определяется следующей системой уравнений:

$$\frac{\partial \rho_\alpha}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_\alpha \mathbf{v}_i) = K_\alpha - L_\alpha, \quad (1)$$

$$\rho_i \left[ \frac{\partial \mathbf{v}_i}{\partial t} + (\mathbf{v}_i \cdot \nabla) \mathbf{v}_i \right] = -\nabla P_c + \rho_i \mathbf{g} - \frac{\mathbf{B} \times (\nabla \times \mathbf{B})}{4\pi} + \mathbf{R}_{in} - K_i (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n), \quad (2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v}_i \times \mathbf{B}), \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_i \epsilon_c) + \nabla \cdot (\rho_i \epsilon_c \mathbf{v}_i) + P_c \nabla \cdot \mathbf{v}_i = A_{in} + Q_{in}. \quad (4)$$

Здесь  $\rho_\alpha$  — плотность ионов сорта  $\alpha$ ,  $\rho_i$  — полная плотность ионов,  $P_c$  и  $\epsilon_c$  — давление и удельная внутренняя энергия заряженного компонента,  $\mathbf{B}$  — магнитное поле,  $\mathbf{g}$  — удельная сила гравитации планеты,  $K_\alpha$ ,  $L_\alpha$ ,  $K_i$  — функции источников, описывающие процессы ионизации и рекомбинации,  $\mathbf{R}_{in}$  — сила трения между ионами и нейтралами,  $A_{in}$  и  $Q_{in}$  — функции нагрева, обусловленные работой сил трения и обменом энергией между ионами и нейтралами. Давление  $P_c$ , удельная внутренняя энергия  $\epsilon_c$  и температура  $T_i$  удовлетворяют уравнениям состояния идеального газа,

$$P_c = P_e + P_i = \frac{2k_B \rho_i T_i}{m_i}, \quad (5)$$

$$\epsilon_c = \frac{2k_B T_i}{(\gamma - 1)m_i},$$

где  $P_e$  и  $P_i$  — парциальные давления электронов и ионов,  $k_B$  — постоянная Больцмана,  $m_i$  — средняя масса ионов,  $\gamma = 5/3$  — показатель адиабаты. Плотности и функции источников связаны соотношениями

$$\rho_i = \sum_\alpha \rho_\alpha, \quad K_i = \sum_\alpha K_\alpha. \quad (6)$$

Обменные члены определяются следующими выражениями:

$$\mathbf{R}_{in} = -\eta_{in} \rho_i \rho_n (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n), \quad (7)$$

$$A_{in} = \frac{m_n}{m_i + m_n} \eta_{in} \rho_i \rho_n (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_n)^2, \quad (8)$$

$$Q_{\text{in}} = -\frac{3k_B}{m_i + m_n} \eta_{\text{in}} \rho_i \rho_n (T_i - T_n), \quad (9)$$

где  $\rho_n$ ,  $T_n$  и  $m_n$  — плотность, температура и средняя масса нейтралов соответственно, а  $\eta_{\text{in}}$  — коэффициент столкновений.

Отметим, что уравнения (2) и (4) описывают изменение скорости и внутренней энергии заряженного компонента плазмы. Они получаются суммированием соответствующих уравнений для электронов и ионов. При этом, как указывалось выше, электроны рассматриваются, как безмассовая жидкость и, следовательно, в полученных уравнениях импульс электронов можно не учитывать. Однако электронный компонент учитывается при вычислении давления и внутренней энергии плазмы. При выводе уравнения индукции (3) мы пренебрегли давлением электронов (батареинный эффект) и эффектом Холла.

С учетом условия квазинейтральности плазмы можно написать

$$n_e = n_i, \quad \mathbf{j} = en_e (\mathbf{v}_i - \mathbf{v}_e), \quad (10)$$

где  $e$  — элементарный заряд,  $n_i$  — концентрация ионов,  $\mathbf{j}$  — плотность тока. Используя уравнение Максвелла, из второго уравнения находим

$$\mathbf{v}_e = \mathbf{v}_i - \frac{c}{4\pi en_e} \nabla \times \mathbf{B}, \quad (11)$$

где  $c$  — скорость света.

Ионосфера планеты формируется процессами ионизации, происходящими в верхней атмосфере. Эксперименты, а также численные расчеты показывают, что на дневной стороне Венеры нейтральная корона состоит в основном из атомов водорода, гелия и кислорода [50]. При этом каждый компонент имеет холодную (тепловую) и горячую (надтепловую) фракции. Структура нейтральной короны существенно различается для дневной и ночной стороны [51, 52]. В нашей модели мы будем использовать описание нейтральной короны для дневной стороны Венеры.

Концентрация некоторого нейтрального компонента в верхней атмосфере на расстоянии  $r$  от центра планеты с хорошей точностью может быть описана выражением

$$n = n_1 \exp \left[ -\eta_1 \left( 1 - \frac{R_{\text{pl}}}{r} \right) \right] + n_2 \exp \left[ -\eta_2 \left( 1 - \frac{R_{\text{pl}}}{r} \right) \right], \quad (12)$$

где коэффициенты

$$\eta = \frac{GM_{\text{pl}}}{R_{\text{pl}}} \frac{m}{k_B T}, \quad (13)$$

$R_{\text{pl}}$ ,  $M_{\text{pl}}$  — радиус и масса планеты,  $G$  — гравитационная постоянная,  $m$  — масса атома. Параметры этих распределений с учетом сравнения с экспериментальными данными представлены в табл. 1.

Сами профили показаны на рис. 2. Как видно из рисунка, основной вклад в нейтральную корону Венеры дает атомарный кислород. При этом на высотах до 300 км доминирует холодная фракция, а на больших высотах — горячая. В нашей модели корону планеты будем считать гидростатической. Это означает, что скорость нейтралов  $\mathbf{v}_n$  следует положить равной нулю. Температура нейтралов  $T_n$  определяется с помощью усреднения по всем нейтральным компонентам с учетом наличия горячей и холодной фракций.

Коэффициент столкновений между ионами и нейтрами определяется выражением

$$\eta_{\text{in}} \rho_i \rho_n = \sum_{\alpha, \beta} \eta_{\alpha\beta} \rho_\alpha \rho_\beta, \quad (14)$$

где суммирование проводится по всем сортам ионов  $\alpha$  и нейтралов  $\beta$ . Частный коэффициент столкновений [53],

$$\eta_{\alpha\beta} = \frac{\langle \sigma v \rangle_{\alpha\beta}}{m_\alpha + m_\beta}, \quad (15)$$

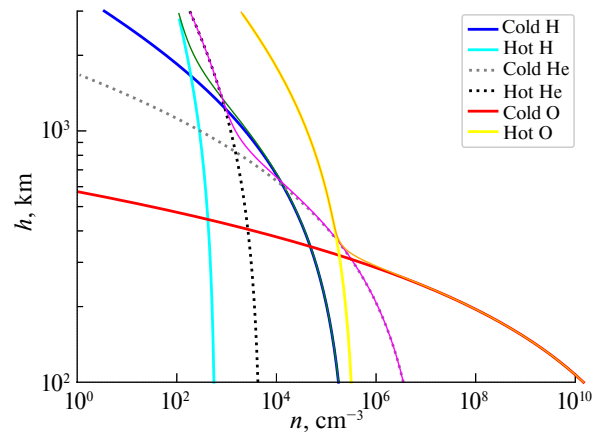


Рис. 2. Модельные высотные профили концентрации атомарного водорода, гелия и кислорода в нейтральной короне Венеры

