

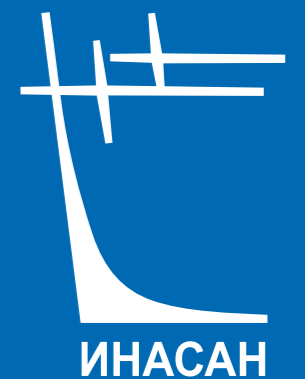
ISSN 2658-5669

# НАУЧНЫЕ ТРУДЫ ИНСТИТУТА АСТРОНОМИИ РАН

INASAN  
SCIENCE  
REPORTS

ТОМ  
8

ВЫПУСК 1



ИНАСАН

МОСКВА  
2023

В ЖУРНАЛЕ «НАУЧНЫЕ ТРУДЫ ИНСТИТУТА АСТРОНОМИИ РАН» ПУБЛИКУЮТСЯ СТАТЬИ ПО РАЗЛИЧНЫМ АСПЕКТАМ АСТРОНОМИИ, В ТОМ ЧИСЛЕ ПО ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ И НАБЛЮДАТЕЛЬНОЙ АСТРОФИЗИКЕ, ПЛАНЕТНОЙ АСТРОНОМИИ, ЗВЕЗДНОЙ АСТРОНОМИИ, ФИЗИКЕ СОЛНЦА, НЕБЕСНОЙ МЕХАНИКЕ АСТРОНОМИЧЕСКИМ МЕТОДАМ И ПРИБОРАМ, КОСМИЧЕСКИМ ИССЛЕДОВАНИЯМ И ИССЛЕДОВАНИЯМ В ОБЛАСТИ КОСМИЧЕСКОЙ ГЕОДЕЗИИ.



УДК 52  
ББК 22.6  
Н34

Н34 **Научные труды Института астрономии РАН. Том 8(1).** —  
М.: Изд-во Янус-К, 2023, 44 с., илл.

ISSN 2658-5669

e-ISSN 2712-8318

**Редколлегия**

Сачков М.Е. (главный редактор), Вибе Д.З. (зам. главного редактора), Бисикало Д.В., Барабанов С.И., Кузнецов Э.Д., Малков О.Ю., Машонкина Л.И., Фатеева А.М., Шематович В.И., Шустов Б.М.

Секретарь редколлегии Вибе Е.Д.

«Научные труды Института астрономии РАН» — рецензируемый журнал, публикующий статьи по различным аспектам астрономии, в том числе по теоретической и наблюдательной астрофизике, планетной астрономии, звездной астрономии, физике Солнца, небесной механике, астрономическим методам и приборам, космическим исследованиям и исследованиям в области космической геодезии.

© ИНАСАН, 2023

© Коллектив авторов, 2023

**INASAN Science Reports**

ISSN 2658-5669

**Editorial Board**

M.E. Sachkov (Editor-in-Chief), D.S. Wiebe (Deputy Editor-in-Chief), D.V. Bisikalo, S.I. Barabanov, E.D. Kuznetsov, O.Yu. Malkov, L.I. Mashonkina, A.M. Fateeva, V.I. Shematovich, B.M. Shustov.

Staff Editor E.D. Wiebe

INASAN Science Reports is a peer-reviewed journal that publishes papers in various fields of astronomy, including theoretical and observational astrophysics, planetary astronomy, galactic astronomy, solar physics, celestial mechanics, astronomical methods and tools, space research and studies related to space geodesy.

© INASAN, 2023

© Authors, 2023

# Некоторые особенности распределения астероидов в околоземном космическом пространстве

Золотарёв Р.В.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Для построения эффективной системы обнаружения астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ), необходимо оценить частоту сближений АСЗ с различных направлений на небесной сфере. В работе исследуется усредненное на большом промежутке времени распределение по небесной сфере АСЗ, приближающихся к Земле на расстояние менее 0.01 а. е. Для этого проводится моделирование динамической эволюции населения АСЗ. Показано, что на таком относительно малом расстоянии поток проходящих астероидов почти изотропен, т. е. мало зависит от направления на небесной сфере. Это позволяет проводить простые оценки производительности телескопов, предназначенных для обнаружения потенциально опасных небесных тел как на ночном, так и на дневном небе.

Поступила в редакцию 17.01.2023 г. Принята в печать 21.02.2023 г.

*Ключевые слова:* астероиды, АСЗ

## Some aspects of the distribution of asteroids in the near-Earth space

Zolotarev R.V.

*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

To create an efficient NEO observation system one need to know distribution of close encounters with NEOs on the celestial sphere. This paper is dedicated to study a distribution of NEO close approaches (0.01 AU) to Earth, averaged by directions on the celestial sphere over a long time interval. A numerical simulation of evolution of the NEO population is used. It is shown that flux of NEOs is nearly isotropic. Results obtained may be useful for estimates of efficiency for telescopes used for searching a night-time and day-time potentially hazardous bodies.

Received 17.01.2023. Accepted 21.02.2023.

*Keywords:* asteroids, NEO

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.1.001

## 1. Введение

Для прогнозирования сближений Земли с потенциально опасными телами и разработки программ обнаружения и мониторинга таких тел необходимо иметь информацию о свойствах населения околоземных астероидов. Современное понимание потенциально опасного тела в контексте вопроса астероидно-кометной опасности включает в себя не только обычно подразумеваемые крупные объекты размером более 140 м и более, но и объекты относительно небольшого размера, вплоть до 10 м. Хотя такие тела и не могут привести к глобальной катастрофе, но тем не менее, могут нести существенную опасность. Примером может служить Челябинское событие 2013 г. Это событие также еще раз показало особую опасность тел, приходящих со стороны дневного неба, так как такие объекты невозможно своевременно обнаружить с помощью наземных средств и даже средств, размещенных в ближнем космосе.

Рассмотрим некоторые определения. Среди астероидов Солнечной системы выделяют класс астероидов, сближающихся с Землей (АСЗ) — это астероиды, у которых перигелийное расстояние  $q < 1.3$  а. е. Если орбита объекта устроена таким образом, что она сближается с орбитой Земли до минимального расстояния (MOID), не превышающего 0.05 а. е., и сам объект крупнее 10 м, то такой объект называют потенциально опасным (ПОО). Несмотря на растущий интерес к объектам данного класса, неполнота данных остается существенной, особенно для тел малых размеров. Лишь для объектов диаметром  $D$  более километра полнота данных об орбитах таких тел составляет  $\gtrsim 90\%$  (см., например, обзор в [1]) и динамические параметры населения можно изучать на реальных астероидах. Для астероидов меньших размеров используются модели населения. Например для АСЗ в диапазоне абсолютных астероидных звездных величин  $17 < H < 25$  (или  $1 > D > 0.035$  км) по имеющейся статистике в работе [2] построена относительно надежная модель населения. Для астероидов меньшего размера статистика очень бедна и не позволяет построить модель с такой точностью. Для моделирования данной части населения АСЗ можно использовать упрощенные модели [2, 3]. Используя модель населения АСЗ можно оценить частоту сближения Земли с астероидами с различных направлений. В работе [4] было проведено такое исследование. Авторы построили синтетическую популяцию АСЗ при помощи комплекса НЕОРОП [5], отобрали объекты с  $\text{MOID} < 0.01$  а. е. и провели интегрирование динамики таких объектов, выделяя сближения астероидов с Землей со стороны дневного неба (вычисляя угол между направлением на Солнце и астероид, см. ниже). В данной работе используется схожий подход,

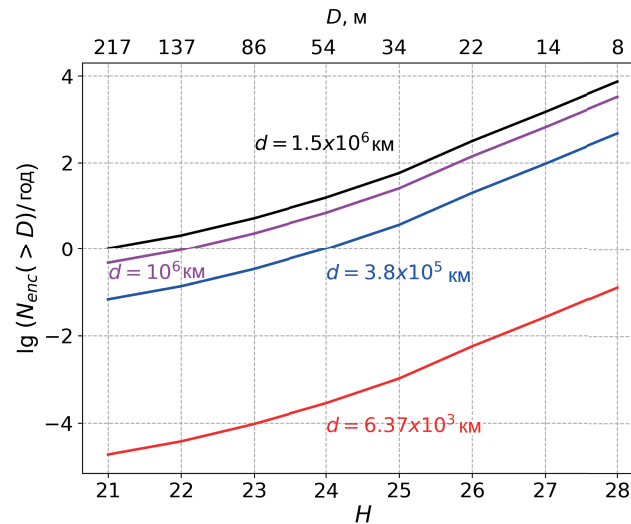


Рис. 1: Годовое количество входов  $N_{\text{вх}}$  астероидов размера  $D$  в сферу радиусом  $d$  вокруг Земли. Красным цветом показана оценка для количества столкновений.

но проводится интегрирование движения модельных астероидов на время до тысячи лет, а для моделирования населения АСЗ используется более современная модель [2]. Кроме того, проводится более детальный анализ распределения с вычислением плотности потока астероидов.

Основным источником информации об обнаруживаемых астероидах в данный момент являются наземные наблюдения в оптическом диапазоне, которые невозможны для условий дневного неба. Строгого определения дневного неба пока что не существует. Согласно очень простому («бытовому») представлению, дневное небо — это половина всей небесной сферы, т. е. телесный угол полным раствором (плоским углом при вершине) 180 градусов. Если говорить о дневном небе как области на небесной сфере, недоступной для наблюдений астрономических объектов в данный момент времени в оптическом диапазоне из любого места на земном шаре, то формально к дневному небу можно отнести область на небесной сфере раствором  $36^\circ$  по направлению к Солнцу, но это применимо только для астрономически идеальной Земли, густо и равномерно покрытой пунктами наблюдений и лишенной атмосферы. На практике понятие дневного неба как области, недоступной в данный момент для наблюдений наземными оптическими средствами, можно расширить вплоть до  $90^\circ$  [6]. Поэтому для решения этой задачи наиболее перспективными на сегодняшний день представляются наблюдения при помощи космических телескопов, расположенных так, чтобы иметь возможность наблюдать недоступные с Земли участки неба. В настоящее время в мире разрабатывается несколько таких проектов, один из них — российский проект СОДА [6, 7].

Для разработки программы наблюдений объектов, приходящих со стороны дневного неба, необходимо иметь надежную оценку потока таких тел со всех направлений, желательно в зависимости от (класса) размеров этих тел. В данной работе ставится задача уточнить распределение по направлениям для околоземных астероидов, а также уточнить долю астероидов, приходящих со стороны дневного неба.

## 2. Моделирование

Для исследования распределения околоземных астероидов использовался следующий подход. На первом этапе строилась модель населения АСЗ, а затем проводилось интегрирование движения астероидов этой модели, в ходе которого выделялись сближения с Землей. Сближение выделялось в том случае, если астероид подходил к Земле на расстояние менее 1.5 млн. км.

Для построения модели населения АСЗ в данной работе используется программный комплекс NEOPOP<sup>1</sup> (версии 1.5), который позволяет построить синтетическую популяцию АСЗ. В данном комплексе моделируется распределение АСЗ по элементам орбит ( $a, e, i$ ), а также абсолютной астероидной звездной величине  $H$ . Так как для наиболее крупных реальных АСЗ ( $H < 15$ ) выборку можно считать полной, в модель закладываются орбиты реальных объектов. Модельные АСЗ в интервале  $15 < H < 25$  разделяются на 7 комплексов (групп) в соответствии со своим предполагаемым происхождением, каждый из которых имеет свою независимую модель распределения. Полученное итоговое распределение откалибровано по результатам наблюдений с учетом количества открытых объектов, а также вероятности обнаружения (см. подробнее

<sup>1</sup>ESA Near-Earth Object Population Observation Program (NEOPOP). URL: <https://neo.ssa.esa.int/neo-population-generator> (дата обращения: 20.12.2022).

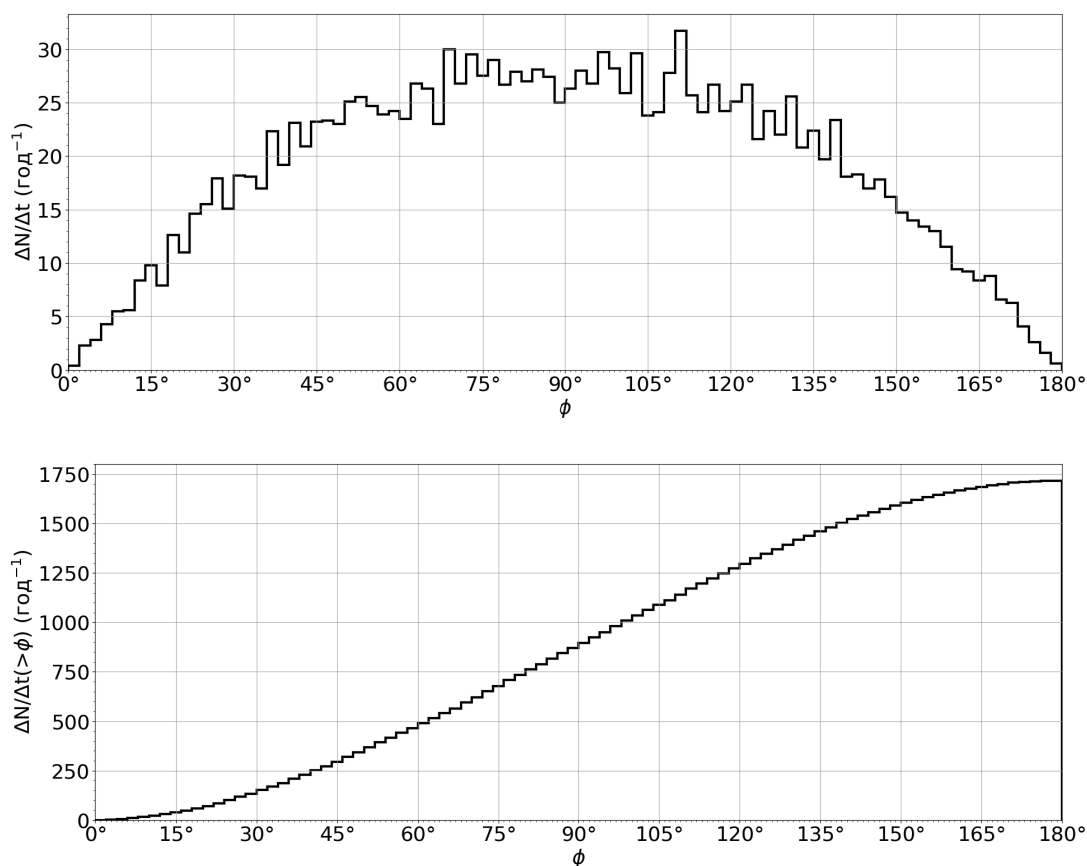


Рис. 2: Распределение потока АСЗ, входящих в сферу вокруг Земли радиусом 0.01 а. е. по направлениям. 0° соответствует направлению на Солнце.

[2]). Для генерации более мелких АСЗ ( $H > 25$ ) общее распределение экстраполируется. Таким образом, население АСЗ для  $H > 15$  моделируется плотностью распределения  $n = n(a, e, i, H)$  астероидов в пространстве элементов орбит и абсолютных звездных величин. В соответствии с функцией  $n(a, e, i, H)$  генерируется синтетическая популяция АСЗ в виде набора орбит и значений  $H$ . Программный комплекс выполнен в виде кросс-платформенного набора программ и имеет графический (GUI) и консольный (CLI) пользовательский интерфейс.

С помощью НЕОРОП была сгенерирована популяция, состоящая из 325 тыс. объектов с  $H < 27.5$  (что соответствует размерам  $D \gtrsim 10$  м), множитель численности популяции при этом был равен 0.01 (т. е. ожидается, что в реальности объектов с такими размерами будет в 100 раз больше). В дальнейшем при расчете потока приходящих астероидов и построении графиков используются нормированные величины, т. е. ожидаемое количество реальных объектов.

На следующем этапе производилось интегрирование движения астероидов в Солнечной системе на интервал времени 1000 лет. Интегрирование производилось при помощи кода REBOUND с гибридной схемой MERCURIUS [8], при этом учитывались гравитационные возмущения от планет. В ходе интегрирования фиксировались вхождения астероидов в сферу вокруг Земли радиусом 1.5 млн. км (что соответствует радиусу сферы Хилла для Земли). Согласно результатам расчета, среднее ожидаемое количество таких сближений за год составило 1715. Данный расчет будем называть основным. Также был произведен ряд вспомогательных расчетов, который позволил оценить частоту сближений астероидов разных размеров, сближающихся на различные расстояния с Землей. На рис. 1 показано количество входов астероидов с абсолютной астероидной звездной величиной больше заданного значения  $H$  (диаметром менее чем  $D$ ) в околоземную сферу радиусом  $d$  за год. Красным цветом (нижняя кривая) показана оценка для количества столкновений с Землей.

Рассмотрим распределение сближающихся астероидов по направлениям прихода для основного расчета, для этого введем  $\phi$  — угол относительно Земли между направлением на Солнце и направлением на астероид. Такой отсчет угла позволяет более наглядно выделить астероиды, приходящие со стороны дневного неба. Вычислим этот угол для каждого события сближения астероида с Землей на 0.01 а. е. На рис. 2 сверху

показано распределение астероидов по углу  $\phi$ , нормированное на 1 год. На нижней панели рис. 2 показано то же распределение, но в кумулятивном формате  $N(> \phi)$ .

Как можно видеть из рисунка, если брать «расширенное» определение дневного неба (область  $\phi < 90^\circ$ ), то до половины сближающихся астероидов можно считать «дневными». В среднем, ожидается 869 таких астероидов в год. Вид графика согласуется с результатами, представленными в [4]. Если же брать практический критерий для определения дневного неба ( $\phi < 45^\circ$ ), то поток модельных астероидов будет примерно 300 в год.