Таблица 1. Параметры высотных профилей (12) концентрации нейтральных компонентов в верхней атмосфере Венеры

Компонент	$n_1, \text{см}^{-3}$	$\eta_1$	$T_1, \text{K}$	$n_2, \text{см}^{-3}$	$\eta_2$	$T_2, \text{K}$
H	$3.1 \times 10^5$	34.4	189	$6.1 \times 10^2$	5.4	1215
He	$1.2 \times 10^7$	74.8	348	$5.0 \times 10^3$	10.0	2600
O	$3.3 \times 10^{12}$	332.8	312	$4.1 \times 10^5$	16.3	6402

где  $\langle \sigma v \rangle_{\alpha\beta}$  — усредненный по скоростям темп столкновений ( $\sigma$  — сечение взаимодействия,  $v$  — относительная скорость сталкивающихся частиц). Упругие столкновения ионов с нейтралами можно описать в приближении максвелловских молекул, при котором эффективное сечение взаимодействия обратно пропорционально величине относительной скорости [54]. Дело в том, что в поле иона происходит поляризация нейтрального атома и у него возникает дипольный момент. Поэтому взаимодействие описывается потенциалом, обратно пропорциональным четвертой степени расстояния между частицами. Расчеты приводят к следующему выражению для темпа столкновений:

$$\langle \sigma v \rangle_{\alpha\beta} = 2.21\pi \sqrt{\frac{\gamma_\beta e^2}{\mu_{\alpha\beta}}}, \quad (16)$$

где  $\mu_{\alpha\beta}$  — приведенная масса иона и нейтрала, а коэффициент  $\gamma_\beta$  описывает поляризуемость нейтрального атома. Эта величина для атомов водорода, гелия и кислорода равна  $0.67 \times 10^{-24} \text{ см}^3$ ,  $0.21 \times 10^{-24} \text{ см}^3$  и  $0.77 \times 10^{-24} \text{ см}^3$  соответственно [54].

Процессы ионизации и рекомбинации описываются формулой

$$A + h\nu \rightleftharpoons A^+ + e^-, \quad (17)$$

где  $A$  — любой из атомов Н, Не, О. Таким образом, в нашей модели рассматривается следующий ионный состав:  $\text{H}^+$ ,  $\text{He}^+$ ,  $\text{O}^+$ . Уравнения химической кинетики имеют вид:

$$\dot{n}_A = -k_{\text{ph}} n_A + k_{\text{rec}} n_e n_{A^+}, \quad (18)$$

$$\dot{n}_{A^+} = k_{\text{ph}} n_A - k_{\text{rec}} n_e n_{A^+}, \quad (19)$$

где  $k_{\text{ph}}$  — скорость фотоионизации,  $k_{\text{rec}}$  — коэффициент рекомбинации. Коэффициенты рекомбинации зависят от температуры [55] и приведены в табл. 2. Скорость фотоионизации атомов данного сорта определяется выражением

$$k_{\text{ph}} = \int_0^{\lambda_0} \sigma(\lambda) f_\lambda e^{-\tau(\lambda)} d\lambda, \quad (20)$$

где  $\lambda$  — длина волны,  $\sigma(\lambda)$  — сечение взаимодействия фотона с атомом,  $f_\lambda$  — поток входящего ионизирующего излучения [количество фотонов/(с · см<sup>3</sup>)],  $\tau(\lambda)$  — оптическая толщина,  $\lambda_0$  — порог ионизации. Для расчетов мы использовали поток излучения  $f_\lambda$  для спокойного Солнца.

**Таблица 2.** Коэффициенты рекомбинации и параметры для расчета скоростей ионизации (21)

Компонент	$k_{\text{rec}}, \text{ см}^3/\text{с}$	$k_0, 10^{-7} \text{ с}^{-1}$	$a$	$b$
Н	$2.52 \times 10^{-10} T^{-0.75}$	1.81	0.5	3.0
Не	$9.08 \times 10^{-11} T^{-0.64}$	1.07	1.5	2.0
О	$1.40 \times 10^{-10} T^{-0.66}$	5.21	1.5	2.0

Для ускорения трехмерных вычислений мы для каждого сорта нейтральных атомов аппроксимировали выражение (20) аналитической формулой вида [56]

$$k_{\text{ph}} = \frac{k_0}{1 + a\tau^b}, \quad (21)$$

где

$$\tau = \frac{\sigma_{\text{XUV}}}{\cos \chi} \int_r^\infty n_n(r') dr', \quad (22)$$

$\sigma_{\text{XUV}} = 6.3 \times 10^{-18} \text{ см}^2$ ,  $\chi$  — зенитный угол. Полученные значения коэффициентов  $k_0$ ,  $a$  и  $b$  для атомов Н, Не, О приведены в табл. 2. В расчетах принималось, что на сфере данного радиуса  $r$  вокруг планеты скорость ионизации  $k_{\text{ph}}$  должна составлять не меньше 10% от значения в направлении на Солнце ( $\chi = 0$ ).

В уравнении движения ионов (2) последние два слагаемых в правой части имеют схожую структуру. Однако сила трения  $\mathbf{R}_{\text{in}}$  определяется упругими столкновениями ионов с нейтралами, а последнее слагаемое описывает изменение средней скорости ионов  $\mathbf{v}_i$  за счет процессов фотоионизации. Чтобы сравнить вклад этих членов необходимо сравнить соответствующие частоты. Частота упругих столкновений  $\nu_{\text{in}} = \eta_{\text{in}} \rho_n$ , а для последнего слагаемого роль соответствующей частоты играет скорость фотоионизации  $k_{\text{ph}}$ . Отношение этих частот  $\nu_{\text{in}}/k_{\text{ph}} = n_n/10^2 \text{ см}^{-3}$ . Отсюда видно, что последний член в правой части (2) начинает доминировать над упругими столкновениями в области  $n_n \lesssim 10^2 \text{ см}^{-3}$ . Это условие выполняется на высотах между ионопаузой и ударной волной.

Поскольку магнитное поле солнечного ветра в область  $r < R_{\text{pl}}$  проникать не может, то в модели необходимо учесть наведенное магнитное поле Венеры  $\mathbf{B}_{\text{pl}}$ . Для описания наведенного поля можно использовать аналитическое решение задачи о магнитном поле идеально проводящего шара, помещенного в однородное внешнее магнитное поле (см., напр., [57]). Во внутренней области  $r < R_{\text{pl}}$  наведенное магнитное поле  $\mathbf{B}_{\text{pl}} = -\mathbf{B}_w$  и, следовательно, полное поле  $\mathbf{B} = \mathbf{B}_w + \mathbf{B}_{\text{pl}} = 0$ . Во внешней области  $r \geq R_{\text{pl}}$  наведенное поле является дипольным, и поэтому можно написать

$$\mathbf{B}_{\text{pl}} = \frac{\mu_{\text{pl}}}{r^3} [3(\mathbf{d} \cdot \mathbf{n})\mathbf{n} - \mathbf{d}], \quad (23)$$

где магнитный момент  $\mu_{\text{pl}} = R_{\text{pl}}^3 B_w/2 = 1.7 \times 10^{22} \text{ Гс} \cdot \text{см}^3$ , а единичные векторы  $\mathbf{d} = -\mathbf{B}_w/B_w$ ,  $\mathbf{n} = \mathbf{r}/r$ . Вектор магнитного момента наведенного поля  $\mu_{\text{pl}} = \mu_{\text{pl}} \mathbf{d}$  коллинеарен магнитному полю ветра  $\mathbf{B}_w$ , но имеет противоположное направление.