В практическом плане представляется полезным рассмотреть плотность потока входящих астероидов, т. е. количество астероидов, приходящихся на единицу площади сферы. На рис. 3 показано ожидаемое количество астероидов, приходящее за год в сферу подсчета в пересчете на квадратный градус для различных направлений. Рис. 4 изображает ту же величину, но уже учтены азимутальные направления на сфере подсчета.

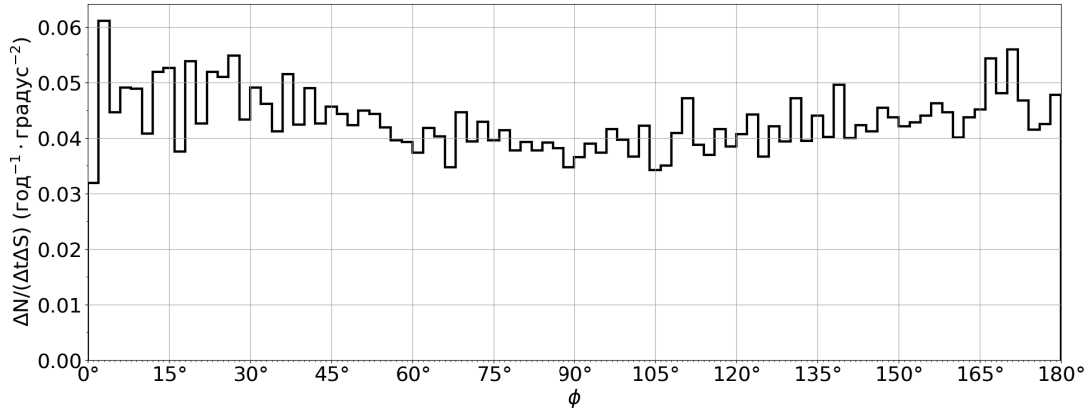


Рис. 3: Распределение плотности потока астероидов, входящих в сферу вокруг Земли радиусом 0.01 а. е. по направлениям. Показано количество астероидов, приходящее с каждого направления за год в пересчете на один квадратный градус сферы подсчета.  $0^\circ$  соответствует направлению на Солнце.

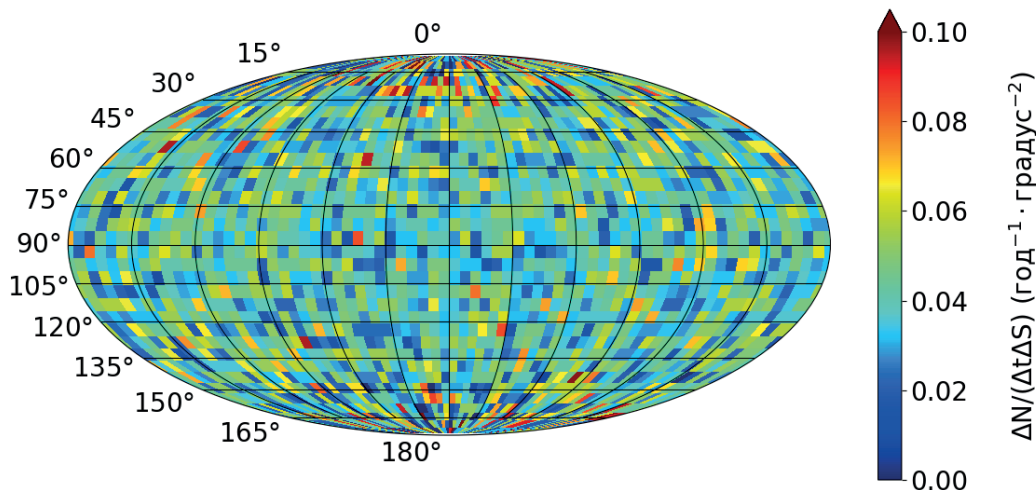


Рис. 4: Распределение плотности потока астероидов, входящих в сферу вокруг Земли радиусом 0.01 а. е. по направлениям с учетом азимутальных направлений.  $0^\circ$  долготы соответствует направлению на Солнце. Каждый окрашенный сегмент соответствует области  $5 \times 5$  градусов, цветом изображено количество астероидов, приходящееся на 1 квадратный градус за год. Для наглядности скрыты градусы азимутального направления, но приводятся линии с шагом  $30^\circ$ .

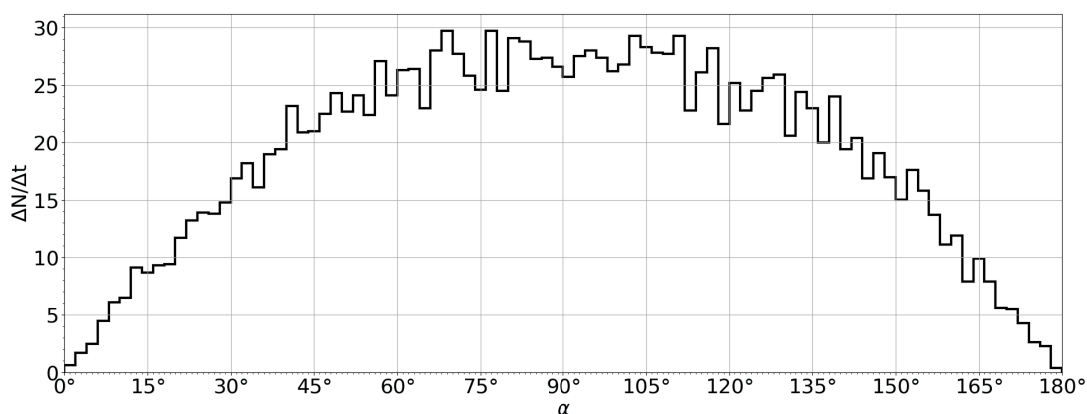


Рис. 5: Распределение астероидов, сблизившихся с Землей на расстояние менее 0.01 а. е. по фазовому углу.

Как можно видеть, распределение плотности потока астероидов близко к изотропному, дневное небо в этом плане ничем не отличается от ночного. Численно полученное распределение можно трактовать так: если бы была возможность наблюдать каждый астероид размером более примерно 10 м, вошедший в сферу вокруг Земли радиусом 1.5 млн. км, то с каждого квадратного градуса этой сферы можно ожидать 0.045 астероида в год независимо от направления. Также можно отметить, что плотность регистрируемых болидных событий также слабо зависит от направления на небесной сфере (см., например, рис. 1 в [7]).

Отчасти изотропность распределения может быть связана с тем, что выбрана сфера подсчета с достаточно малым радиусом и пространственную концентрацию астероидов в пределах этого расстояния можно считать постоянной. Если выбрать сферу заметно большего радиуса, например 0.1 а. е. или даже 0.5 а. е., то можно ожидать, что распределение будет уже не столь однородным.

Важным фактором при наблюдении малых тел Солнечной системы является фазовый угол наблюдаемого объекта. Распределение рассматриваемых астероидов, испытавших сближение, по фазовому углу  $\alpha$  при наблюдениях с Земли показано на рис. 5.

Данное распределение однозначным образом связано с распределением, показанном на рис. 1 (сверху). Блеск существенно зависит от фазового угла и при больших фазовых углах, как, например, при попытках наблюдать с Земли астероиды на малых  $\phi$ , этот фактор сильно уменьшает эффективность наблюдений даже при низком фоне. Очевидно, космический телескоп, расположенный в точке Лагранжа  $L_1$ , в этом плане также обладает преимуществом, так как все рассматриваемые астероиды в этом случае будут видны под фазовыми углами  $\alpha < 90^\circ$ .

### 3. Заключение

В работе проведено моделирование населения АСЗ, включая моделирование популяции и динамическую эволюцию. Рассмотрены астероиды, сблизившиеся с Землей на расстояние 150 млн. км. Рассчитано ожидаемое число сближений для тел различных размеров. Показано, что плотность потока астероидов, приходящих со стороны дневного неба, не отличается от потока астероидов со стороны ночного неба. Полученные результаты могут быть полезны при подготовке программ наблюдения астероидов.

Автор выражает благодарность Б. М. Шустову за обсуждение работы и полезные замечания.

### Список литературы

1. R. V. Zolotarev and B. M. Shustov, *Astronomy Reports*, **65**, 518, 2021.
2. M. Granvik, A. Morbidelli, R. Jedicke, B. Bolin, et al., *Icarus*, **312**, 181, 2018.
3. M. Granvik, in *7th IAA Planetary Defense Conference*, 91 (2021).
4. B. M. Shustov, S. A. Naroenkov, and E. V. Efremova, *Solar System Research*, **51**, 38, 2017.
5. G. Hahn, M. Granvik, A. Morbidelli, P. Michel, et al., *Technical Note, ESA/ESTEC Contract No: 4000106274*, 2014.
6. B. M. Shustov, A. S. Shugarov, S. A. Naroenkov, and M. E. Prokhorov, *Astronomy Reports*, **59**, 983, 2015.
7. A. S. Shugarov and B. M. Shustov, *INASAN Science Reports*, **7**, 85, 2022.
8. H. Rein, D. M. Hernandez, D. Tamayo, G. Brown, et al., *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **485**, 5490, 2019.

# Закон $\sqrt{\epsilon}$ , или почему из $\epsilon$ получается $\sqrt{\epsilon}$

Чугай Н.Н.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Предлагается интерпретация появления  $\sqrt{\epsilon}$  в выражении для средней интенсивности излучения на границе полубесконечной изотермической однородной рассеивающей атмосферы с вероятностью гибели фотона  $\epsilon$  на основе анализа рассеяния в неограниченной среде.

Поступила в редакцию 07.02.2023 г. Принята в печать 05.03.2023 г.

*Ключевые слова: атмосферы звезд, перенос излучения*

## $\sqrt{\epsilon}$ -law or why $\sqrt{\epsilon}$ comes from $\epsilon$

Chugai N.N.

*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

An interpretation is proposed, for the emergence of  $\sqrt{\epsilon}$  in the expression for the average radiation intensity at the boundary of a semi-infinite isothermal homogeneous scattering atmosphere with the photon loss probability  $\epsilon$ , based on the analysis of photon scattering in the unbounded medium.

Received 07.02.2023. Accepted 05.03.2023.

*Keywords: stellar atmospheres, radiation transfer*

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.1.002

## 1. Введение

Решение уравнения переноса излучения для континуума, формируемого в изотермической полубесконечной среде с рассеянием и вероятностью гибели фотона на одно рассеяние  $\epsilon \ll 1$ , приводит к известному выражению для средней интенсивности на границе атмосферы  $J(0) \approx \sqrt{\epsilon}B(T)$  [1], где  $B(T)$  — функция Планка. Таким же образом  $\sqrt{\epsilon}$  присутствует и в выражении для выходящего потока  $F \approx \sqrt{\epsilon}\pi B(T)$ . Этот результат впервые получен А. Шустером [2] при описании переноса излучения в мутной атмосфере в двухпоточковом приближении. Данное выражение для потока возникает при описании непрерывного спектра объектов с существенной ролью томсоновского рассеяния, в частности, аккреционных дисков [3] и сверхновых ПР на фотосферной стадии. Аналогичное выражение для средней интенсивности на границе изотермической атмосферы имеет место и для эмиссионных резонансных линий при рассеянии с полным перераспределением по частотам [1]. История и различные рецепты получения данного соотношения в случае резонансных линий, называемого «законом  $\sqrt{\epsilon}$ » [4], описаны в статье В.В. Иванова [5].

Ниже предлагается любопытная интерпретация «закона корень из эпсилон» в случае рассеяния с постоянной средней длиной свободного пробега (например, томсоновское рассеяние), на основе анализа рассеяния в бесконечной однородной среде.

## 2. Два варианта интерпретации закона $\sqrt{\epsilon}$

В полубесконечной изотермической атмосфере происходит рождение фотонов с последующим рассеянием, поглощением и, возможно, выходом из среды. Вероятность гибели фотона на один акт взаимодействия с веществом  $\epsilon = k/(s+k) \ll 1$ , где  $k$  — коэффициент поглощения, а  $s$  — коэффициент рассеяния. Напомним вначале общепринятое [1] объяснение появления  $\sqrt{\epsilon}$  в выражении для выходящего потока (вариант А, в отличие от следующего за этим альтернативного варианта В).

**Вариант А.** Если фотон родился достаточно далеко от границы, то после  $N_0 = 1/\epsilon$  рассеяний он погибнет из-за поглощения. Расстояние от границы, при котором родившийся фотон имеет заметный шанс выйти из среды, должна быть меньше среднеквадратичного смещения фотона от места рождения за  $N_0$  рассеяний,  $z < z_0 = l\sqrt{N_0} = l/\sqrt{\epsilon}$ , где  $l = 1/(s+k)$  — длина свободного пробега фотона. Темп рождения фотонов с коэффициентом излучения  $j$  (эрг  $\text{с}^{-1} \text{см}^{-3} \text{Гц}^{-1} \text{ср}^{-1}$ ) в колонке сечением  $1 \text{ см}^2$  и длиной  $z_0 = l/\sqrt{\epsilon}$  составляет  $4\pi j z_0$ . Половина родившихся фотонов направится в процессе случайного блуждания в сторону границы и выйдет из среды, а другая половина, в силу симметрии, направится прочь от границы и погибнет из-за поглощения. С учетом закона Кирхгофа выходящий поток поэтому составит  $F \approx 2\pi j z_0 = 2\pi k B(T) z_0 = 2\pi\sqrt{\epsilon}B(T)$ .

**Вариант В.** Представляет интерес альтернативная интерпретация закона  $\sqrt{\epsilon}$ , в том числе, сопутствующими результатами. Рассмотрим пограничный слой с толщиной около длины свободного пробега. Фотоны,



рождающиеся в таком слое, испытывают относительно небольшое число рассеяний  $N \ll N_0$  прежде чем выйти из среды. Плотность излучения вблизи границы, обусловленная рождением фотонов и их рассеянием, равна темпу рождения фотонов  $4\pi j$ , умноженному на время блуждания до выхода из среды  $U = 4\pi j N l / c$ , где  $c$  — скорость света. Средняя интенсивность поля излучения вблизи границы составляет, следовательно,  $J(0) = j N l$  или

$$J(0) \approx \epsilon B(T) N. \quad (1)$$

Центральный момент предлагаемого метода состоит в нахождении величины  $N$  из анализа рассеяния в неограниченном пространстве, в котором среднее число рассеяний фотона до его гибели составляет  $N_0 = 1/\epsilon$ .

Рассмотрим мысленный эксперимент, в котором в точке Р неограниченной однородной среды с изотропным рассеянием и вероятностью гибели фотона на акт рассеяния  $\epsilon$  одновременно изотропно излучаются  $Q$  фотонов. В силу сферической симметрии и однородности среды за все время блуждания от рождения до гибели фотоны сформируют сферическое облако траекторий с центром в точке Р и радиусом равным среднеквадратичному смещению фотона от точки рождения в процессе случайного блуждания  $R \approx l\sqrt{N_0}$ .

Рассечем пространство плоскостью  $\Pi$  и введем декартовы координаты с осью  $z$  по нормали к плоскости  $\Pi$  и нулем в точке Р. Число пересечений плоскости  $\Pi$  всеми траекториями обозначим  $n$ . Полная длина всех траекторий  $Q N_0 l$  может быть выражена эквивалентным образом через интеграл  $n(z) dz / |\mu|$ , где  $n(z)$  — число пересечений всеми траекториями плоскости  $xy$  на  $z$ -координате, а  $\mu$  — средний косинус угла между отрезками траекторий и нормалью к плоскости  $xy$ :

$$Q N_0 l = \int n(z) dz / |\mu| \approx n R \approx n l \sqrt{N_0}, \quad (2)$$

где значение интеграла приближенно выражено через число пересечений плоскости  $\Pi$  и характерный размер облака траекторий  $R$ . Полученное выражение показывает, что среднее число пересечений плоскости  $\Pi$  одним фотоном составляет  $n_1 = n/Q \approx \sqrt{N_0}$ , — неожиданный любопытный результат. Он подтверждается в численном эксперименте Монте-Карло. Для  $N_0 = 10^5$  среднее из  $10^4$  серий дает  $n = 0.696\sqrt{N_0}$ , который с точностью до коэффициента порядка единицы совпадает с полученной оценкой. Заметим, что результат слабо зависит от точки рождения фотона  $z_0$ . При  $z_0 = 0.5l$  получается тот же коэффициент 0.696, а при  $z_0 = l$  коэффициент слегка меньше, 0.692.

В силу симметрии, в каждом полупространстве фотон претерпевает в среднем одинаковое число рассеяний  $N$  до следующего пересечения плоскости  $\Pi$ . Очевидно, что полное число рассеяний фотона  $N_0$  равно произведению  $N$  на число пересечений плоскости  $N_0 = N n_1$ , откуда следует, что  $N = N_0 / n_1 \approx \sqrt{N_0} = 1/\sqrt{\epsilon}$ . Естественно отождествить  $N$  с искомым средним числом рассеяний фотона, рожденного вблизи границы полубесконечной однородной атмосферы, до его выхода из среды. Найденное число рассеяний воспроизводит результат, полученный ранее в задаче диффузного отражения излучения от полубесконечной мутной среды [6]. Совпадение не случайно, поскольку в обоих случаях фотоны вступают в процесс рассеяния вблизи границы, в слое толщиной порядка длины свободного пробега.

Таким образом, из очевидного факта, что среднее число рассеяний фотона в бесконечной среде равно  $N_0 = 1/\epsilon$ , мы нашли среднее число рассеяний в полубесконечной среде для фотона, родившегося вблизи границы  $N \approx 1/\sqrt{\epsilon}$  (фигурально,  $\sqrt{\epsilon}$  из  $\epsilon$ ). С учетом соотношения  $N \approx 1/\sqrt{\epsilon}$  средняя интенсивность на границе полубесконечной изотермической среды (уравнение (1)) оказывается равной  $J(0) \approx \sqrt{\epsilon} B(T)$ , что и выражает «закон корня из эpsilon». В приближении ламбертовской яркости границы поток выходящего излучения в этом случае равен  $F \approx \pi \sqrt{\epsilon} B(T)$ .

### 3. Заключение

Предложенный приближенный вывод выражения для потока выходящего излучения из полубесконечной изотермической среды на основе анализа рассеяния в бесконечной среде оказался простым в случае постоянной длины свободного пробега фотона. Было бы интересно распространить указанный метод на случай рассеяния в линии с полным перераспределением по частотам, но это уже более сложная задача, которая, возможно, имеет аналогичную наглядную интерпретацию.

### Список литературы

1. D. Mihalas, *Stellar atmospheres* (1978).
2. A. Schuster, *Astrophys. J.*, **21**, 1, 1905.
3. Y. B. Zel'dovich and N. I. Shakura, *Soviet Astron.*, **13**, 175, 1969.
4. U. Frisch and H. Frisch, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **173**, 167, 1975.
5. V. V. Ivanov, *Springer Series in Light Scattering: Volume 6: Radiative Transfer, Light Scattering, and Remote Sensing*, Springer International Publishing, 1–52 (2021).
6. V. A. Ambartsumian, *Akademiia Nauk Armianskoi SSR Doklady*, **8**, 101, 1948.

# Реакции с возбужденным молекулярным водородом в химической модели областей S255–S257

Буслаева А.И., Вибе Д.З.

*Институт астрономии РАН, Москва, Россия*

Представлена астрохимическая модель окрестностей областей ионизованного водорода S255–S257. Показано, что в модели, не учитывающей особенности химических реакций с молекулами  $H_2$  в возбужденных состояниях, расхождение между теоретическим и наблюдаемым содержанием этинила составляет не менее порядка величины. Учет повышенной скорости формирования иона  $CH^+$  (который является прекурсором для этинила) в реакциях иона углерода с молекулой  $H_2$  в первом возбужденном колебательном состоянии ( $v = 1$ ) позволяет объяснить это расхождение в фотодиссоциационных областях с полем излучения, средняя интенсивность которого в 100–1000 раз превышает среднюю интенсивность поля излучения в солнечной окрестности, при значениях  $A_V \sim 0.1 \div 1$ .

Поступила в редакцию 16.11.2022 г. Принята в печать 01.12.2022 г.

*Ключевые слова:* звездообразование, астрохимия

## Reactions with excited molecular hydrogen in the chemical model of S255–S257 regions

Buslaeva A.I., Wiebe D.S.

*Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia*

We present an astrochemical model for a vicinity of the HII regions S255–S257. It is shown that in the model, which does not consider specific features of chemical reactions with  $H_2$  in excited states, discrepancy between theoretical and observed abundances of ethynyl is not less than an order of magnitude. By accounting for enhanced  $CH^+$  ion (which is an ethynyl precursor) formation rate in reactions of a carbon ion with an  $H_2$  molecule in the first excited vibrational state ( $v = 1$ ), we can explain this discrepancy for photodissociation regions, having the radiation field with the mean intensity increased by a factor of 100–1000 relative to the mean intensity of the radiation field in the Solar neighborhood, and  $A_V \sim 0.1 \div 1$ .

Received 16.11.2022. Accepted 01.12.2022.

*Keywords:* star formation, astrochemistry

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.1.003

## 1. Введение

Одним из ключевых методов диагностики физических условий и процессов, происходящих в молекулярных облаках и областях звездообразования, является астрохимическое моделирование [1], которое позволяет определить, при каких физических условиях и на каких временах формируется молекулярный состав, максимально близкий к наблюдаемому. В данной работе мы представляем результаты астрохимического моделирования, призванного объяснить результаты наблюдения линий этинила ( $C_2H$ ) в направлении на области ионизованного водорода Sh2-255 и Sh2-257 ([2], далее S255 и S257) и молекулярное облако между ними [3, 4]. Области S255 и S257 входят в комплекс S254–S258 [5], расположенный на расстоянии  $\approx 1.78$  кпк [6]. Ионизирующие звезды исследуемых областей III LS 19 (S255) и HD 253327 (S257) имеют спектральные классы B0V [7] и B0.5V [4], соответственно. Физический размер каждой из областей III составляет около 1.3 пк. В центре молекулярного облака расположен инфракрасный источник S255 IRS1.

Наблюдения этинила и оцененные по ним лучевые концентрации представлены в работе [8]. Наблюдения проводились в 20 позициях, расположенных с шагом в  $14''$  вдоль прямых, соединяющих инфракрасный источник S255 IRS1 в молекулярном облаке между областями III, с ионизирующими звездами каждой из областей III (см. рис. 1). С положением инфракрасного источника IRS1 совпадает позиция 10, соответствующая центру молекулярного облака. Позиции 6–7 и 14–15 соответствуют фотодиссоциационным областям (ФДО).

Лучевые концентрации и содержания  $C_2H$  для рассматриваемых в данной работе позиций (позиции 6–14), полученные авторами [8], представлены в табл. 1. Максимальное значение лучевой концентрации этинила достигается в позиции 10, то есть в направлении на центр молекулярного облака, и уменьшается в направлении к звездам областей S255 и S257. В данной работе представлена астрохимическая модель для позиций 6–10, соответствующих области от края молекулярного облака, т. е. от ФДО, до его центра (источника IRS1). Также рассматривается влияние реакций с возбужденным молекулярным водородом на образование этинила в подобных объектах.

## 2. Химическое моделирование

Для астрохимического моделирования использовался разработанный в ИНАСАН программный код Presta, позволяющий исследовать химическую эволюцию вещества в молекулярных облаках и областях звездооб-

Таблица 1: Лучевые концентрации и содержания этинила из работы [8].

Позиция	$N_{\text{H}_2}$ , $10^{20}$ [1/см <sup>2</sup> ]	$N_{\text{C}_2\text{H}}$ , $10^{14}$ [1/см <sup>2</sup> ]	$x_{\text{C}_2\text{H}}$ , $10^{-9}$
6	93.5 ± 44.7	2.50 ± 0.22	13.37 ± 6.50
7	162.2 ± 71.2	3.60 ± 0.29	11.10 ± 4.95
8	436.6 ± 365.2	6.48 ± 0.50	7.42 ± 6.23
9	780.9 ± 483.2	8.89 ± 0.49	5.69 ± 3.54
10	1011.0 ± 877.0	11.78 ± 0.91	5.83 ± 5.07
11	559.3 ± 758.1	11.38 ± 0.83	10.18 ± 13.81
12	159.9 ± 65.1	7.52 ± 0.56	23.50 ± 9.73
13	75.7 ± 27.7	2.72 ± 0.23	17.97 ± 6.75
14	48.5 ± 10.5	1.26 ± 0.17	12.99 ± 3.29

разования с учетом всех основных химических процессов, включая реакции в газовой и твердой (на поверхностях космических пылинок) фазах. Подробное описание кода можно найти в работе [9]. В данном исследовании мы моделировали химическую эволюцию вещества в сферически симметричном молекулярном облаке, имеющем профиль плотности  $n(r)$ . Для оценки профиля плотности использовались данные о лучевой концентрации молекулярного водорода вдоль рассматриваемого среза, полученные по данным космического телескопа «Herschel» и взятые из статьи [10]. На карте распределения молекулярного водорода были выбраны области диаметром 28'' с центрами в позициях, в которых проводились наблюдения (см. рис. 1); лучевые концентрации молекулярного водорода усреднялись по размеру позиции. Зависимость  $n(r)$  аппроксимировалась выражением

$$n(r) = \frac{n_0}{1 + \left(\frac{r}{r_0}\right)^p}, \quad (1)$$

где  $n_0$  — значение плотности водорода в центре облака;  $p$  и  $r_0$  — параметры распределения. В результате проведенной аппроксимации для параметров в выражении (1) были получены следующие значения:  $n_0 = 1.04 \cdot 10^5$  см<sup>-3</sup>,  $r_0 = 3.5 \cdot 10^{17}$  см,  $p = 1.53$ . На рис. 2 представлен профиль концентрации молекулярного водорода для исследуемой области в направлении от центра молекулярного облака к звезде LS 19, т. е. от позиции 10 до позиции 5. Профиль демонстрирует увеличение содержания H<sub>2</sub> вглубь молекулярного

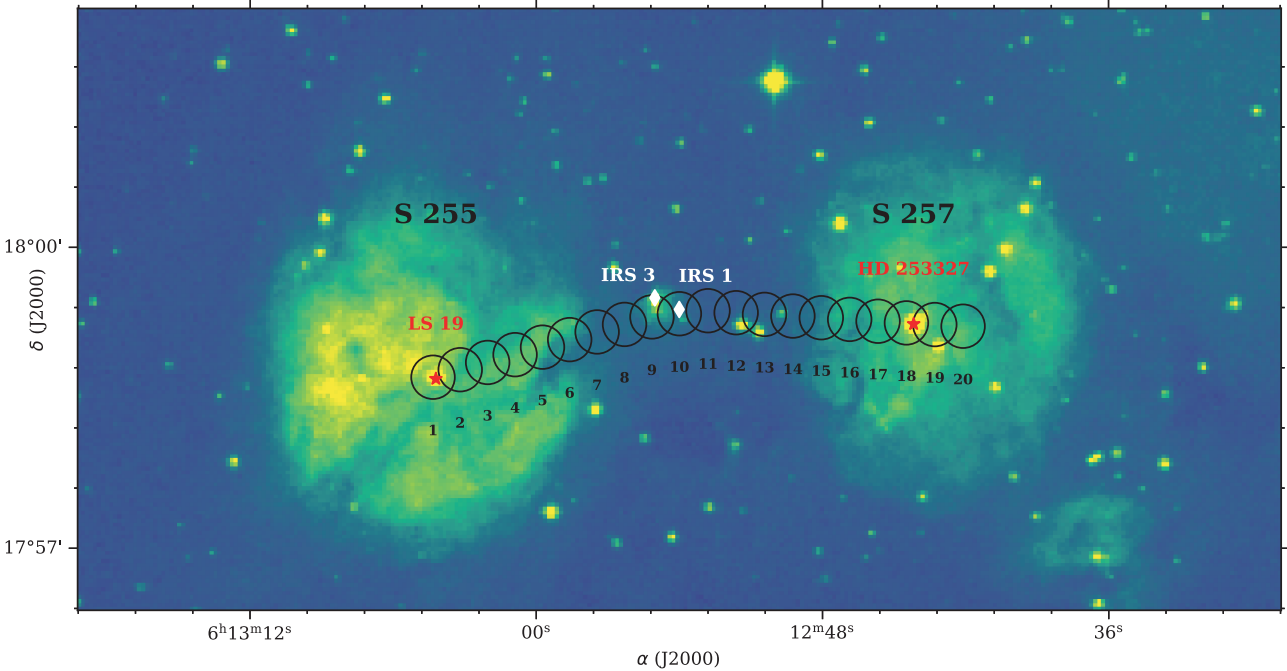


Рис. 1: Оптическое изображение областей III S255 и S257 из обзора DSS, фильтр POSS2 Red. Позиции, в которых проводились наблюдения, показаны пустыми кружками. Их размер соответствует диаграмме направленности телескопа на частоте 87 ГГц (28''). Ионизирующие звезды областей III показаны красными звездочками. Белыми ромбами показаны ИК-источники S255 IRS1 и S255 IRS3.

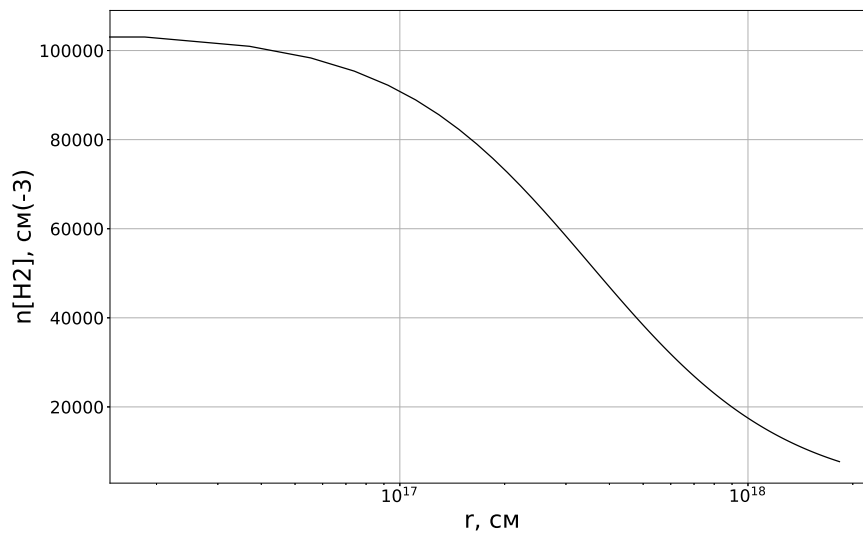


Рис. 2: Профиль плотности молекулярного водорода в направлении к звезде LS 19 от центра молекулярного облака до ФДО (от позиции 10 до позиции 5).

облака, т. е. в направлении позиции 10. Температура газа считалась постоянной и равной среднему значению температуры пыли [8], т. е.  $T_{\text{dust}} = T_{\text{gas}} = 20$  К.

Далее для принятых профилей плотности и температуры вычислялись радиальные распределения концентрации этинила для различных моментов времени. По этим распределениям рассчитывались лучевые концентрации этинила для прицельных параметров, соответствующих наблюдаемым позициям. При этом мы варьировали некоторые параметры химической модели, пытаясь достичь максимального согласия между расчетами и наблюдениями: среднюю интенсивность УФ-излучения «снаружи» (от ионизирующей звезды), «внутри» (от источника IRS1), а также возраст молекулярного облака. По результатам моделирования нами было определено, что при всех рассмотренных сочетаниях параметров нам не удается добиться различия между теорией и наблюдениями меньше порядка величины.

### 3. Населенности уровней молекулы водорода в объектах S255–S257

Один из основных путей синтеза этинила [11] — реакция диссоциативной рекомбинации иона  $\text{C}_2\text{H}_2^+$ , который, в свою очередь, является продуктом цепочки реакций, начинающейся с иона  $\text{CN}^+$ . Происхождение этого иона остается неясным. В диффузных облаках, где он наблюдается, основная реакция его синтеза



обладает большим температурным барьером (4640 К [12]), тогда как реакция разрушения (реакция диссоциативной рекомбинации) является безбарьерной. Это означает, что в «классических» астрохимических моделях теоретическое содержание  $\text{CN}^+$  оказывается существенно ниже наблюдаемого (в силу доминирования процессов разрушения над процессами синтеза). Для объяснения наблюдаемого высокого содержания  $\text{CN}^+$  предлагаются модели, в которых происхождение этого иона связывается с ударными волнами (напр. [13]) или с диссипацией турбулентных структур (напр. [14]). В отсутствие ударных волн и сильной турбулентности важным фактором, повышающим скорость реакции (2), может оказаться фотовозбуждение молекул  $\text{H}_2$ : внутренняя энергия возбужденных колебательных состояний может оказаться достаточной для преодоления барьера даже в состоянии  $v = 1$  [15], не говоря о более высоких. Важность учета колебательных состояний молекулы  $\text{H}_2$  уже была отмечена в работе [16]. В работах [17, 18] рассматривалось их влияние на химические процессы в протопланетных дисках. При этом в работе [18] указано, что в дисках эти реакции важны в том числе и для эволюции этинила. Здесь мы исследуем вклад возбужденных состояний молекулы  $\text{H}_2$  в эволюцию содержания этинила в фотодиссоциационных областях.

Чтобы оценить населенности уровней молекулярного водорода, мы воспользовались программным кодом Meudon PDR Code (1.5.4) [19], который позволяет рассчитать атомную и молекулярную структуру молекулярных облаков, а также ФДО. При расчете использовались параметры областей S255 и S257, приведенные в табл. 2. При вычислении населенностей колебательно-вращательных уровней  $\text{H}_2$  мы предполагали, что облако освещено ультрафиолетовым излучением центрального источника со средней интенсивностью,

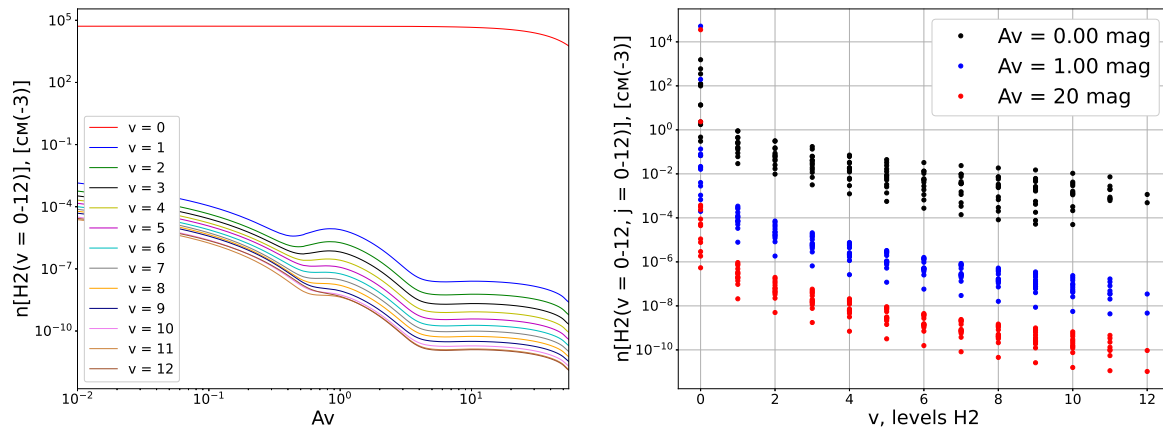


Рис. 3: Населенности уровней молекулы  $\text{H}_2$  для поля излучения центрального источника  $G = 10$ . а) Населенности колебательных уровней молекулы  $\text{H}_2$  как функция  $A_V$ . б) Населенности вращательных уровней молекулы  $\text{H}_2$  в различных колебательных состояниях для избранных значений  $A_V$ .