Наведенное поле магнитосферы планеты определяется внешним межпланетным полем, как по величине, так и по направлению. При изменении внешнего поля изменяется и наведенное поле. В противоположность этому, собственное поле пла-

неты не зависит от внешнего и определяется источниками, распределенными в ее недрах. Поэтому магнитосфера с наведенным магнитным полем существенно образом зависит от свойств ионосферы планеты, где формируются экранирующие токи, индуцирующие наведенное поле.

### 3. ЧИСЛЕННЫЙ МЕТОД

Планету будем описывать однородным идеально проводящим шаром с радиусом  $R_{pl} = 6051$  км, центр которого расположен в начале координат. Вектор, определяющий удельную силу гравитации, в области  $r \geq R_{pl}$  равен

$$\mathbf{g} = -\frac{GM_{pl}}{r^3} \mathbf{r}, \quad (24)$$

где масса планеты  $M_{pl} = 4.87 \times 10^{27}$  г. Удобно ввести глобальную декартову систему координат, начало которой располагается в центре планеты. При этом ориентация осей выбирается следующим образом: ось  $X$  направлена от центра Солнца к центру Венеры, ось  $Y$  направлена вдоль орбитального движения планеты, а ось  $Z$  дополняет систему до правой тройки базисных векторов.

Параметры солнечного ветра в окрестности Венеры мы задавали на основе МГД модели из работы [58]. На орбите Венеры эта модель в системе отсчета, в которой планета покоится, дает следующие значения параметров: концентрация протонов  $n_w = 23.2 \text{ см}^{-3}$ , температура  $T_w = 2.3 \times 10^5$  К, радиальная скорость ветра  $v_x = 394$  км/с, азимутальная скорость ветра  $v_y = -33.9$  км/с, радиальный компонент магнитного поля  $B_x = 1.2 \times 10^{-4}$  Гс = 12 нТл, азимутальный компонент магнитного поля  $B_y = -9.1 \times 10^{-5}$  Гс = -9.1 нТл. Вертикальные компоненты скорости  $v_z$  и магнитного поля  $B_z$  в силу экваториальной симметрии считались равными нулю. В использованной нами расчетной области все эти параметры рассматривались как постоянные.

С учетом параметров солнечного ветра можно определить плотность плазмы  $\rho_w = 3.9 \times 10^{-23}$  г/см<sup>3</sup>, скорость обтекания  $v_w = 395$  км/с и полное магнитное поле  $B_w = 1.5 \times 10^{-4}$  Гс = 15 нТл. Скорость звука в плазме солнечного ветра в окрестности Венеры составляет величину  $c_w = 61.6$  км/с. Соответствующее число Маха получается равным  $v_w/c_w = 6.4$ . Альфвеновская скорость  $u_w = B_w/\sqrt{4\pi\rho_w} = 68.2$  км/с, а альфвеновское число Маха  $v_w/u_w = 5.8$ . Из этих оценок следует, что обтекание Венеры солнечным ветром происходит в сверхзвуковом и сверхальфвеновском режимах. Поэтому вокруг Венеры должна возникать ударная волна.

В нашей численной модели используется композитная сферическая сетка, состоящая из трех одинаковых областей или секторов (тернарная сферическая сетка) [59]. Напомним, что глобальная сферическая система координат содержит особенность

на полярной оси, где азимутальный угол становится неопределенным. При использовании композитных сеток в каждой области вводится своя локальная система координат, не содержащая особенностей. Полное решение во всей пространственной области строится путем сшивки локальных решений на границах областей с помощью преобразований координат. Достоинствами тернарной сферической сетки являются одинаковая конфигурация секторов, относительно небольшое их количество, достаточно короткие границы между секторами и простые законы преобразования локальных координат.

Для численного решения уравнений многокомпонентной магнитной гидродинамики мы использовали разностную схему Роу—Эйнфельдта—Ошера [61, 49] (см. также монографию [60]). В разностной схеме помимо уравнений (1) для отдельных компонентов ионов решается также уравнение для полной ионной плотности  $\rho_i$ . Эта схема имеет первый порядок аппроксимации по времени и третий по пространству. Адаптация разностной схемы к сферическим координатам на тернарной сферической сетке описана в работе [59]. Источниковые члены в уравнениях учитываются локальным образом на отдельных этапах численного алгоритма.

Моделирование проводилось в расчетной области  $R_{pl} \leq r \leq 5R_{pl}$ . Сетка задавалась неоднородной по радиальной координате  $r$ , сгущающейся к поверхности планеты. Минимальный размер ячейки составлял  $\Delta r_{\min} = 0.005 R_{pl} = 30$  км. В начальный момент времени расчетная область заполнялась солнечным ветром. На поверхности планеты  $r = R_{pl}$  устанавливалась твердая граница, на которой скорость плазмы  $v_i = 0$ . На участках внешней границы, через которые солнечный ветер втекал в расчетную область, задавались постоянные граничные условия с учетом параметров ветра. На участках, через которые плазма покидала расчетную область, применялись условия свободного вытекания. Расчет продолжался до достижения квазистационарного состояния, когда основные параметры течения переставали существенно изменяться со временем.

В начальных условиях магнитное поле задавалось в виде суперпозиции поля ветра и магнитного поля, наведенного токами в ионосфере. Используемая формула для наведенного магнитного поля (23) предполагает, что планета представляет собой идеально проводящий шар. Следует подчеркнуть, что это условие используется нами только при задании начальных условий. В результате расчета мы получаем квазистационарное решение, в котором это условие в общем случае может и не выполняться, если, например, в численной модели учитывается конечная проводимость плазмы. В использованном нами уравнении индукции (3) эффекты диффузии магнитного поля отсутствуют. Однако в разностной схеме присутствует численная диффузия,



которая приводит к частичному нарушению этого условия.

#### 4. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТОВ

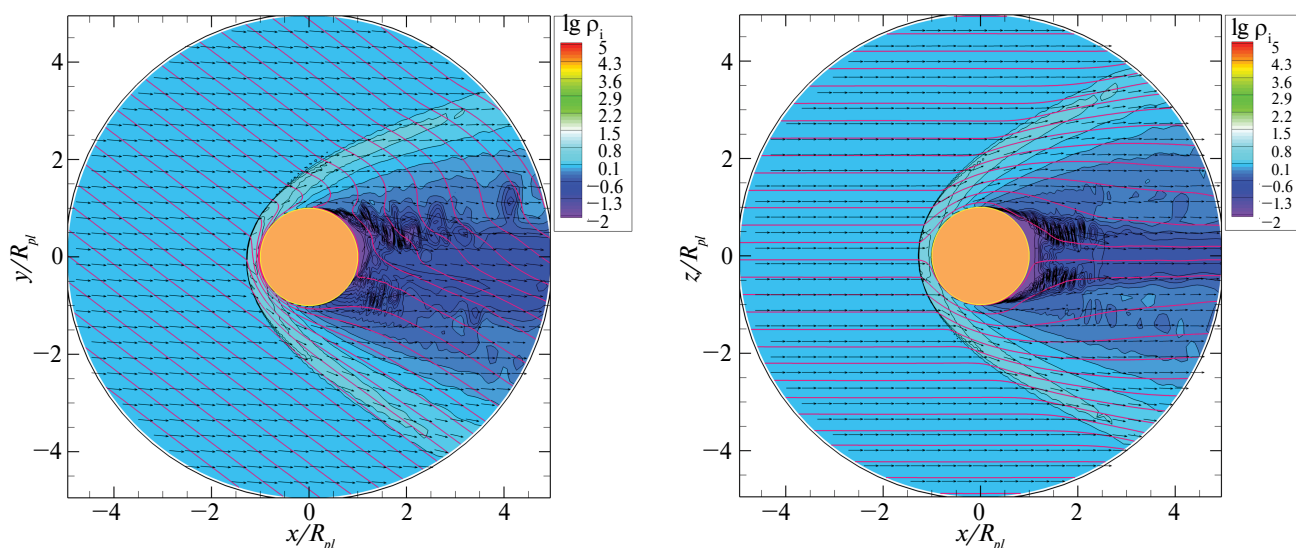
Для сравнения мы провели расчет структуры магнитосферы Венеры без учета ионосферы. Результат расчета демонстрирует рис. 3, на котором представлены распределения плотности ионов  $\rho_i$  (цвет, изолинии), скорости  $v_i$  (стрелки) и магнитного поля  $\mathbf{B}$  (линии) в орбитальной (левая панель) и вертикальной (правая панель) плоскостях. Планете соответствует закрашенный кружок. Из рисунка следует, что в результате обтекания Венеры солнечным ветром вокруг планеты формируется ударная волна. В подсолнечной точке ударная волна находится от поверхности Венеры на расстоянии  $H_{sw} = 1700$  км. Эта величина близка к значению 1900 км, измеренному вблизи минимума солнечной активности [8]. На ночной стороне формируется разреженная турбулентная область, которая соответствует магнитосферному хвосту. Магнитосфера Венеры создается наведенным магнитным полем. Обтекание солнечным ветром приводит к возникновению перед планетой области сгущения магнитных силовых линий или магнитному барьеру. Граница магнитного барьера определяет положение магнитопаузы, но она не является четко выраженной. В вертикальной плоскости течение плазмы происходит вдоль магнитных силовых линий и поэтому положение магнитопаузы вообще не определяется.

Результат расчета структуры магнитосферы Венеры с учетом нейтральной короны представлен на рис. 4. Качественная картина течения не изменилась. Вокруг планеты устанавливается ударная волна, положение которой в подсолнечной точ-

ке  $R_{sh} = 1.37 R_{pl}$  соответствует высоте  $H_{sh} = 2200$  км. Это значение также оказывается весьма близким к экспериментальной величине 1900 км [8].

Однако следует отметить, что непосредственные измерения положения ударной волны [62] приводят к значениям в подсолнечной точке  $1.23 R_{pl} \leq R_{sh} \leq 1.42 R_{pl}$ , а на терминаторе  $1.98 R_{pl} \leq R_{sh} \leq 2.17 R_{pl}$ . На рис. 1 положение ударной волны определено по более полной выборке данных. Ее граница (сплошная красная линия) получена на основе модели, в которой соответствующая кривая аппроксимируется конической функцией, близкой к параболе [63–65]. Из модели, представленной на рис. 1, следует, что положение ударной волны в подсолнечной точке  $R_{sh} = 1.355 R_{pl}$  соответствует высоте  $H_{sh} = 2510$  км. Заметим также, что модель ударной волны на рис. 1 является осесимметричной и получена путем усреднения результатов измерений по всем направлениям вокруг линии, соединяющей центры Венеры и Солнца. В этой модели положение ударной волны на терминаторе  $R_{sh} = 2.088 R_{pl}$  соответствует высоте  $H_{sh} = 6584$  км.

Наша численная модель является трехмерной и в ней положение ударной волны на терминаторе зависит от направления. Это обусловлено наличием азимутальной скорости ветра, а также азимутального компонента межпланетного магнитного поля. Из полученных нами результатов следует, что положение ударной волны на терминаторе лежит в пределах  $1.97 R_{pl} \leq R_{sh} \leq 2.40 R_{pl}$ . При этом минимум и максимум достигаются на линии орбитального движения планеты. В вертикальной плоскости положение удар-



**Рис. 3.** Результат трехмерного моделирования структуры магнитосферы Венеры без учета нейтральной короны. Показаны распределения плотности ионов  $\rho_i$  (цвет, изолинии), скорости  $v_i$  (стрелки) и магнитного поля  $\mathbf{B}$  (линии) в орбитальной (слева) и вертикальной (справа) плоскостях. Плотность выражена в единицах  $\rho_w = 3.9 \times 10^{-23}$  г/см<sup>3</sup>. Закрашенный кружок соответствует радиусу Венеры

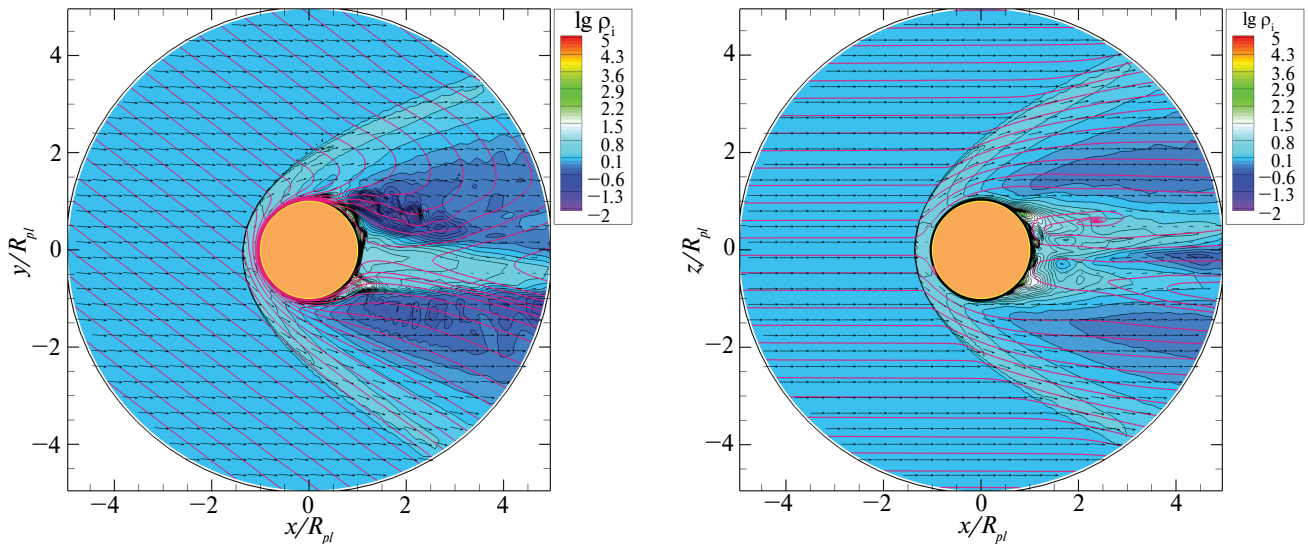


Рис. 4. То же самое, что и на рис. 3, но с учетом нейтральной короны

ной волны находится в более узком интервале  $2.21 R_{pl} \leq R_{sh} \leq 2.24 R_{pl}$ .