характеризуемой безразмерной величиной  $G$  (в единицах средней интенсивности излучения в солнечной окрестности).

Результаты расчетов содержания возбужденного водорода для  $G = 10$  приведены на рис. 3. На панели рис. 3а представлено содержание молекулярного водорода на колебательных уровнях  $v = 0 - 12$ . В этом случае содержание водорода на всех возбужденных уровнях не превышает  $10^{-8}$  от содержания водорода в основном состоянии. В работе [16] для реакций с ионом углерода  $\text{C}^+$  рекомендовано рассматривать реакции с возбужденными молекулами водорода, если их содержание превосходит  $10^{-6}$  от содержания  $\text{H}_2$  в основном состоянии. Очевидно, что при  $G = 10$  реакции с возбужденным водородом важной роли не играют.

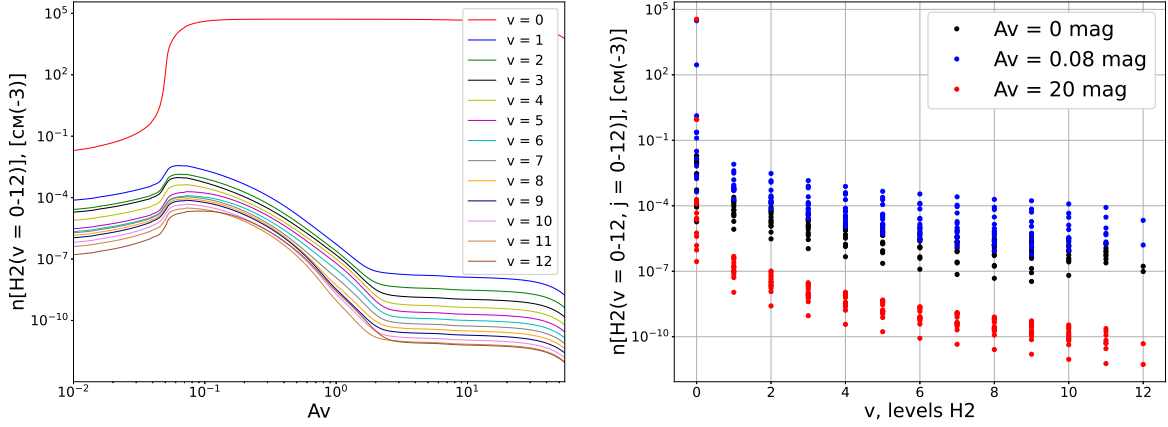
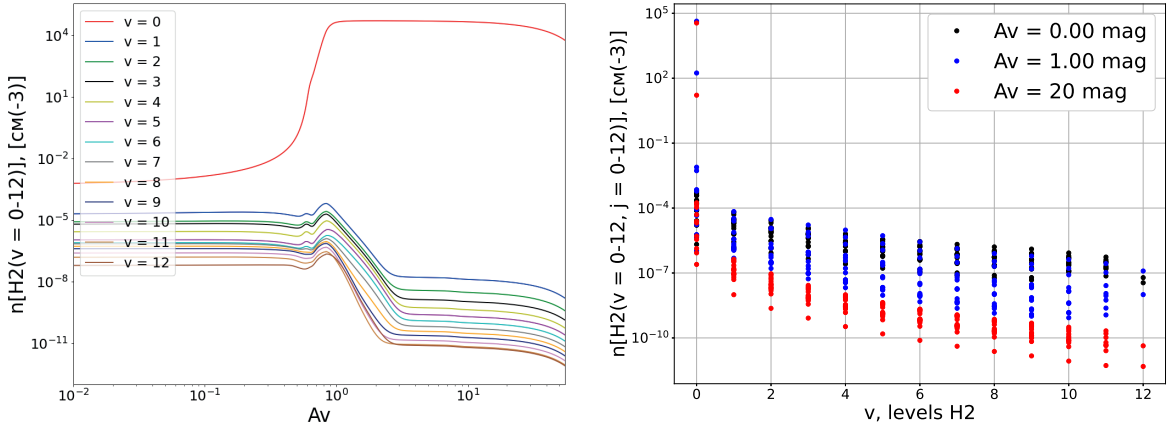
На панели рис. 3б представлено содержание молекулярного водорода в различных вращательных состояниях ( $j = 0 - 12$ ) на различных колебательных уровнях ( $v = 0 - 12$ ) для нескольких значений  $A_V$ . Вращательные уровни, соответствующие определенному колебательному уровню, показаны вертикально расположенными точками.

На рис. 4 приведены результаты расчетов содержания молекулярного водорода для  $G = 100$ . Следует обратить внимание на то, что при  $A_V < 1$  содержание  $\text{H}_2$  понижено из-за фотодиссоциации (рис. 4а), поэтому, несмотря на низкое абсолютное содержание  $\text{H}_2(v = 1)$ , его относительное содержание,  $\text{H}_2(v = 1)/\text{H}_2(v = 0)$ , оказывается высоким и превосходит уровень  $10^{-6}$  при  $A_V \leq 0.05 \div 0.06^m$ , в том числе, в центре молекулярного облака (в позиции 10), где расположен ИК источник IRS1. Из рис. 4б видно, что при небольших значениях  $A_V$  относительное содержание выше  $10^{-6}$  наблюдается также для некоторых возбужденных вращательных состояний ( $j > 0$ ).

На рис. 5 показаны результаты моделирования содержания молекулярного водорода для  $G = 1000$ . В этом случае область диссоциированного водорода простирается до  $A_V \sim 0.6$ , а доля молекул водорода, находящихся в первом возбужденном колебательном состоянии ( $\text{H}_2(v = 1)/\text{H}_2(v = 0)$ ), достигает нескольких процентов, снижаясь до  $10^{-6}$  только при  $A_V \gtrsim 0.8$ . Вклад возбужденных вращательных состояний становится в этом варианте еще более существенным.

Таблица 2: Параметры областей S255 и S257 для проведения расчета содержания возбужденного водорода с помощью программного кода Meudon.

Параметр	Области S255 и S257
Интенсивность УФ поля излучения, $G$	10, 100, 1000
Температура газа, $T_{\text{gas}}$	20 K
Профиль плотности водорода, $n(r)$	$n(r) = \frac{1.04 \cdot 10^5 \text{ cm}^{-3}}{1 + \left(\frac{r}{3.5 \cdot 10^{17} \text{ cm}}\right)^{1.53}}$
Скорость ионизации космическими лучами, $\xi_{\text{CR}}$	$5 \cdot 10^{-17} \text{ s}^{-1}$

Рис. 4: То же, что на рис. 3, но для  $G = 100$ .Рис. 5: То же, что на рис. 3, но для  $G = 1000$ .

Анализ полученных населенностей уровней молекулярного водорода позволяет предположить, что реакции с молекулами  $\text{H}_2$  в возбужденных состояниях могут играть значительную роль в образовании иона  $\text{CN}^+$  и, как следствие, в образовании этинила при  $A_V \sim 0.1$ .

#### 4. Результаты химического моделирования

Полный учет возбужденных состояний молекулы  $\text{H}_2$  в астрохимическом моделировании требует, во-первых, расчета населенностей уровней в каждой рассматриваемой позиции, во-вторых, знания коэффициента скорости реакции (2) для каждого состояния (то есть для каждого сочетания  $v$  и  $j$ ). Решение первой задачи возможно, например, при помощи кода Meudon. Но коэффициенты скоростей  $k$ , зависящие от состояния молекулы  $\text{H}_2$ , вычислены только для очень небольшого числа реакций и состояний (см. напр. [20]). Поэтому в данной работе мы используем приближенный подход, призванный в целом прояснить важность учета состояния молекулы  $\text{H}_2$  при моделировании химической эволюции ФДО и прилегающих регионов, подобных областям S255–S257. Для этого мы добавили в сетку реакций модели Presta обобщенную реакцию



в которой  $\text{H}_2^*$  соответствует первому возбужденному колебательному состоянию  $\text{H}_2$ . Относительное содержание возбужденных молекул  $\text{H}_2$  как функция  $A_V$  вычислялось с использованием результатов, показанных на рис. 4 и 5. Предполагалось, что барьер у реакции (3) отсутствует, а для коэффициентов скоростей рассматривались значения  $k = 3 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  [15] и  $1.5 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3 \text{ с}^{-1}$  [16].

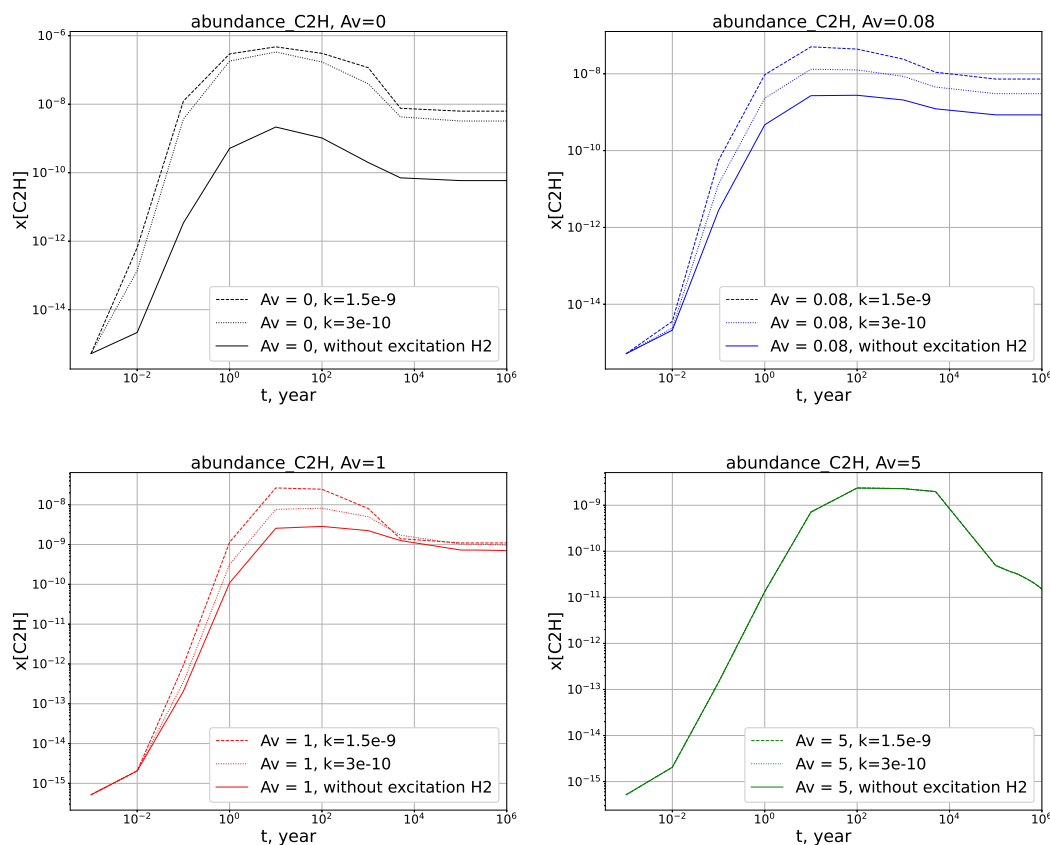
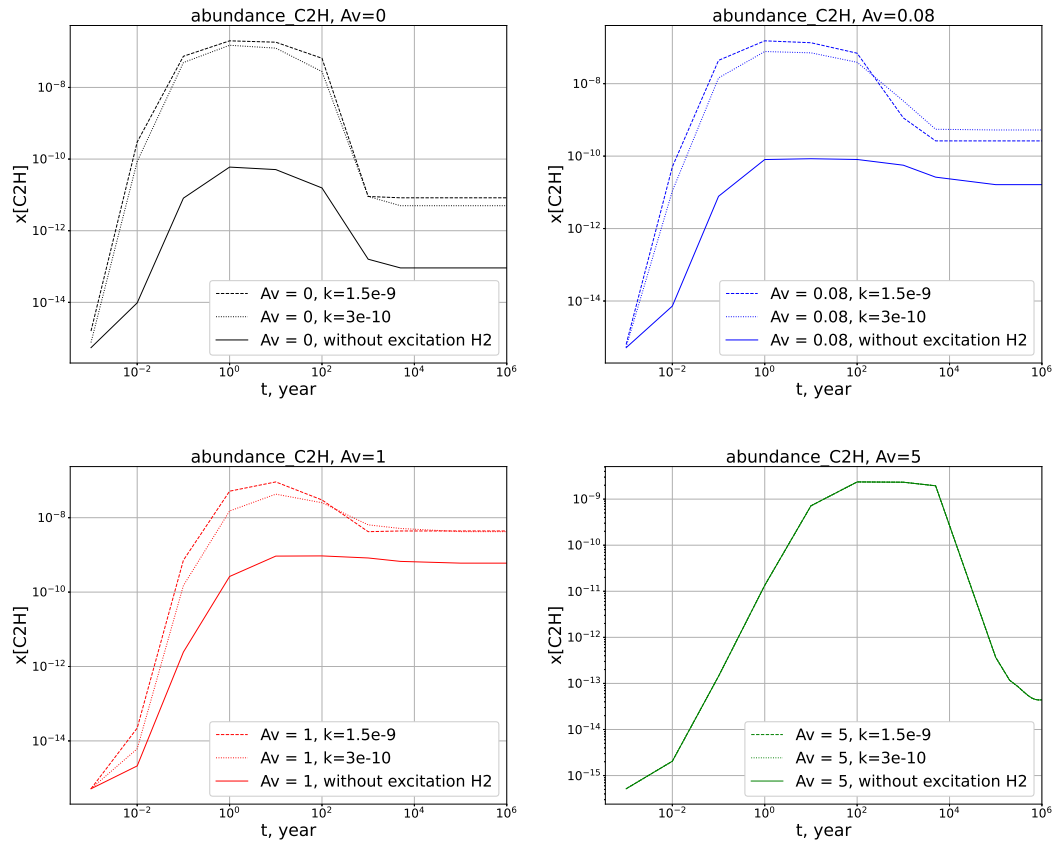


Рис. 6: Результаты моделирования эволюции содержания этинила для точек с разными  $A_V$  внутри облака при  $G = 100$ . Штриховыми линиями показаны результаты расчетов для высокого значения коэффициента скорости, пунктиром — для низкого значения коэффициента скорости. Сплошными линиями показаны результаты расчетов без учета реакций с возбужденными молекулами  $H_2$ .

Результаты расчетов для  $G = 100$  показаны на рис. 6 (моделирование для  $G = 10$  не проводилось). Наиболее сильно учет возбуждения молекулы водорода сказывается при  $A_V = 0$  (верхняя левая панель), когда вычисленные содержания этинила превышают его содержания в стандартной модели (без учета возбуждения) более чем на два порядка. При этом высокое и низкое значения коэффициента скорости дают практически одни и те же результаты. Однако и при больших значениях  $A_V$ , вплоть до  $\sim 0.1$ , рост содержания  $C_2H$  за счет реакций с возбужденными молекулами  $H_2$  при высоком значении  $k$  составляет примерно порядок величины, особенно на ранних временах (см. верхнюю правую панель). При низком значении  $k$  расхождение меньше, чуть более половины порядка. При  $A_V = 1$  (левая нижняя панель) различие в моделях проявляется только на очень ранних временах и к возрасту около  $10^4$  лет практически исчезает. При  $A_V = 5$  (правая нижняя панель) различий в моделях нет, то есть реакции с возбужденными молекулами водорода не играют роли (в силу невысокой населенности возбужденных состояний), а содержание этинила сильно падает, из-за того что атомы углерода оказываются связанными в соединениях, адсорбированных на пылинках.

На рис. 7 показаны результаты расчетов эволюции содержания этинила в модели со средней интенсивностью УФ-излучения  $G = 1000$ . В этом случае при  $A_V = 0$  (слева вверху) содержания в моделях с учетом возбуждения  $H_2$  и без его учета также различаются значительно, причем на самых ранних временах различие достигает трех порядков. Однако итоговые содержания этинила оказываются очень небольшими в силу его эффективной фотодиссоциации. В модели с  $A_V = 0.08$  (справа вверху) итоговые содержания этинила несколько выше, а различие моделей с учетом возбуждения  $H_2$  и без него превышает порядок величины. При  $A_V = 1$  (слева внизу) содержания этинила в моделях с учетом возбуждения молекул  $H_2$  приближаются к значениям порядка  $10^{-8}$  и на больших временах превосходят его содержание в «стандартной» модели на порядок величины. При  $A_V = 5$  (справа внизу) различий между моделями нет, а итоговое содержание этинила очень мало. Очевидно, что при  $A_V = 5$  модели с  $G = 100$  и  $G = 1000$  практически не отличаются.

Рис. 7: То же, что на рис. 6, но для  $G = 1000$ .