В полученном численном решении формируется тонкий и достаточно плотный магнитный барьер. Образовавшиеся ионы скапливаются вокруг планеты и постепенно сносятся в область разрежения на ночной стороне. Таким образом, турбулентный шлейф в магнитосферном хвосте состоит в основном из ионов магнитосферного происхождения.

Распределение концентрации ионов водорода и кислорода показаны на левой и правой панелях рис. 5 соответственно. Наибольший вклад дают ионы кислорода. Однако ионов водорода также формируется достаточно много, особенно вблизи ночной поверхности. Как видно из рисунка, все эти ионы главным образом

сносятся солнечным ветром в турбулентный шлейф и формируют магнитосферный хвост Венеры.

Структура ионосферы Венеры, полученная в ходе трехмерного моделирования, представлена на левой панели рис. 6, а также на рис. 7 и 8. На дневной стороне ионосферный слой оказывается тонким и плотным. Вдоль него сгущаются магнитные силовые линии, обволакивая собой поверхность Венеры и формируя магнитный барьер. Толщина ионосферного слоя приблизительно составляет 100 км. Основной вклад определяется ионами  $O^+$ . Ионов  $H^+$  и  $He^+$  оказывается на 2–3 порядка меньше.

В области за ударной волной плазма сильно нагревается до температур порядка  $1.8 \times 10^6$  К в подсолнечной точке и  $7 \times 10^5$  К на терминаторе (см.

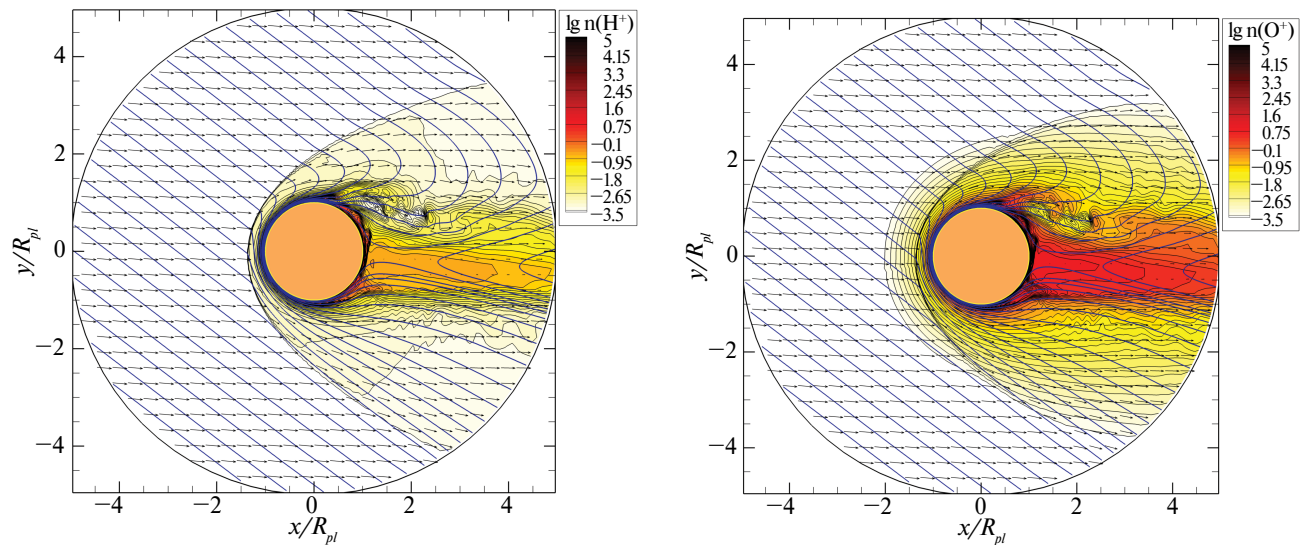
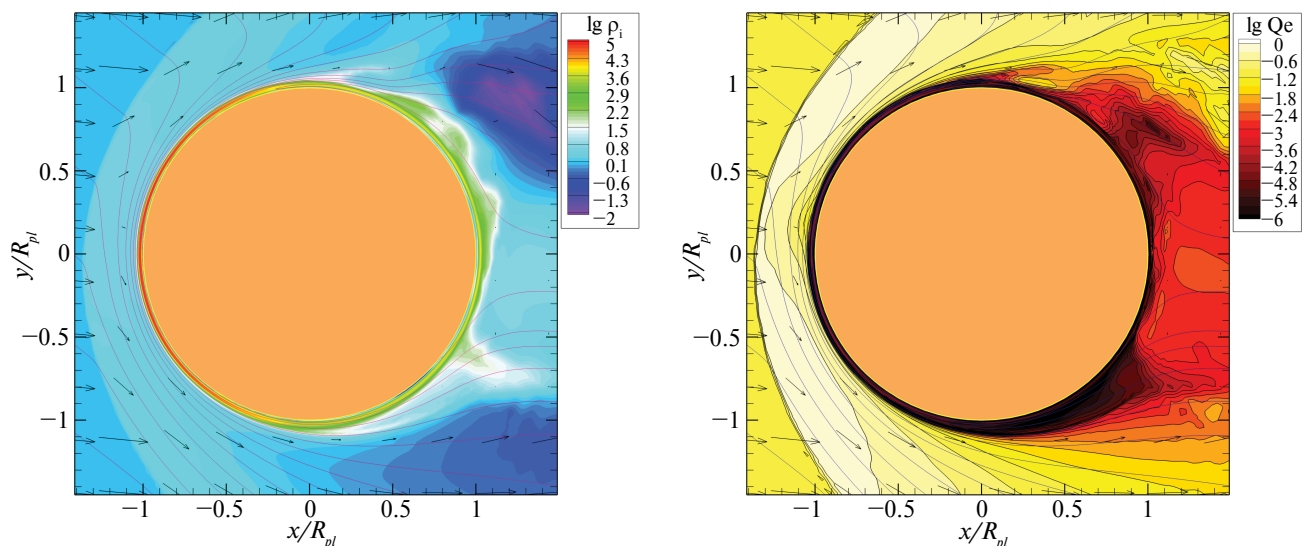
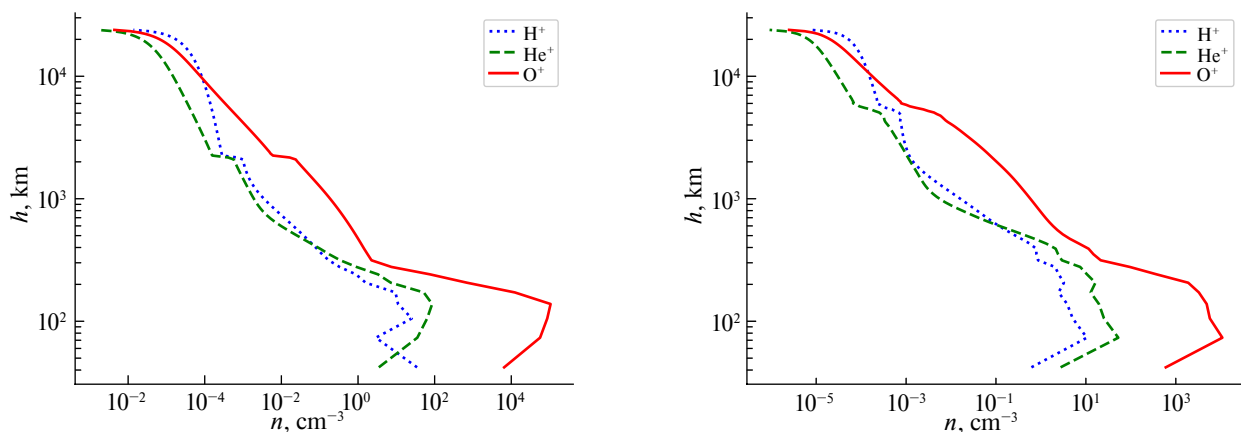


Рис. 5. Распределения концентрации ионов водорода (слева) и кислорода (справа) (цвет, изолинии), скорости  $v_i$  (стрелки) и магнитного поля  $\mathbf{B}$  (линии) в орбитальной плоскости Венеры. Закрашенный кружок соответствует радиусу Венеры

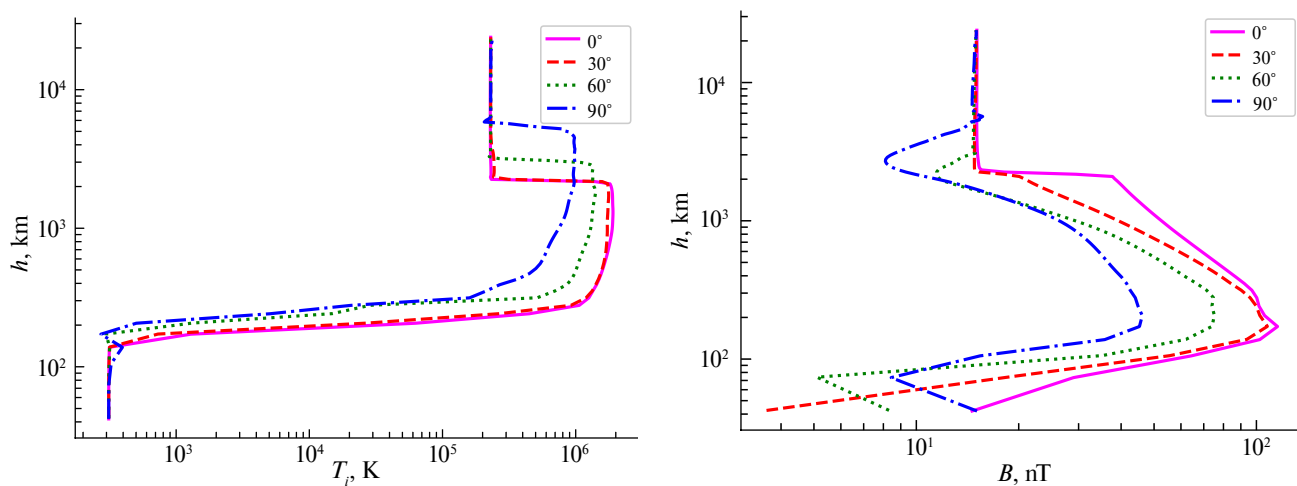




**Рис. 6.** Распределения плотности ионов  $\rho_i$  (цвет, слева), потока энергии электронов  $Q_e$  (справа, цвет, изолинии), скорости  $v_i$  (стрелки) и магнитного поля  $\mathbf{B}$  (линии) в орбитальной плоскости вблизи поверхности Венеры (слева). Плотность выражена в единицах  $\rho_w = 3.9 \times 10^{-23} \text{ г/см}^3$ , а поток энергии электронов в единицах  $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Закрашенный кружок соответствует радиусу Венеры



**Рис. 7.** Высотные профили концентрации ионов  $n_\alpha$  в орбитальной плоскости ( $\theta = 90^\circ$ ) в направлении на Солнце ( $\varphi = 180^\circ$ , слева) и орбитального движения Венеры ( $\varphi = 90^\circ$ , справа)



**Рис. 8.** Высотные профили температуры ионов  $T_i$  (слева) и магнитного поля  $B$  (справа) для различных направлений  $\varphi$  в орбитальной плоскости ( $\theta = 90^\circ$ ) Венеры

левую панель на рис. 8). На высотах от 200 км до 100 км происходит резкое снижение температуры до величины порядка 300 К, которая соответствует температуре нейтральной верхней атмосферы. Положение ионопаузы, отделяющей ионосферную плазму Венеры от плазмы солнечного ветра, можно ассоциировать с верхней границей магнитного барьера. Из нашего расчета следует, что в подсолнечной точке высоту ионопаузы можно оценить величиной в 300 км, что хорошо согласуется с экспериментальными данными [8]. Магнитное поле на высоте 180 км достигает максимальных значений 115 нТл в подсолнечной точке и 45 нТл на терминаторе. На границе магнитного барьера величина поля составляет значение порядка 100 нТл в подсолнечной точке и 40 нТл на терминаторе. На ночной стороне ионосфера Венеры оказывается более разженной и тянется на большую высоту.

Плотность потока энергии электронов

$$Q_e = m_e n_e v_e \left( \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{k_B T_e}{m_e} + \frac{v_e^2}{2} \right), \quad (25)$$

где температура электронов в нашей модели  $T_e = T_i$ . Распределение абсолютного значения  $Q_e$  этой величины вблизи поверхности Венеры в орбитальной плоскости показана на правой панели рис. 6. Как видно из рисунка наибольшее значение этой величины  $Q_e = 1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$  достигается в области за ударной волной. Эта область заполнена плазмой солнечного ветра, а также ионами магнитосферного происхождения. Непосредственно у поверхности поток энергии электронов падает до нуля. На дневной стороне Венеры в верхней части ионосферы имеется достаточно узкий слой, где поток энергии электронов составляет значения порядка  $Q_e = 0.1 \text{ эрг} \cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ . Этот слой определяется магнитосферными электронами, высыпавшимися в ионосферу.

## 5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для исследования процесса обтекания планеты без собственного магнитного поля (типа Венеры) плазмой солнечного ветра представлена трехмерная численная модель. В основе модели лежит приближение многокомпонентной магнитной гидродинамики. Учитываются процессы ионизации и рекомбинации. Источником ионов является нейтральная корона планеты, состоящая из атомов водорода, гелия и кислорода. При этом каждый нейтральный компонент имеет как холодную (тепловую), так и горячую (надтепловую) фазы. В нейтральной короне Венеры на дневной стороне доминируют атомы кислорода.

Наша модель позволяет получить достаточно высокое пространственное разрешение, поскольку уравнения решаются в сферических координатах. Для устранения особенности глобальной сферической системы координат на полярной оси в нашем

численном коде используется тернарная сферическая сетка [59], состоящая из трех одинаковых секторов. В каждом секторе вводится локальная сферическая система координат, не имеющая особенностей. Полное решение строится путем сшивки локальных решений на границах секторов с помощью преобразований координат. Численное решение уравнений многокомпонентной магнитной гидродинамики находится с помощью разностной схемы Роу—Эйнфельдта—Ошера [61, 49], имеющей повышенный порядок аппроксимации.