## 5. Заключение

В данной работе мы рассмотрели возможные вариации населенности уровней молекулярного водорода в объектах S255–S257 и исследовали возможный вклад возбужденного колебательного состояния молекулы  $\text{H}_2$   $v = 1$  в химические реакции, приводящие к синтезу этинила ( $\text{C}_2\text{H}$ ). В ходе проведенного исследования нами было показано, что при высоком поле излучения и при небольших значениях  $A_V \leq 1$  учет реакций с молекулами водорода, находящимися в возбужденном состоянии, приводит к существенному (как минимум на порядок величины) увеличению модельного содержания этинила. Превышение может оказаться более значительным при учете колебательных состояний с  $v > 1$ . Это означает, что учет возбужденных состояний необходим при моделировании подобных объектов.

Работа поддержана грантом РФФИ 20-02-00643.

## Список литературы

1. J. K. Jørgensen, A. Belloche, and R. T. Garrod, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **58**, 727, 2020.
2. S. Sharpless, *Astrophys. J. Supp.*, **4**, 257, 1959.
3. J. H. Bieging, W. L. Peters, B. Vila Vilaro, K. Schlottman, and C. Kulesa, *Astron. J.*, **138**, 975, 2009.
4. D. K. Ojha, M. R. Samal, A. K. Pandey, B. C. Bhatt, et al., *Astrophys. J.*, **738**, 156, 2011.
5. L. A. Chavarría, L. E. Allen, J. L. Hora, C. M. Brunt, and G. G. Fazio, *Astrophys. J.*, **682**, 445, 2008.
6. D. Russeil, C. Adami, and Y. M. Georgelin, *Astron. and Astrophys.*, **470**, 161, 2007.
7. A. F. J. Moffat, M. P. Fitzgerald, and P. D. Jackson, *Astron. and Astrophys. Supp.*, **38**, 197, 1979.
8. A. Buslaeva, M. Kirsanova, and A. Punanova, *Astronomy Reports*, **65**, 488, 2021.
9. O. V. Kochina, D. S. Wiebe, S. V. Kalenskii, and A. I. Vasyunin, *Astronomy Reports*, **57**, 818, 2013.
10. D. Ladeyschikov, M. Kirsanova, A. M. Sobolev, M. Thomasson, V. Ossenkopf-Okkada, and M. Juvela, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **506**, 4447, 2021.
11. N. G. Bochkarev, *Osnovy fiziki mezhzvezdnoy sredy*, M.: URSS (2020).
12. V. Wakelam, J. C. Loison, E. Herbst, B. Pavone, et al., *Astrophys. J. Supp.*, **217**, 20, 2015.
13. R. Gredel, E. F. van Dishoeck, and J. H. Black, *Astron. and Astrophys.*, **269**, 477, 1993.
14. B. Godard, E. Falgarone, and G. Pineau des Forêts, *Astron. and Astrophys.*, **570**, A27, 2014.
15. A. Zanchet, B. Godard, N. Bulut, O. Roncero, P. Halvick, and J. Cernicharo, *Astrophys. J.*, **766**, 80, 2013.



16. M. Agúndez, J. R. Goicoechea, J. Cernicharo, A. Faure, and E. Roueff, *Astrophys. J.*, **713**, 662, 2010.
17. M. Agúndez, E. Roueff, F. Le Petit, and J. Le Bourlot, *Astron. and Astrophys.*, **616**, A19, 2018.
18. M. Ruaud, *Astrophys. J.*, **916**, 103, 2021.
19. F. Le Petit, C. Nehmé, J. Le Bourlot, and E. Roueff, *Astrophys. J. Supp.*, **164**, 506, 2006.
20. J. R. Goicoechea and O. Roncero, *Astron. and Astrophys.*, **664**, 2022.

# Комета C/2020 PV6 (PANSTARRS) и результаты ее наблюдений в Гиссарской астрономической обсерватории

Кохирова Г.И., Буриев А.М., Асоев Х.Г.

*Институт астрофизики Национальной академии наук Таджикистана, Душанбе, Республика Таджикистан*

Представлены результаты оптических наблюдений долгопериодической кометы C/2020 PV6 (PANSTARRS), проведенных на телескопе AZT-8 Гиссарской астрономической обсерватории (ГисАО) Института астрофизики НАНТ в 2021 г. Определены координаты и вычислена орбита кометы, которые согласуются с данными MPC. Найден видимый и абсолютный блеск кометы в фильтрах BVRI, построены кривые блеска по наблюдениям восьми ночей. Абсолютный блеск в фильтре V составил  $12.20^m - 12.21^m$ , его несколько меньшая звездная величина по сравнению с эфемеридной величиной  $13.0^m$  обусловлена вкладом комы. Комета приближалась к точке перигелия орбиты, при этом уровень нормальной кометной активности увеличивался, о чем свидетельствует зарегистрированное нами наличие пылевой комы вокруг ядра кометы. На повышенную активность кометы в этот период также указывают вычисленные нами величины параметра пылепроизводительности. Оценены показатели цвета кометы и показано их соответствие величинам короткопериодических и долгопериодических комет. Получена оценка диаметра ядра кометы, составившая  $24.03 \pm 0.09$  км (альbedo 0.04).

Поступила в редакцию 30.11.2022 г. Принята в печать 22.12.2022 г.

*Ключевые слова: комета, наблюдения, астрометрия, фотометрия, координаты, точность, орбита, кривая блеска, показатель цвета, диаметр*

## Comet C/2020 PV6 (PANSTARRS) and results of its observations in Hissar astronomical observatory

Kokhirova G.I., Buriev A.M., Asoev H.G.

*Institute of Astrophysics of the National Academy of Sciences of Tajikistan, Dushanbe, Republic of Tajikistan*

The results of optical observations of long-period comet C/2020 PV6 (PANSTARRS) carried out of the AZT-8 telescope of the Hissar Astronomical Observatory of the Institute of Astrophysics of the NAS in 2021 are presented. The coordinates are determined and the orbit of comet is calculated, which are consistent with the MPC database. The comets apparent and absolute brightness was found in BVRI filters, and light curves were plotted based on observations of eight nights. The absolute brightness in V filter is  $12.20^m - 12.21^m$ , its slightly lower magnitude compared to ephemeris magnitude of  $13.0^m$  is due to a contribution of coma. The comet was approaching the orbit perihelion, consequently, the normal cometary activity increased, as evidenced by the presence of a dust coma around the comet's nucleus that we registered. The increased activity of comet during this period is also indicated by the values of the dust production parameter calculated by us. The color indices of comet are estimated and their correspondence to the values of short-period and long-period comets is shown. The diameter of the comet's nucleus was estimated to be  $24.03 \pm 0.09$  km (albedo 0.04).

Received 30.11.2022. Accepted 22.12.2022.

*Keywords: comets, observations, astrometry, photometry, coordinates, accuracy, orbit, light curve, color index diameter*

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.1.004

## 1. Введение

Долгопериодические кометы привлекают к себе особый научный интерес. Принято считать, что их источником является гипотетическое облако Оорта с предполагаемым расстоянием от Солнца 50000 – 100000 а. е. [1, 2]. Долгопериодические кометы имеют период обращения вокруг Солнца свыше 200 лет, и поэтому их систематические наблюдения практически невозможны. Как правило, мы можем наблюдать такие кометы лишь в одном прохождении перигелия орбиты. В отсутствие достаточного количества наблюдений одной конкретной долгопериодической кометы, необходимых для полновесного и всестороннего ее исследования, особую ценность имеют наблюдения каждой доступной долгопериодической кометы. Ряды наблюдений как можно большего числа таких комет могут стать статистически значимыми данными и внести важный вклад в анализ свойств долгопериодических комет. Имеется ряд задач в динамике и физике долгопериодических комет, решение которых является весьма актуальным. Это проблема установления достоверных механизмов, ответственных за проявление кометной активности на больших гелиоцентрических расстояниях (свыше 2.5 а. е.). Результаты изучения состава льдов ядер долгопериодических комет и его сравнения с составом ядер короткопериодических комет, выявления особенностей в динамике и других исследований будут способствовать формированию наших знаний о происхождении, источниках, эволюции комет, их взаимосвязи между собой и другими малыми телами Солнечной системы.

Таблица 1: Элементы орбиты кометы C/2020 PV6 (PANSTARRS) (J2000.0).

Эпоха	$a$ , а. е.	$e$	$q$ , а. е.	$Q$ , а. е.	$i$ , град.	$\omega$ , град.	$\Omega$ , град.
29.09.21	41.701	0.944	2.295	81.105	128.239	71.380	329.144

## 2. Долгопериодическая комета C/2020 PV6 (PANSTARRS)

13 августа 2020 г. система телескопов панорамного обзора и быстрого реагирования «PANSTARRS» обнаружила на снимках новый астероидоподобный объект. В этот период у этого объекта никаких признаков кометной активности не наблюдалось. Было объявлено об открытии нового астероида, получившего наименование 2020 PV6 (или P113P9h). После определения орбиты на основании динамических свойств объект был классифицирован как астероид из группы кентавров [3], к которой отнесены астероиды, находящиеся между орбитами Юпитера и Нептуна и имеющие свойства, переходные между астероидами Главного пояса и кометами пояса Койпера. На момент открытия блеск астероида составлял 21.4<sup>m</sup>. Позже, 17 мая 2021 г., Х. Сато сообщил о кометной активности астероида 2020 PV6, в этой связи объект получил уже новое наименование — комета C/2020 PV6 (PANSTARRS) [4], далее по тексту C/2020 PV6. Период обращения кометы вокруг Солнца составляет 269 лет, и она наблюдалась только в одном прохождении перигелия в 2021 г. Кроме того, для C/2020 PV6 параметр Тиссерана относительно Юпитера имеет значение  $T_j = -1.022$  [5]. Эти факты позволили считать C/2020 PV6 долгопериодической кометой. 25 сентября 2021 г. комета C/2020 PV6 прошла перигелий орбиты, где ее блеск достиг 15.6<sup>m</sup>. Ранее, в июле 2021 г. комета прошла мимо Земли на минимальном расстоянии 1.64 а. е., при этом ее блеск составил 14.0<sup>m</sup> [6].

Таблица 2: Журнал наблюдений кометы C/2020 PV6 в ГисАО.

Дата	$r$ , а. е.	$\Delta$ , а. е.	$ph$ , град.	$N \times$ Фильтр	$t$ , с
26.08.2021	2.319	2.054	25.812	15×B, 15×V, 15×R, 15×I	5–60
27.08.2021	2.318	2.070	25.837	15×B, 15×V, 15×R, 15×I	5–60
28.08.2021	2.316	2.086	25.853	15×B, 15×V, 15×R, 15×I	5–60
29.08.2021	2.315	2.103	25.859	15×B, 15×V, 15×R, 15×I	5–60
30.08.2021	2.314	2.120	25.856	15×B, 15×V, 15×R, 15×I	5–60
01.09.2021	2.311	2.153	25.820	15×B, 15×V, 15×R, 15×I	5–60
02.09.2021	2.309	2.170	25.780	15×B, 15×V, 15×R, 15×I	5–60
07.09.2021	2.304	2.256	25.505	17×B, 17×V, 18×R, 18×I	5–60

Элементы орбиты кометы C/2020 PV6 [5] приведены в табл. 1, где  $a$  — большая полуось,  $e$  — эксцентриситет,  $q$ ,  $Q$  — перигелийное и афелийное расстояния,  $i$  — наклонение,  $\omega$  — аргумент перигелия,  $\Omega$  — долгота перигелия. Комета движется по ретроградной ( $i = 128^\circ$ ) сильно вытянутой эллиптической ( $e = 0.945$ ) орбите, в афелии ( $Q = 81.1$  а. е.) уходящей далеко за пределы пояса Койпера.

## 3. Оптические наблюдения кометы C/2020 PV6

Результаты оптических наблюдений небесных объектов используются для исследования их динамических и физических свойств. Для исследования особенностей кометы C/2020 PV6 нами проведены ее оптические наблюдения в период до прохождения перигелия (напомним, что комета прошла перигелий 25 сентября 2021 г.). Мониторинг выполнен с 26 августа по 07 сентября 2021 г. на телескопе АЗТ-8 Гиссарской астрономической обсерватории (ГисАО) Института астрофизики НАНТ. Телескоп АЗТ-8 в оптической системе Ньютона имеет фокус  $F = 2.82$  м. Размер и поле зрения камеры АЗТ-8 —  $3056 \times 3056$  пикселей и  $44' \times 44'$ , соответственно, масштаб матрицы —  $0.874''/\text{пиксель}$ . Регистрация объекта выполнялась с помощью ПЗС

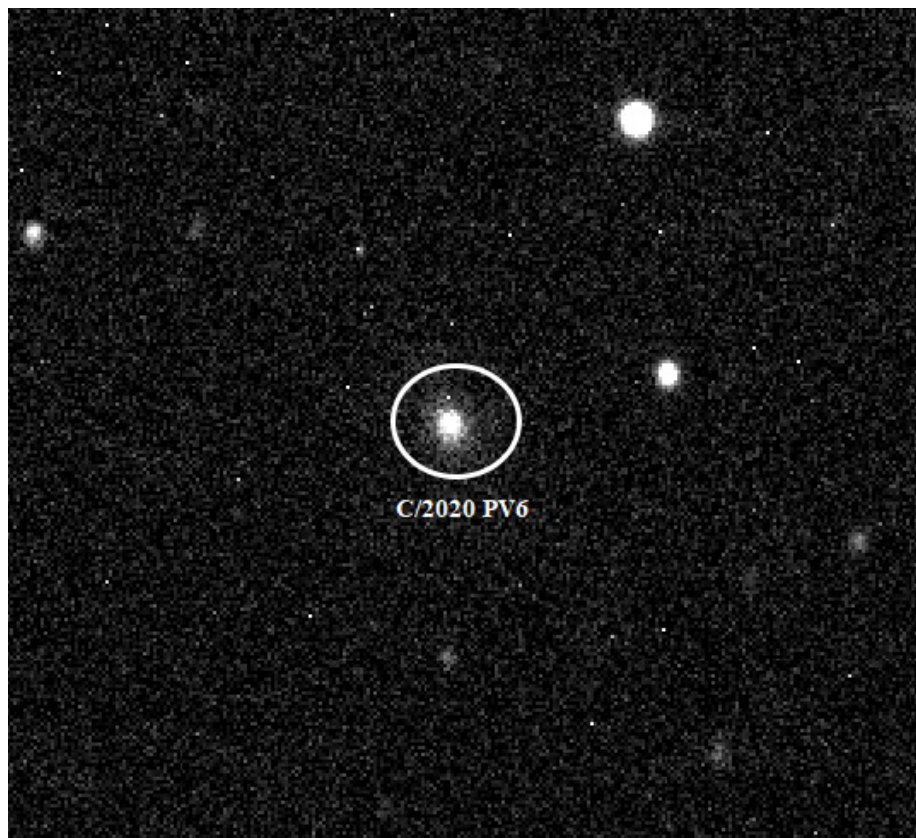


Рис. 1: Изображение кометы C/2020 PV6 по наблюдениям в ГисАО в 2021 г.

FLI ProLine PL09000 с использованием широкополосных фотометрических фильтров системы Джонсона-Козинса — BVRI [7]. Длительность экспозиций составляли от 5 до 60 секунд.

Для уменьшения уровня шумов ПЗС камеры аппарата была охлаждена до температуры  $-20^{\circ}\text{C}$ . Чтобы учесть темновой сигнал, в течение наблюдательной ночи были получены темновые кадры «Dark», которые при обработке вычитались из рабочих кадров. Для получения снимков с равномерным полем были использованы кадры с плоскими полями «Flat», наблюдаемые при вечерних или утренних сумерках. Для учета ошибок матрицы ПЗС камеры снимались кадры «Bias», которые также использовались в обработке кадров. Дата наблюдений, положение кометы во время наблюдений в ГисАО и детали выполненных экспозиций приведены в табл. 2, где  $r$  и  $\Delta$  — расстояния кометы от Солнца и Земли,  $ph$  — фазовый угол,  $N$  и  $t$  — количество и время экспозиций. Изображение кометы во время наблюдений приведено на рис. 1.

#### 4. Астрометрическая обработка и определение динамических параметров кометы C/2020 PV6

Для астрометрической обработки наблюдений небесных объектов существует несколько программных пакетов. В данной работе использован программный пакет (ПП) АПЕКС-II, созданный для астрометрической и фотометрической обработки астрономических наблюдений, получаемых с помощью ПЗС камер [8]. ПП АПЕКС-II позволяет проводить полностью автоматическую обработку, включающую калибровку цифровых изображений, детектирование объектов, идентификацию изображений звезд и объектов и отождествление опорных звезд с заданными каталогами, измерение объектов и т. д. Для определения координат кометы использован каталог UCAC5, в котором точность положений звезд составляет  $0.05''$ . В результате астрометрической обработки почти 500 изображений кометы определены ее экваториальные координаты на период наблюдений. Избранные средние координаты приведены в табл. 3, а также в виде графика на рис. 2, где по оси абсцисс даны прямое восхождение  $\alpha$  и по оси ординат — склонение  $\delta$ . На рис. 2 слева для сравнения приведены координаты объекта по нашим и другим наблюдениям в этот период из базы данных [9].

Точность определения координат зависит от ошибок астрометрических измерений. Ошибки определения координат найдены с помощью ПП ЭПОС [10]. Средние значения отклонений измеренных нами экваториальных координат (O) от данных MPC (C), обозначенные как  $(O-C)_{\alpha}''$  и  $(O-C)_{\delta}''$  для координат  $\alpha$  и  $\delta$ , соответственно, а также их средние квадратичные ошибки  $\sigma_{\alpha}$  и  $\sigma_{\delta}$  в угловых секундах по наблюдениям в ГисАО представлены в табл. 4. Как видно из табл. 4, средняя по всем кадрам ошибка астрометрической

Таблица 3: Экваториальные координаты (J2000.0) и видимые звездные величины кометы C/2020 PV6 по наблюдениям в ГисАО.