Результаты расчетов дают картину течения в окрестности Венеры, хорошо согласующуюся как с имеющимися данными измерений, так и с численными результатами других авторов. Магнитосфера Венеры является наведенной, поскольку планета не имеет собственного магнитного поля. Взаимодействие солнечного ветра с Венерой приводит к тому, что вокруг планеты устанавливается ударная волна, положение которой в подсолнечной точке соответствует высоте 2200 км. На дневной стороне вблизи поверхности Венеры формируется тонкий и достаточно плотный магнитный барьер. Положение ионопаузы, отделяющей ионосферную плазму Венеры от плазмы солнечного ветра, определяется верхней границей магнитного барьера. В подсолнечной точке высота ионопаузы получилась равной примерно 300 км, что также согласуется с экспериментальными данными. Максимальные значения магнитного поля порядка 100 нТл достигаются на высотах 180 км, соответствующим внутренней границе магнитного барьера. На ночной стороне Венеры образовавшиеся ионы формируют турбулентный шлейф, тянущийся далеко за планетой. Поэтому плазма в магнитосферном хвосте состоит в основном из ионов ионосферного происхождения.

Недостатком нашей численной модели является использование предположения равенства температур ионов  $T_i$  и электронов  $T_e$ . В разреженных областях магнитосферы, например, в области за ударной волной, эти температуры могут достаточно сильно различаться. Поскольку одной из основных целей нашей работы является расчет интенсивности высыпания электронов в ионосферу планеты, то данное обстоятельство для нас представляется важным. Поэтому в дальнейшем мы планируем провести модификацию представленной здесь численной модели, которая позволит температуры ионов и электронов рассчитывать отдельно.

Тем не менее разработанная модель позволяет делать выводы о качественной картине высыпания электронов в верхнюю атмосферу Венеры. Согласно полученным результатам, высыпание энергичных электронов в атмосферу происходит равномерно по всей дневной полусфере планеты. При этом, как поток энергии высыпавшихся электронов (см. рис. 6, правая панель), так и их средняя кинетическая энергия (см. рис. 8, левая панель)

распределены практически равномерно от подсолнечной точки до терминатора. В условиях спокойного солнечного ветра в этой области поток  $Q_e \approx 0.1$  эрг·см<sup>-2</sup>·с<sup>-1</sup> в верхней части ионосферы, а средняя кинетическая энергия изменяется от 0.07 до 0.2 кэВ. Представленная картина, в свою очередь, качественно похожа на диффузные высыпания энергичных электронов на Марсе [66, 67], магнитное поле которого локализовано и является слабым по сравнению с магнитным полем Земли. Для атмосферы Земли, т. е. планеты с сильным собственным магнитным полем, процесс высыпания энергичных электронов в атмосферу отличается от представленных выше. Сами высыпания локализованы строго в полярных областях.

Таким образом, полученный результат важен для дальнейшего исследования экзопланет земного типа без собственного магнитного поля. Такого рода диффузные высыпания во вторичные N<sub>2</sub> – O<sub>2</sub> верхние атмосферы экзопланет могут приводить к равномерному по полусфере образованию молекулы NO, которая, в свою очередь, является потенциальным биомаркером. Различные возмущения со стороны звездного ветра приведут к интенсификации высыпания электронов, что может способствовать существенному росту концентрации данной молекулы в атмосфере. Реализация данных процессов в атмосферах экзопланет может расширить наши возможности [29] для обнаружения потенциального биомаркера NO с помощью планируемой к запуску обсерватории Спектр-УФ. В дальнейшем мы планируем использовать разработанную модель для непосредственной проверки этой гипотезы.

### ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 22-12-00364).

### БЛАГОДАРНОСТИ

Работа была выполнена с использованием вычислительных средств МСЦ РАН.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. O.L. Vaisberg, J.G. Luhmann, and C.T. Russell, *J. Geophys. Res.* 95, 14841 (1990).
2. C.T. Russell, J.G. Luhmann, and R.J. Strangeway, *Planet. Space Sci.* 54(13–14), 1482 (2006).
3. A.F. Nagy, D. Winterhalter, K. Sauer, T.E. Cravens, *et al.*, *Space Sci. Rev.* 111(1), 33 (2004).
4. T.E. Moore and J.L. Horwitz, *Rev. Geophys.* 45(3), id. RG3002 (2007).
5. R. Ramstad and S. Barabash, *Space Sci. Rev.* 217(2), id. 36 (2021).
6. В.И. Шематович, И.Ф. Шайхисламов, А.Г. Жилкин, И.С. Саванов, Г.Н. Цуриков, Д.В. Бисикало, *ФИЗМАТ* 1, 33 (2023).
7. Y. Futaana, G. Stenberg Wieser, S. Barabash, and J.G. Luhmann, *Space Sci. Rev.* 212(3–4), 1453 (2017).
8. T.L. Zhang, M. Delva, W. Baumjohann, H.-U. Auster, *et al.*, *Nature* 450(7170), 654 (2007).
9. C. Martinecz, A. Boesswetter, M. Fränz, E. Roussos, *et al.*, *J. Geophys. Res. Planet* 114(E9), id. E00B30 (2009).
10. J.R. Spreiter and S.S. Stahara, *J. Geophys. Res.* 85, 7715 (1980).
11. J.E. McGary and D.H. Pontius, *J. Geophys. Res.* 99(A2), 2289 (1994).
12. S. Cable and R.S. Steinolfson, *J. Geophys. Res.* 100(A11), 21645 (1995).
13. T. Tanaka and K. Murawski, *J. Geophys. Res.* 102(A9), 19805 (1997).
14. T. Tanaka, *Adv. Space Res.* 26(10), 1577 (2000).
15. E. Kallio, J.G. Luhmann, and J.G. Lyon, *J. Geophys. Res.* 103(A3), 4723 (1998).
16. R. Bauske, A.F. Nagy, T.I. Gombosi, D.L. De Zeeuw, K.G. Powell, and J.G. Luhmann, *J. Geophys. Res.* 103(A10), 23625 (1998).
17. N. Terada, H. Shinagawa, T. Tanaka, K. Murawski, and K. Terada, *J. Geophys. Res. Space Physics* 114(A9), id. A09208 (2009).
18. Y.J. Ma, A.F. Nagy, C.T. Russell, R.J. Strangeway, H.Y. Wei, and G. Toth, *J. Geophys. Res. Space Physics* 118(1), 321 (2013).
19. N. Terada, S. Machida, and H. Shinagawa, *J. Geophys. Res. Space Physics* 107(A12), id. 1471 (2002).
20. N. Terada, H. Shinagawa, and S. Machida, *Adv. Space Res.* 33(2), 161 (2004).
21. E. Kallio, R. Jarvinen, and P. Janhunen, *Planet. Space Sci.* 54(13–14), 1472 (2006).
22. E. Kallio, T.L. Zhang, S. Barabash, R. Jarvinen, *et al.*, *Planet. Space Sci.* 56(6), 796 (2008).
23. A.P. Matthews, *J. Comput. Phys.* 112(1), 102 (1994).
24. A.G. Zhilkin, D.V. Bisikalo, and V.I. Shematovich, *Astron. Rep.* 66(3), 245 (2022).
25. D.V. Bisikalo, V.I. Shematovich, and B. Hubert, *Universe* 8(8), id. 437 (2022).
26. V.I. Shematovich, D.V. Bisikalo, and G.N. Tsurikov, *Atmosphere* 14(7), id. 1092 (2023).
27. V.I. Shematovich, D.V. Bisikalo, G.N. Tsurikov, and A.G. Zhilkin, *Astron. Rep.* 68 (2024), in print.
28. G.N. Tsurikov and D.V. Bisikalo, *Astron. Rep.* 67(2), 125 (2023).
29. G.N. Tsurikov and D.V. Bisikalo, *Astron. Rep.* 67(11), 1123 (2023).
30. H. Lammer, L. Sproß, J.L. Grenfell, M. Scherf, L. Fossati, M. Lendl, and P.E. Cubillos, *Astrobiology* 19(7), 927 (2019).
31. L. Sproß, M. Scherf, V.I. Shematovich, D.V. Bisikalo, and H. Lammer, *Astron. Rep.* 65(4) 275 (2021).
32. V.S. Meadows and R.K. Barnes, in *Handbook of Exoplanets*, edited by H.J. Deeg and J.A. Belmonte