№	Дата	Момент наблюдений (UT)	$\alpha$	$\delta$	$m$ (зв. вел.)
1	26.08.2021	17 <sup>h</sup> 32 <sup>m</sup> 16 <sup>s</sup> .08	16 <sup>h</sup> 52 <sup>m</sup> 29 <sup>s</sup> .34	+27°48'11".8	16.1
2	26.08.2021	17 32 51.36	16 52 29.35	+27 48 10.4	16.1
3	26.08.2021	17 36 50.76	16 52 28.95	+27 48 08.8	15.6
4	26.08.2021	17 38 00.06	16 52 28.82	+27 48 08.1	16.3
5	26.08.2021	17 38 36.24	16 52 28.80	+27 48 08.2	16.1
6	27.08.2021	18 54 13.68	16 50 14.22	+27 33 18.4	15.7
7	27.08.2021	18 56 27.06	16 50 13.98	+27 33 17.1	15.7
8	27.08.2021	18 57 26.64	16 50 13.93	+27 33 15.8	15.7
9	27.08.2021	19 03 16.56	16 50 13.38	+27 33 13.1	15.7
10	27.08.2021	19 04 48.00	16 50 13.39	+27 33 11.9	15.7
11	28.08.2021	17 28 17.04	16 48 18.25	+27 20 04.4	14.9
12	28.08.2021	17 28 51.24	16 48 18.22	+27 20 04.6	14.9
13	28.08.2021	17 29 40.56	16 48 18.08	+27 20 04.8	15.3
14	28.08.2021	17 30 14.04	16 48 18.05	+27 20 03.9	15.0
15	28.08.2021	17 37 25.32	16 48 17.38	+27 19 59.5	15.0
16	29.08.2021	17 52 48.72	16 46 17.08	+27 05 49.5	15.9
17	29.08.2021	17 53 21.84	16 46 17.07	+27 05 49.1	15.9
18	29.08.2021	17 53 58.92	16 46 16.99	+27 05 48.4	15.9
19	29.08.2021	17 54 32.04	16 46 16.96	+27 05 47.7	16.1
20	29.08.2021	17 55 05.52	16 46 16.94	+27 05 48.1	16.2
21	30.08.2021	17 12 20.88	16 44 25.52	+26 52 14.0	16.4
22	30.08.2021	17 12 54.00	16 44 25.40	+26 52 13.4	16.1
23	30.08.2021	17 13 27.48	16 44 25.36	+26 52 13.0	15.8
24	30.08.2021	17 14 00.24	16 44 25.33	+26 52 12.9	15.9
25	30.08.2021	17 14 45.24	16 44 25.27	+26 52 12.3	15.3
27	01.09.2021	17 08 09.06	16 40 48.30	+26 24 28.4	15.5
28	01.09.2021	17 08 43.44	16 40 48.28	+26 24 28.8	16.4
29	01.09.2021	17 09 16.92	16 40 48.24	+26 24 28.1	16.1
30	01.09.2021	17 09 49.68	16 40 48.20	+26 24 28.0	15.6
31	02.09.2021	17 20 00.06	16 39 04.80	+26 10 35.2	15.7
32	02.09.2021	17 21 07.92	16 39 04.68	+26 10 34.3	15.7
33	02.09.2021	17 22 21.36	16 39 04.63	+26 10 34.3	15.9
34	02.09.2021	17 22 55.02	16 39 04.55	+26 10 34.3	16.4
35	02.09.2021	17 24 01.08	16 39 04.49	+26 10 33.6	15.6
36	07.09.2021	17 21 04.68	16 31 26.74	+25 03 20.0	15.3
37	07.09.2021	17 27 52.56	16 31 26.36	+25 03 17.3	15.3
38	07.09.2021	17 28 41.52	16 31 26.33	+25 03 16.7	15.1
39	07.09.2021	17 30 18.36	16 31 26.18	+25 03 16.0	15.5
40	07.09.2021	17 31 06.96	16 31 26.14	+25 03 15.0	15.9

редукции не превышает 0.01" и 0.08" для прямого восхождения  $\alpha$  и склонения  $\delta$ , соответственно, что говорит о достаточно высокой точности измерений и, соответственно, определения координат.

Высокая точность астрометрической обработки позволяет вычислить первоначальную орбиту кометы. Для среднего момента наблюдений с использованием 203 измерений и ПП ЭПОС [10] вычислена орбита C/2020 PV6, приведенная в табл. 5. Здесь даны стандартные элементы орбиты в равноденствии 2000.0, а также  $n$  — среднее суточное движение,  $\sigma$  — средняя квадратичная ошибка. Для сравнения в табл. 5 приведена орбита, вычисленная на основе 1270 измеренных положений кометы по наблюдениям в различных обсерваториях согласно базе данных MPC [11]. В последнем столбце приведены величины разности между вычисленной нами орбитой и орбитой MPC, обозначенные как  $\chi$ . Как видно, с учетом разности моментов времени, на которые вычислена орбита, по наблюдениям в ГисАО получена орбита, близкая к орбите MPC. Можно заключить, что в период нашего мониторинга орбита кометы оставалась стабильной, следовательно, никаких событий — фрагментация ядра, столкновение с другим объектом и др. — не наблюдалось.

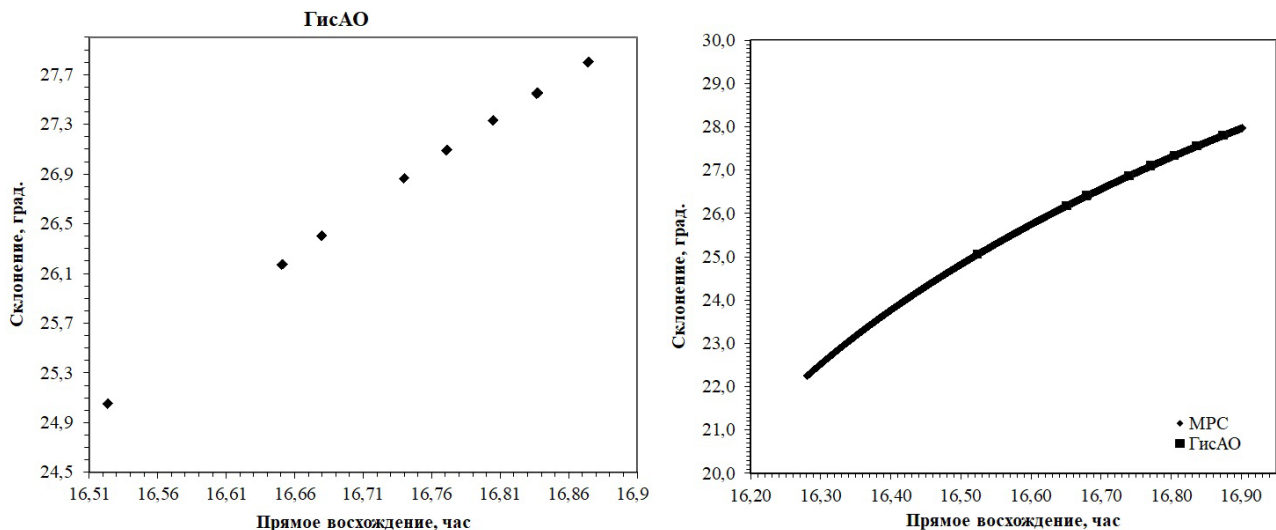


Рис. 2: Видимая траектория кометы C/2020 PV6 по наблюдениям в ГисАО (справа) и данным наблюдений у других авторов в 2021 г. (из базы данных MPC) (слева).

Таблица 4: Средние разности (O-C) и их стандартные отклонения для астероида 2009XO по наблюдениям в ГисАО.

Дата	$(O-C)_{\alpha}''$	$\sigma_{\alpha}''$	$(O-C)_{\delta}''$	$\sigma_{\delta}''$
26.08.2021	-0.352''	$\pm 0.067''$	0.286''	$\pm 0.054''$
27.08.2021	-0.297''	$\pm 0.060''$	0.678''	$\pm 0.079''$
28.08.2021	-0.543''	$\pm 0.020''$	0.142''	$\pm 0.024''$
29.08.2021	-0.508''	$\pm 0.016''$	0.347''	$\pm 0.072''$
30.08.2021	-0.337''	$\pm 0.082''$	0.124''	$\pm 0.030''$
01.09.2021	-0.447''	$\pm 0.019''$	0.407''	$\pm 0.081''$
02.09.2021	-0.350''	$\pm 0.080''$	0.320''	$\pm 0.073''$
07.09.2021	-0.150''	$\pm 0.053''$	0.221''	$\pm 0.021''$

Анализ результатов астрометрии показывает достаточно хорошую точность определения координат из наблюдений в ГисАО, отличающихся от данных мирового мониторинга в пределах ошибок измерений, об этом свидетельствуют и элементы орбиты, вычисленные по найденным координатам.

## 5. Фотометрическая обработка и определение физических свойств кометы C/2020 PV6

Для определения некоторых физических параметров кометы C/2020 PV6 выполнена фотометрическая обработка кадров, полученных в ГисАО с 26 августа по 07 сентября 2021 г., по стандартной процедуре с помощью ПП АПЕКС-II [8].

### Видимый и абсолютный блеск

Для определения видимого блеска кометы использовались звезды сравнения из каталога APASS, для которых блеск определен с точностью равной  $0.03^m$  [12]. По ним были измерены видимые звездные величины кометы C/2020 PV6 в фильтрах BVRI и построены кривые блеска, представленные на рис. 3, где по оси ординат отложены видимые звездные величины  $m$  и по оси абсцисс — даты наблюдений в юлианских днях. Средние значения видимых звездных величин кометы в разных фильтрах даны в табл. 6. Оценки видимых звездных величин получены по измерениям кометы и звезд сравнения апертурой радиусом  $4''$ , проекция которой на небесную сферу соответствует  $5710.96$  км. Кривые блеска и данные табл. 6 показывают постепенное увеличение видимого блеска, что связано с приближением кометы к точке перигелия и усилением кометной активности.

Видимый блеск  $m_a$  конвертировался в абсолютный блеск ядра кометы  $m_a(1, 1, 0)$  с использованием известного эмпирического уравнения [13], принятого для комет

$$m_a(1, 1, 0) = m_a - 5 \log(r \cdot \Delta) - \beta\alpha, \quad (1)$$

Таблица 5: Орбита кометы C/2020 PV6, полученная по наблюдениям ГисАО, и орбита MPC (J2000.0).

Элементы орбиты	ГисАО [данная работа]	MPEC 2021-W131	$\chi$
Кол-во положений, использованных для вычисления орбиты	203	1270	–
$T$	JD2459483.993	JD2459483.497	–
Эпоха	JD2459464.5	JD2459200.5	–
$e$	$0.944948 \pm 0.000304$	0.944949	$-1E-06$
$a$ , а. е.	$41.701815 \pm 0.000735$	41.701816	$-1E-06$
$q$ , а. е.	$2.295632 \pm 0.00121$	2.295637	$-5E-06$
$i$ , град.	$128.239241 \pm 0.000112$	128.239291	$-5E-05$
$\omega$ , град.	$71.380002 \pm 0.000240$	71.380041	$-3.9E-05$
$\Omega$ , град.	$359.989029 \pm 0.000170$	359.989032	$-3E-06$
$n$ , град./сут.	$0.355891 \pm 0.000249$	0.355915	$-2.4E-05$
$\sigma$	$0''370$	$0''500$	–

Таблица 6: Средние (за ночь) видимые звездные величины кометы C/2020 PV6 по наблюдениям в ГисАО в августе-сентябре 2021 г.

Дата, (UT), 2021.	B	V	R	I
авг. 26.0400	$17.14 \pm 0.02$	$16.40 \pm 0.01$	$15.92 \pm 0.05$	$15.53 \pm 0.01$
авг. 27.0420	$17.27 \pm 0.02$	$16.52 \pm 0.03$	$16.07 \pm 0.03$	$15.66 \pm 0.03$
авг. 28.0350	$17.29 \pm 0.02$	$16.53 \pm 0.01$	$16.09 \pm 0.02$	$15.67 \pm 0.02$
авг. 29.0310	$17.31 \pm 0.02$	$16.55 \pm 0.01$	$16.09 \pm 0.02$	$15.69 \pm 0.13$
авг. 30.0350	$17.31 \pm 0.02$	$16.57 \pm 0.01$	$16.12 \pm 0.02$	$15.72 \pm 0.04$
сен. 01.0210	$17.36 \pm 0.02$	$16.57 \pm 0.02$	$16.15 \pm 0.02$	$15.74 \pm 0.02$
сен. 02.0370	$17.37 \pm 0.01$	$16.60 \pm 0.01$	$16.16 \pm 0.02$	$15.75 \pm 0.01$
сен. 07.0470	$17.42 \pm 0.02$	$16.67 \pm 0.01$	$16.22 \pm 0.01$	$15.82 \pm 0.01$

здесь  $m_a(1, 1, 0)$  — блеск гипотетической точки на единичном гелиоцентрическом и геоцентрическом расстояниях с фазовым углом  $ph=0$  град.,  $m_a$  — измеренный блеск,  $r$  и  $\Delta$  — гелио- и геоцентрические расстояния кометы в а. е.,  $\alpha$  — фазовый угол ( $ph$ ) в град.,  $\beta$  — фазовый коэффициент в зв. вел./град.; индекс  $a$  означает какой-либо фильтр. Для фазового коэффициента использовано общепринятое значение  $\beta = 0.035$  зв. вел./град. [14]. Найденный таким способом абсолютный блеск кометы в фильтрах BVRI (средние значения за пять ночей) приведен в табл. 7, зависимость абсолютной яркости кометы, обозначенная на графике Н, от даты наблюдений (в юлианских днях) в ГисАО, а также ошибки измерений в виде перпендикулярных полос приведены на рис. 4. Как видно, в период мониторинга абсолютный блеск кометы практически был постоянным. В период наблюдений абсолютный блеск кометы во всех фильтрах практически не изменялся, что также свидетельствует об отсутствии каких-либо неординарных событий на комете (вспышка в результате дробления ядра, столкновений и др.). Согласно базе данных [15], абсолютный блеск ядра кометы в полосе V составляет  $13.0^m$ . Наши измерения дали оценку абсолютного блеска кометы в диапазоне  $12.20 - 12.21^m$ , при этом его несколько большая звездная величина по сравнению с эфемеридной величиной обусловлена вкладом пылевой комы. Повышение уровня нормальной кометной активности обусловлено приближением кометы к точке перигелия орбиты. Наличие пылевой комы вокруг ядра кометы видно из рис. 1.

#### Показатели цвета

Показатели цвета кометы по нашим наблюдениям (колор-индекс), а также для комет различных популяций Солнечной системы — активных комет семейства Юпитера (АКСЮ), активных долгопериодических комет (АДПК), объектов пояса Койпера (ОПК) и для Солнца (С) приведены в табл. 8. Как видно, показатели цвета кометы C/2020 PV6 по наблюдениям в ГисАО хорошо согласуются со средними показателями цвета для активных долгопериодических комет, к числу которых она принадлежит. Одновременно наши данные хорошо соотносятся и с соответствующими величинами для АКСЮ. Как показано в [16, 17, 18], показатели цвета активных комет семейства Юпитера и долгопериодических комет имеют схожие величины, откуда следует предположение об отсутствии принципиальных различий в составе их вещества. Это предположение подтверждается нашими оценками показателей цвета кометы C/2020 PV6. Как и следовало

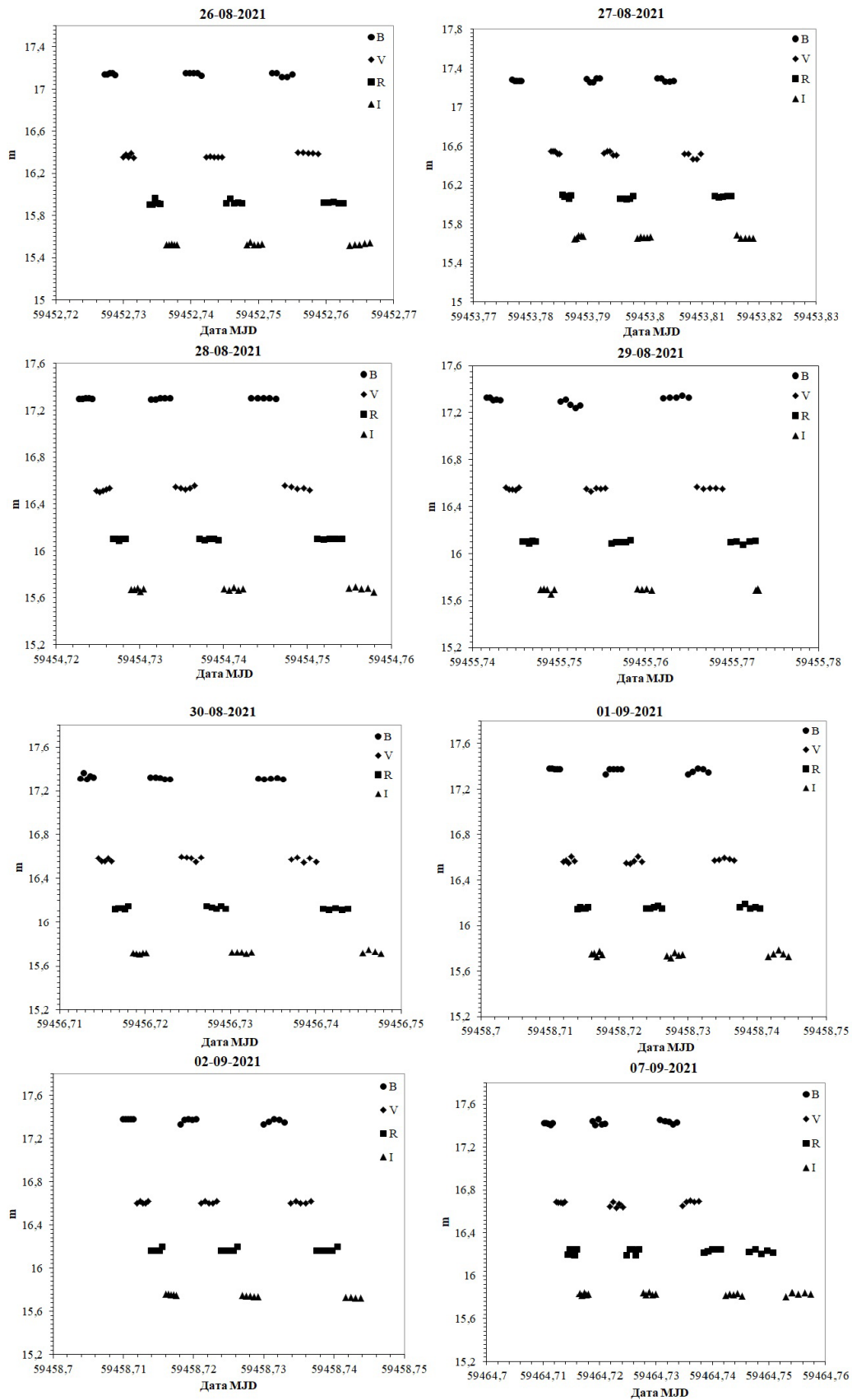


Рис. 3: Видимый блеск кометы C/2020 PV6 в фильтрах BVRI по наблюдениям в ГисАО в августе-сентябре 2021 г.