- (Springer Intern. Publ. AG, part of Springer Nature, 2018), id. 57.
33. S.-S. Huang, Publ. Astron. Soc. Pacific 71(422), 421 (1959).
  34. J.F. Kasting, D.P. Whitmire, and R.T. Reynolds, Icarus 101(1), 108 (1993).
  35. A.A. Boyarchuk, B.M. Shustov, I.S. Savanov, M.E. Sachkov, et al., Astron. Rep. 60(1), 1 (2016).
  36. B.M. Shustov, M.E. Sachkov, S.G. Sichevsky, R.N. Arkhangel'sky, et al., Solar System Res. 55(7), 677 (2021).
  37. C.A. Barth, D.N. Baker, K.D. Mankoff, and S.M. Bailey, Geophys. Res. Letters 28(8), 1463 (2001).
  38. C.A. Barth, K.D. Mankoff, S.M. Bailey, and S.C. Solomon, J. Geophys. Res. Space Physics 108(A1), id. 1027 (2003).
  39. J.C. Gérard and C.A. Barth, J. Geophys. Res. 82(4), 674 (1977).
  40. C.A. Barth, Planet. Space Sci. 40(2–3), 315 (1992).
  41. P.C. Cosby, J. Chemical Physics 98(12), 9544 (1993).
  42. C.W. Walter, P.C. Cosby, and H. Helm, J. Chemical Physics 99(5), 3553 (1993).
  43. V.I. Shematovich, D.V. Bisikalo, and J.C. Gérard, Geophys. Res. Letters 18(9), 1691 (1991).
  44. J.C. Gérard, V.I. Shematovich, and D.V. Bisikalo, Geophys. Res. Letters 18(9), 1695 (1991).
  45. V.I. Shematovich, D.V. Bisikalo, and J.C. Gérard, Ann. Geophysicae 10(10), 792 (1992).
  46. J.C. Gérard, V.I. Shematovich, and D.V. Bisikalo, The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory, edited by R.M. Johnson and T.L. Killeen (Washington, D.C., AGU); Geophys. Monograph Ser. 87, 235 (1995).
  47. J.C. Gérard, D.V. Bisikalo, V.I. Shematovich, and J.W. Duff, J. Geophys. Res. 102(A1), 285 (1997).
  48. C.A. Barth, S.M. Bailey, and S.C. Solomon, Geophys. Res. Letters 26(9), 1251 (1999).
  49. A.G. Zhilkin and D.V. Bisikalo, Universe 7(11), id. 422 (2021).
  50. J.G. Luhmann, Space Science Reviews 44(3–4), 241 (1986).
  51. J.-Y. Chaufray, J.-L. Bertaux, E. Quémerais, E. Villard, and F. Leblanc, Icarus 217(2), 767 (2012).
  52. J.-Y. Chaufray, J.-L. Bertaux, E. Quémerais, F. Leblanc, and S. Sulis, Icarus 262, 1 (2015).
  53. Б.Н. Гершман, Динамика ионосферной плазмы (М.: Наука, 1974).
  54. R.W. Schunk and A.F. Nagy, Ionospheres: physics, plasma physics, and chemistry (Cambridge Univ. Press, 2009).
  55. A. Garcia Muñoz, Planet. Space Sci. 55(10), 1426 (2007).
  56. А.Г. Жилкин, Ю.Г. Гладышева, В.И. Шематович, Д.В. Бусикало, Астрон. журн. 100(12), 1190 (2023).
  57. Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред (М.: Физматлит, 2003).
  58. E.J. Weber and L. Davis, Jr., Astrophys. J. 148, 217 (1967).
  59. A.G. Zhilkin, Astron. Rep. 67(4), 307 (2023).
  60. Д.В. Бусикало, А.Г. Жилкин, А.А. Боярчук, Газодинамика тесных двойных звезд (М.: Физматлит, 2013).
  61. А.Г. Жилкин, А.В. Соболев, Д.В. Бусикало, М.М. Габдеев, Астрон. журн. 96(9), 748 (2019).
  62. I. Whittaker, G. Guymier, M. Grande, B. Pinter, et al., J. Geophys. Res. 115(A9), id. A09224 (2010).
  63. С.А. Романов, В.Н. Смирнов, О.Л. Вайсберг, Космич. исслед. 16(5), 746 (1978).
  64. J.A. Slavin, R.E. Holzer, J.R. Spreiter, and S.S. Stahara, J. Geophys. Res. 89(A5), 2708 (1984).
  65. C.T. Russell, E. Chou, J.G. Luhmann, P. Gazis, L.H. Brace, and W.R. Hoegy, J. Geophys. Res. 93(A6), 5461 (1988).
  66. N.M. Schneider, J.I. Deighan, S.K. Jain, A. Stiepen, et al., Science 350(6261), id. 0313 (2015).
  67. J.-C. Gérard, L. Soret, V.I. Shematovich, D.V. Bisikalo, and S.W. Bougher, Icarus 288, 284 (2017).

## 3D NUMERICAL MODEL FOR STUDYING ELECTRON PRECIPITATION IN THE UPPER ATMOSPHERES OF VENUS-LIKE EXOPLANETS

© 2025 A. G. Zhilkin<sup>1,\*</sup>, V. I. Shematovich<sup>1</sup>, G. N. Tsurikov<sup>1</sup>, D. V. Bisikalo<sup>2,1</sup>

<sup>1</sup>*Institute of Astronomy of the Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia*

<sup>2</sup>*National center of physics and mathematics, Sarov, Russia*

*\*e-mail: zhilkin@inasan.ru*

The paper presents a three-dimensional numerical model of solar wind plasma flow around a terrestrial planet that does not have its own magnetic field. The model is based on the approximation of multicomponent magnetohydrodynamics and takes into account ionization and recombination processes. The numerical model is validated using the example of the magnetosphere of Venus. Our model, in particular, allows us to calculate the structure and parameters of electron precipitation into the planet's ionosphere. The developed model is supposed to be used to study observational manifestations of the potential biomarker NO in the atmospheres of exoplanets without their own magnetic field.

*Keywords:* Venus, numerical simulation, MHD, ionosphere, magnetosphere, interaction with solar wind