Таблица 7: Абсолютные звездные величины кометы C/2020 PV6 по наблюдениям в ГисАО.

Дата, (UT), 2021.	B	V	R	I
авг. 26.0400	12.97±0.02	12.21±0.01	11.76±0.05	11.36±0.01
авг. 27.0420	12.96±0.02	12.21±0.02	11.76±0.03	11.35±0.02
авг. 28.0350	12.97±0.02	12.20±0.01	11.77±0.05	11.35±0.02
авг. 29.0310	12.96±0.02	12.21±0.01	11.75±0.02	11.35±0.13
авг. 30.0350	12.95±0.02	12.21±0.01	11.77±0.02	11.36±0.04
сен. 01.0210	12.97±0.02	12.20±0.02	11.77±0.02	11.36±0.02
сен. 02.0370	12.99±0.01	12.20±0.01	11.78±0.01	11.35±0.01
сен. 07.0470	12.95±0.02	12.20±0.01	11.75±0.01	11.35±0.01

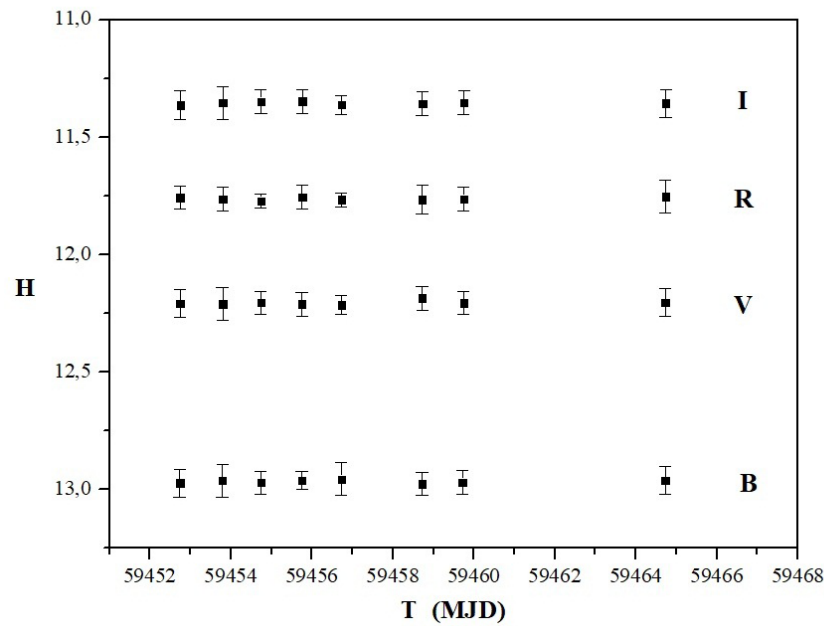


Рис. 4: Абсолютный блеск H (средние значения за ночь) кометы C/2020 PV6 в фильтрах BVRI по наблюдениям в ГисАО.

ожидать, колор-индексы C/2020 PV6 сильно отличаются от значений для ОПК, поскольку происхождение долгопериодических комет не связано с этой областью Солнечной системы.

### Пылеобразование

Уровень кометной активности можно качественно оценить с помощью параметра  $Af\rho$ , который теоретически не зависит от времени и места наблюдения, а также от апертуры измерения [19]. Параметр  $Af\rho$ , определяется из следующего выражения [20]

$$Af\rho = \frac{4r^2\Delta^2 \cdot 10^{0.4(m_\odot - m_a)}}{\rho}, \quad (2)$$

где  $A$  — альбеда,  $f$  — коэффициент заполнения апертуры поля зрения,  $\rho$  — линейный размер проекции фотометрической апертуры на небесную сферу на расстоянии кометы в см,  $m_\odot$  и  $m_a$  — видимые величины Солнца и кометы соответственно в определенном фильтре,  $r$  — гелиоцентрическое расстояние в а. е.,  $\Delta$  — геоцентрическое расстояние в см. Для наших наблюдений параметр  $Af\rho$ , рассчитывался по изображениям, полученным в полосе R, с величиной  $\rho=5710.96$  км ( $4''$ ), для абсолютного блеска Солнца в фильтре R использована величина  $m_\odot = -27^m.15$  [21]. Значения параметра  $Af\rho$  и ошибки измерений по наблюдениям с 26 августа по 7 сентября приведены в табл. 9. Как видно, значения параметра составляют свыше 190 см, что свидетельствует о повышенной пылепроизводительности [22] и, следовательно, наряду с абсолютным блеском, также указывает на повышенную активность объекта, связанную с приближением к Солнцу и точке перигелия орбиты.

### Диаметр ядра

Одним из самых важных физических параметров является размер объекта. Для оценки размера ядра кометы использовано эмпирическое соотношение между измеренным в фильтре  $V$  видимым блеском  $m_V$  и эффективным радиусом ядра кометы  $r_N$  в метрах [13]

$$Ar_N^2 = 2.238 \cdot 10^{22} r^2 \Delta^2 10^{0.4(m_\otimes - m_V(1,1,0))}, \quad (3)$$

Или когда определен абсолютный блеск в фильтре  $V$   $m_V(1,1,0)$ , радиус вычисляется по упрощенной модификации формулы (3)

$$Ar_N^2 = 2.238 \cdot 10^{22} 10^{0.4(m_\otimes - m_V(1,1,0))}, \quad (4)$$

где  $A$  — геометрическое альbedo и  $m_\otimes = -26.76$  видимая зв. вел. Солнца [21], причем обе величины в фильтре  $V$ . Установлено, что кометы являются исключительно темными объектами, поэтому для их геометрического альbedo обычно принимается значение  $A = 0.04$  [14, 23]. Поскольку величина альbedo кометы C/2020 PV6 не установлена, то для определения диаметра мы использовали значение 0.04. Результаты оценки диаметра ядра кометы приведены в табл. 9. Верхняя оценка размера ядра составляет 23.9–24.1 км, причем измерения 8 ночей наблюдений дают почти одинаковые оценки. В период наблюдений комета находилась в активном состоянии и скорее всего, нам не удалось избежать вклада комы в вычислениях диаметра. К настоящему моменту в литературе не имеется данных по оценке размера кометы, и мы не сможем сопоставить наши данные с другими наблюдениями. Можно отметить, что по сравнению, к примеру, с кометой 67P диаметром чуть более 4 км, комета C/2020 PV6 имеет очень крупный размер.

Таблица 8: Показатели цвета кометы C/2020 PV6 в сравнении с данными для комет различных популяций.

Колор-индекс	C/2020 PV6, данная работа, 2021 г.(UT)								АКСЮ		АДПК	ОПК	С
	26.04	27.04	28.04	29.03	30.04	01.02	02.04	07.05	[16]	[17]	[16]	[16]	[18]
–	0.76	0.75	0.77	0.75	0.75	0.77	0.79	0.75	0.74	0.75	0.78	0.93	0.64
B–V	0.45	0.45	0.45	0.46	0.44	0.45	0.43	0.45	0.46	0.47	0.47	0.57	0.35
V–R	0.40	0.41	0.42	0.41	0.41	0.41	0.43	0.40	0.44	0.43	0.42	–	0.33
R–I	1.21	1.20	1.20	1.20	1.18	1.20	1.21	1.20	1.10	1.22	1.23	1.52	0.99

Таблица 9: Оценка диаметра ядра кометы C/2020 PV6 по наблюдениям в ГисАО.

Дата	$r$ , а. е.	$\Delta$ , а. е.	$ph$ , град.	$m_R$ , зв. вел.	$m_V(1,1,0)$ , зв. вел.	$Af\rho$ , см	$D$ , км
авг. 26.0400	2.319	2.054	25.81	15.92±0.05	12.21±0.01	231.08±30	23.97±0.09
авг. 27.0420	2.318	2.071	25.84	16.07±0.03	12.21±0.02	202.75±18	23.94±0.09
авг. 28.0350	2.317	2.087	25.85	16.09±0.02	12.20±0.01	200.41±17	24.07±0.10
авг. 29.0310	2.315	2.104	25.85	16.09±0.02	12.21±0.01	201.70±10	24.03±0.07
авг. 30.0350	2.314	2.121	25.85	16.12±0.02	12.21±0.01	197.62±11	24.03±0.08
сен. 01.0210	2.312	2.154	25.82	16.15±0.02	12.20±0.02	194.88±15	24.08±0.10
сен. 02.0370	2.309	2.171	25.78	16.16±0.02	12.20±0.01	194.12±17	24.04±0.10
сен. 07.0470	2.304	2.256	25.50	16.22±0.01	12.20±0.01	190.15±12	24.04±0.10

## 6. Заключение

Выполнены многоцветные оптические наблюдения долгопериодической кометы C/2020 PV6 (PANSTARRS) в ГисАО в период ее подхода к ближайшей точки до Солнца, в августе-сентябре 2021 г. В результате астрометрической и фотометрической обработки изображений определены:

– экваториальные координаты, геоцентрическая траектория и орбита кометы, которые согласуются с данными MPC;

– видимый и абсолютный блеск кометы в фильтрах BVRI и построены кривые блеска кометы в период наблюдений, выявлено постепенное увеличение видимого блеска, однако абсолютный блеск не изменялся, абсолютный блеск в фильтре  $V$  составил  $12.20^m - 12.21^m$ , при этом его несколько большая звездная величина по сравнению с эфемеридной величиной  $13.0^m$  обусловлена вкладом комы, появление которой связано с приближением кометы к точке перигелия орбиты и, соответственно, повышением активности;

- показатели цвета, соответствующие диапазону значений для активных долгопериодических комет и активных комет семейства Юпитера, что указывает на отсутствие значительных отличий в вещественном составе кометы от состава короткопериодических комет;
- величины параметра пылепроизводительности также указывают на повышенную активность кометы связанную с приближением кометы к Солнцу и перигелию;
- средняя оценка диаметра ядра по нашим наблюдениям составила  $24.03 \pm 0.09$  км при альбедо 0.04, комета относится к крупным объектам;
- стабильность орбиты и абсолютного блеска в период мониторинга свидетельствуют об отсутствии событий, могущих привести к значительным изменениям указанных данных (фрагментация, столкновение, вспышки блеска и др.).

Адрес для корреспонденции: Кохирова Гулчехра Исроиловна и Буриев Анварджон Махмадалиевич. 736063, Республика Таджикистан, г. Душанбе, пр. Айни, 299/5, Институт астрофизики НАНТ.  
E-mail:kokhirova2004mail.ru, anvar10@mail.ru.

## Список литературы

1. S. A. Stern and P. R. Weissman, *Nature*, **409**, 589, 2001.
2. H. F. Levison, M. J. Duncan, and D. E. Kauffmann, *Science*, **329**, 187, 2010.
3. The International Astronomical Union Minor Planet Center, URL <https://www.projectpluto.com/mpecs/2020.htm>.
4. The International Astronomical Union Minor Planet Center, URL <https://www.projectpluto.com/mpecs/2021.htm>.
5. Jet propulsion laboratory, URL <https://cneos.jpl.nasa.gov>.
6. <https://skyandtelescope.org/online-gallery/comet-c-2020-pv6-panstarrs>.
7. G. I. Kokhirova, A. V. Devyatkin, U. K. Khamroev, A. M. Buriev, et al., *Reports of the Academy of Sciences of the Republic of Tajikistan*, **60**, 490, 2017.
8. A. V. Devyatkin, D. L. Gorshanov, V. V. Kouprianov, and I. A. Verestchagina, *Solar System Research*, **44**, 68, 2010.
9. The International astronomical union minor planet center, official website, URL <https://minorplanetcenter.net/object2020PV6>.
10. V. N. L'vov and S. D. Tsekmeister, *Solar System Research*, **46**, 177, 2012.
11. The International Astronomical Union Minor Planet Center, URL <https://www.projectpluto.com/mpecs/2021.html>.
12. A. A. Henden, M. Templeton, D. Terrell, T. C. Smith, S. Levine, and D. Welch, *American Astronomical Society, AAS Meeting #225, id.336.16*, **2336**, 815, 2016.
13. C. Snodgrass, S. C. Lowry, and A. Fitzsimmons, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **373**, 1590, 2006.
14. P. L. Lamy, I. Toth, Y. R. Fernandez, and H. A. Weaver, *Comets II*, **745**, 223, 2004.
15. Center of near earth object studies, CNEOS, official website, URL <https://cneos.jpl.nasa.gov>.
16. D. Jewitt, *Astron. J.*, **150**, 18, 2015.
17. M. Solonoi and et al., *Icarus*, **218**, 571, 2012.
18. J. Holmberg, C. Flynn, and L. Portinari, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **367**, 449, 2006.
19. M. F. A'Hearn, D. G. Schleicher, P. D. Millis, R. L. and Feldman, and D. T. Thompson, *Astron. J.*, **89**, 579, 2006.
20. G. I. Kokhirova, O. V. Ivanova, F. D. Rakhmatullaeva, A. V. Baransky, and A. M. Buriev, *Advancec in Space Research*, **67**, 639, 2021.
21. N. A. Willmer, *Astrophys. J. Supp. Series*, **236**, 14, 2018.
22. <http://www.astrosurf.com/cometas-obs>.
23. H. N. Russel, *Astrophys. J.*, **43**, 173, 1916.

# Гидростатическая модель водородно-гелиевой атмосферы горячего юпитера

Жилкин А.Г.<sup>1</sup>, Гладышева Ю.Г.<sup>1</sup>, Бисикало Д.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия

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

В работе предложена методика построения стационарного решения, описывающего гидростатическое равновесие водородно-гелиевой атмосферы горячего юпитера с учетом химического и теплового балансов. Разработанная процедура предназначена для дальнейшего использования в трехмерной численной модели протяженных оболочек горячих юпитеров в целях более корректного описания начальных условий в атмосфере. Представлены результаты расчетов ряда гидростатических моделей атмосферы с различными значениями плотности на фотометрическом радиусе.

Поступила в редакцию 04.02.2023 г. Принята в печать 21.03.2023 г.

*Ключевые слова:* горячие юпитеры, численное моделирование, гидростатика, химические реакции, тепловой баланс

## Hydrostatic model for hydrogen-helium atmosphere of hot Jupiter

Zhilkin A.G.<sup>1</sup>, Gladysheva Y.G.<sup>1</sup>, Bisikalo D.V.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

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

The paper proposes a method for constructing a stationary solution describing the hydrostatic equilibrium of the hydrogen-helium atmosphere of hot Jupiter, taking into account the chemical and thermal balances. The developed procedure is intended for further use in a three-dimensional numerical model of the extended envelopes of hot Jupiters in order to more correctly describe the initial conditions in the atmosphere. The results of calculations for a number of hydrostatic models of the atmosphere with different density values at a photometric radius are presented.

Received 04.02.2023. Accepted 21.03.2023.

*Keywords:* hot Jupiters, numerical simulation, hydrostatics, chemical reactions, thermal balance

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.1.005

## 1. Введение

Горячие юпитеры [1], располагающиеся в непосредственной близости от своих родительских звезд, представляют собой интересные астрофизические объекты для исследований [2]. Их верхние атмосферы имеют водородно-гелиевый состав. Нагрев излучением звезды приводит к формированию расширяющихся протяженных оболочек, которые проявляются в наблюдениях через избыточное поглощение излучения в ближнем ультрафиолетовом диапазоне во время прохождения планеты по диску родительской звезды [3].

В течение ряда лет нами развивалась трехмерная численная МГД модель протяженной оболочки горячего юпитера [4, 5, 6, 7, 2], учитывающая, в частности, магнитное поле планеты и звездного ветра. В работе [8] была представлена численная модель, основанная на приближении многокомпонентной магнитной гидродинамики. В рамках этой модели появилась возможность учесть изменения химического состава оболочек горячих юпитеров. С другой стороны, во всех этих моделях в начальный момент времени вокруг планеты задавалась сферически-симметричная изотермическая атмосфера, распределение плотности в которой определялось из условия гидростатического равновесия. Химический состав при этом предполагался однородным. Включение химических реакций, процессов ионизации и диссоциации, а также нагрева и охлаждения приводит к тому, что химический состав становится неоднородным, а сама атмосфера — неизотермической. Релаксация к новому стационарному состоянию, как правило, занимает много расчетного времени и сопровождается весьма бурными процессами. Поэтому возникает проблема более тщательной подготовки начальных условий для трехмерной численной модели.

Задачу удобно свести к одномерной модели для расчета радиальных профилей гидродинамических величин в верхней атмосфере горячего юпитера. К настоящему времени разработано несколько одномерных аэрономических моделей оболочек горячих экзопланет-гигантов [9, 10, 11, 12, 13]. Эти модели являются гидродинамическими (нестационарными) и учитывают множество физических процессов. Для горячих юпитеров во всех решениях формируется планетный ветер с характерным темпом потери массы  $10^9$ – $10^{10}$  г/с [2].

В данной работе описана методика построения гидростатического решения задачи. Подчеркнем, что речь не идет о разработке полноценной аэрономической модели. Поскольку мы решали лишь техническую проблему более корректного задания начальных условий для верхней атмосферы горячего юпитера в трехмерной численной модели с учетом всех необходимых факторов.

## 2. Основные уравнения

Равновесное состояние атмосферы горячего юпитера можно описать с помощью следующей системы уравнений:

$$\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} = -\frac{GM_{\text{pl}}}{r^2}, \quad (1)$$

$$P = \frac{k_B \rho T}{\mu m_p}, \quad (2)$$

$$K_s = L_s n_s, \quad (3)$$

$$\Gamma = \Lambda. \quad (4)$$

Здесь (1) является уравнением гидростатики, (2) — уравнение состояния, уравнение (3) определяет химическое (ионизационное) равновесие, а (4) — тепловой баланс. Используются обозначения для величин:  $r$  — радиальная координата, отсчитываемая от центра планеты,  $\rho$  — плотность,  $P$  — давление,  $T$  — температура,  $\mu$  — средний молекулярный вес,  $M_{\text{pl}}$  — масса планеты,  $G$  — гравитационная постоянная,  $k_B$  — константа Больцмана,  $m_p$  — масса протона. Для каждого компонента с номером  $s$  определены концентрация  $n_s$ , темп производства  $K_s$  ( $\text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ) и скорость расхода  $L_s$  ( $\text{с}^{-1}$ ). В уравнении теплового баланса величины  $\Gamma$  и  $\Lambda$  представляют собой объемные коэффициенты нагрева и охлаждения соответственно ( $\text{эрг} \cdot \text{см}^{-3} \cdot \text{с}^{-1}$ ).

Учитывались следующие компоненты атмосферы:  $\text{H}$ ,  $\text{H}^-$ ,  $\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}_2^+$ ,  $\text{H}_3^+$ ,  $\text{He}$ ,  $\text{He}^+$ ,  $\text{HeH}^+$ , а также электроны  $e^-$ . Для электронов отдельное уравнение вида (3) не требуется, поскольку их концентрация может быть найдена из условия квазинейтральности плазмы,

$$n_e = \sum_s Z_s n_s, \quad (5)$$

где  $Z_s$  — зарядовое число компонента сорта  $s$  (для нейтралов оно полагается равным нулю). Полная концентрация частиц  $n$  равна сумме всех концентраций  $n_s$  и концентрации электронов  $n_e$ . Средний молекулярный вес определяется выражением

$$\mu = \frac{1}{m_p n} \sum_s m_s n_s, \quad (6)$$

где  $m_s$  — масса соответствующих частиц.

Темпы производства  $K_s$  и скорости расхода  $L_s$  компонентов находятся с помощью методики, описанной в нашей недавней работе [14]. Сетка химических реакций и соответствующие константы скорости представлены в табл. 1–3. Всего учитывалось 33 реакции. В табл. 1 собраны двухчастичные реакции, а также одна трехчастичная реакция с участием только основных фракций  $\text{H}$ ,  $\text{H}^+$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{He}$ ,  $\text{He}^+$ . В табл. 2 представлены двухчастичные реакции с участием малых фракций  $\text{H}^-$ ,  $\text{H}_2^+$ ,  $\text{H}_3^+$ ,  $\text{HeH}^+$  (их концентрации, как правило, значительно меньше по сравнению с основными фракциями). Реакция R5 образования молекул  $\text{H}_2$  из двух атомов водорода идет с участием третьей частицы, которая может относиться к любой из фракций. Реакции перезарядки R6 и R13 могут идти как в прямом, так и в обратном направлении.

Таблица 1: Сетка реакций водородно-гелиевой химии: основные двухчастичные и трехчастичные реакции. Константа скорости для реакции R5 имеет размерность  $\text{см}^6/\text{с}$ , а для всех остальных реакций  $\text{см}^3/\text{с}$ .

№	Реакция	Темп	Ссылка
R1a	$\text{H}_2 + \text{H} \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{H}$	$1.40 \cdot 10^{-4} T^{-1} e^{-55000/T}$	[15]
R1b	$\text{H}_2 + \text{H}_2 \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{H}_2$	$10^{-8} e^{-84100/T}$	[15]
R2	$\text{H}_2 + e^- \rightarrow \text{H} + \text{H} + e^-$	$4.37 \cdot 10^{-10} T^{0.35} e^{-102000/T}$	[15]
R3	$\text{H} + e^- \rightarrow \text{H}^+ + e^- + e^-$	$6.44 \cdot 10^{-11} T^{0.5} e^{-158000/T}$	[15]
R4	$\text{He} + e^- \rightarrow \text{He}^+ + e^- + e^-$	$1.98 \cdot 10^{-11} T^{0.5} e^{-284300/T}$	[16]
R5	$\text{H} + \text{H} + \text{M} \rightarrow \text{H}_2 + \text{M}$	$1.50 \cdot 10^{-29} T^{-1.3}$	[10]
R6a,b	$\text{H}^+ + \text{He} \rightleftharpoons \text{H} + \text{He}^+$	$2.88 \cdot 10^{-16} T^{0.25}$	[15]
R7	$\text{H}^+ + e^- \rightarrow \text{H} + h\nu$	$2.52 \cdot 10^{-10} T^{-0.75}$	[15]
R8	$\text{He}^+ + e^- \rightarrow \text{He} + h\nu$	$9.08 \cdot 10^{-11} T^{-0.64}$	[10]

Реакции фотоионизации и фотодиссоциации представлены в табл. 3. Константы скорости для этих реакций необходимо рассчитывать с учетом спектра излучения звезды, расположения планеты и соответствующих сечений взаимодействия. Нами были проделаны эти вычисления для  $\text{H}_2$ ,  $\text{H}$  и  $\text{He}$  в условиях излучения

Таблица 2: Сетка реакций водородно-гелиевой химии: двухчастичные реакции с участием малых фракций. Константа скорости имеет размерность  $\text{см}^3/\text{с}$ .

№	Реакция	Темп	Ссылка
R9	$\text{H}^- + \text{H} \rightarrow \text{H}_2 + \text{e}^-$	$4.00 \cdot 10^{-8} T^{-0.39} e^{-39.4/T}$	[15]
R10	$\text{H}^- + \text{H}^+ \rightarrow \text{H} + \text{H}$	$1.30 \cdot 10^{-6} T^{-0.5}$	[15]
R11	$\text{H}^- + \text{He}^+ \rightarrow \text{H} + \text{He}$	$1.30 \cdot 10^{-6} T^{-0.5}$	[15]
R12	$\text{H} + \text{e}^- \rightarrow \text{H}^- + h\nu$	$8.76 \cdot 10^{-18} T^{0.64} e^{-9.2/T}$	[15]
R13a,b	$\text{H} + \text{H}_2^+ \rightleftharpoons \text{H}_2 + \text{H}^+$	$6.40 \cdot 10^{-10}$	[15]
R14	$\text{H}_2^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{H} + \text{H}$	$1.86 \cdot 10^{-7} T^{-0.43}$	[10]
R15	$\text{H}_3^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}$	$1.38 \cdot 10^{-7} T^{-0.3}$	[10]
R16	$\text{H}_3^+ + \text{e}^- \rightarrow \text{H} + \text{H} + \text{H}$	$4.15 \cdot 10^{-7} T^{-0.3}$	[10]
R17	$\text{H}_2^+ + \text{H}_2 \rightarrow \text{H}_3^+ + \text{H}$	$2.08 \cdot 10^{-9}$	[15]
R18	$\text{H}^- + \text{H}_3^+ \rightarrow \text{H} + \text{H}_2 + \text{H}$	$1.30 \cdot 10^{-6} T^{-0.5}$	[15]
R19	$\text{H}^+ + \text{H} \rightarrow \text{H}_2^+ + h\nu$	$2.34 \cdot 10^{-22} T^{1.49} e^{-228/T}$	[15]
R20	$\text{H}_2^+ + \text{He} \rightarrow \text{HeH}^+ + \text{H}$	$1.30 \cdot 10^{-10}$	[15]
R21	$\text{H}_2 + \text{HeH}^+ \rightarrow \text{He} + \text{H}_3^+$	$1.50 \cdot 10^{-9}$	[15]
R22	$\text{H} + \text{HeH}^+ \rightarrow \text{He} + \text{H}_2^+$	$9.10 \cdot 10^{-10}$	[15]

спокойного Солнца (реакции R23–R26). Величина  $\tau$  представляет собой оптическую толщину, которая определяется выражением

$$\tau = \sigma_{\text{XUV}} \int_r^{\infty} n_n dr, \quad (7)$$

где коэффициент  $\sigma_{\text{XUV}} = 6.3 \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ , а интеграл равен лучевой концентрации нейтральных атомов от звезды до данной точки ( $n_n$  — концентрация нейтралов). Для процесса фотоионизации атомарного водорода (реакция R25) полученное нами значение константы совпало с результатом из работы [17]. Найденные значения констант скорости используются и для оставшихся реакций. Для реакции R27 использовалась константа фотоионизации атомарного водорода (реакция R25). Для реакций R29–R30 использовалась константа фотодиссоциации молекулярного водорода (реакция R23). Такой выбор констант можно обосновать тем, что в базе данных UMIST [15] для этих реакций значения констант задаются по такому же принципу.

Нагрев верхней атмосферы горячего юпитера осуществляется главным образом за счет поглощения жесткого УФ излучения родительской звезды. Соответствующая функция нагрева обусловлена процессами фотоионизации и фотодиссоциации. Для данного фотопроцесса можно прийти к следующему выражению для этой функции:

$$\Gamma_{\text{ph}} = n (Q_{\text{ph}} - h\nu_0 k_{\text{ph}}), \quad (8)$$

где  $n$  — концентрация реагента, участвующего в фотопроцессе,  $h$  — постоянная Планка,  $\nu_0$  — частота ионизации. Темп ионизации  $k_{\text{ph}}$  и энергия излучения  $Q_{\text{ph}}$ , поглощаемая средой в единицу времени, рассчитанная на 1 атом (эрг/с) зависят от оптической толщины  $\tau$ . Для  $k_{\text{ph}}$  эти зависимости представлены в табл. 3. Для

Таблица 3: Сетка реакций водородно-гелиевой химии: реакции фотоионизации и фотодиссоциации. Константа скорости имеет размерность  $\text{с}^{-1}$ .

№	Реакция	Темп	Ссылка
R23	$\text{H}_2 + h\nu \rightarrow \text{H} + \text{H}^+ + \text{e}^-$	$5.32 \cdot 10^{-5}/(1 + 0.3\tau^{1.6})$	[17]
R24	$\text{H}_2 + h\nu \rightarrow \text{H} + \text{H}$	$5.32 \cdot 10^{-5}/(1 + 0.3\tau^{1.6})$	
R25	$\text{H} + h\nu \rightarrow \text{H}^+ + \text{e}^-$	$3.79 \cdot 10^{-5}/(1 + \tau^{1.5})$	
R26	$\text{He} + h\nu \rightarrow \text{He}^+ + \text{e}^-$	$2.21 \cdot 10^{-5}/(1 + 0.005\tau^{1.8})$	
R27	$\text{H}^- + h\nu \rightarrow \text{H} + \text{e}^-$	$3.79 \cdot 10^{-5}/(1 + \tau^{1.5})$	
R28	$\text{H}_2^+ + h\nu \rightarrow \text{H}^+ + \text{H}$	$5.32 \cdot 10^{-5}/(1 + 0.3\tau^{1.6})$	
R29	$\text{H}_3^+ + h\nu \rightarrow \text{H}_2^+ + \text{H}$	$5.32 \cdot 10^{-5}/(1 + 0.3\tau^{1.6})$	
R30	$\text{H}_3^+ + h\nu \rightarrow \text{H}_2 + \text{H}^+$	$5.32 \cdot 10^{-5}/(1 + 0.3\tau^{1.6})$	

энергии поглощения использовались следующие выражения:

$$Q_{\text{ph}}(\text{H}, \tau) = \frac{1.01 \cdot 10^{-15}}{(1 + 0.4\tau)^{1.4}}, \quad Q_{\text{ph}}(\text{He}, \tau) = \frac{1.4 \cdot 10^{-15}}{(1 + 0.02\tau)^{2.0}}, \quad Q_{\text{ph}}(\text{H}_2, \tau) = \frac{1.72 \cdot 10^{-15}}{(1 + 0.2\tau)^{1.6}}. \quad (9)$$

Для получения полной функции нагрева необходимо просуммировать частные функции (8) по всем процессам фотоионизации и фотодиссоциации. В нашей численной модели при расчете функции нагрева учитываются только процессы фотоионизации атомов водорода и гелия (реакции R25 и R26), а также процессы фотодиссоциации (реакции R23 и R24). Кроме того, важный вклад в функцию нагрева могут вносить надтепловые фотоэлектроны, которые в первом приближении можно учесть с помощью соответствующего фактора  $\eta_{\text{ph}}$ . Для реакций фотоионизации эта величина (эффективность нагрева фотоэлектронами), как правило, составляет значение порядка 20%–30% [2]. Для реакций фотодиссоциации этот коэффициент следует положить равным 1.

Охлаждение верхних атмосфер и оболочек горячих юпитеров осуществляется за счет нескольких механизмов, каждому из которых соответствует своя функция охлаждения. Полная функция охлаждения  $\Lambda$  определяется суммой всех частных функций.

В водородно-гелиевой оболочке при расчете функции охлаждения, обусловленной процессами столкновения электронов и ионов, можно учитывать только ионы водорода  $\text{H}^+$ . Охлаждение осуществляется за счет излучения в непрерывном спектре. Охлаждение за счет свободно-свободных переходов (тормозное излучение электрона в поле протона) определяется выражением [18]

$$\Lambda_{\text{ff}} = 1.4 \cdot 10^{-27} T^{0.5} n_e n(\text{H}^+). \quad (10)$$

Функция охлаждения за счет процессов рекомбинационного излучения (например, реакция фоторекомбинации водорода R7) может быть описана выражением [19]

$$\Lambda_{\text{rec}} = 2.8 \cdot 10^{-26} T^{0.25} n_e n(\text{H}^+). \quad (11)$$

Основными механизмами охлаждения с участием нейтральных частиц являются процессы излучения в линиях, а также процессы ионизации электронным ударом. В первом случае мы можем учитывать только атомы водорода. Соответствующая функция охлаждения

$$\Lambda_{\text{lin}} = n_e n(\text{H}) L_e(\text{H}, T). \quad (12)$$

Функция  $L_e(\text{H}, T)$  в табличном виде приведена в работе [20]. Если учитывать только излучение в линии  $\text{Ly}\alpha$ , то можно получить более простое выражение [21]

$$L_e(\text{H}, T) = 7.3 \cdot 10^{-19} e^{-118400/T}. \quad (13)$$

Охлаждение за счет ионизации электронным ударом можно описать следующей функцией:

$$\Lambda_{\text{ion}} = n_e n(\text{H}) \langle \sigma v \rangle E_{\text{ion}}, \quad (14)$$

где  $E_{\text{ion}} = 13.6$  эВ — энергия ионизации атома водорода,  $v$  — скорость электрона,  $\sigma$  — сечение столкновения. Усреднение осуществляется по функции распределения электронов по скоростям. Для усредненной величины  $\langle \sigma v \rangle$  использовалась аппроксимация [19], справедливая в широком диапазоне температур.

Излучение молекул  $\text{H}_3^+$  осуществляется в ИК диапазоне и поэтому такие фотоны не поглощаются в оболочке. Если через  $L_{\text{rad}}(\text{H}_3^+, T)$  обозначить полную энергию, излучаемую одной молекулой  $\text{H}_3^+$  в единицу времени (измеряется в эрг/с), то соответствующая функция охлаждения

$$\Lambda_{\text{rad}} = n(\text{H}_3^+) L_{\text{rad}}(\text{H}_3^+, T). \quad (15)$$

Удобные для расчетов аппроксимации функции  $L_{\text{rad}}(\text{H}_3^+, T)$  для довольно широкого интервала температур можно найти в работе [22].

### 3. Численный метод

Если считать, что профили температуры  $T(r)$  и среднего молекулярного веса  $\mu(r)$  известны, то из уравнений (1) и (2) можно получить профиль плотности

$$\rho(r) = \rho_{\text{atm}} \frac{\mu(r)}{\mu_{\text{atm}}} \frac{T_{\text{atm}}}{T(r)} \exp \left[ -\frac{GM_{\text{pl}} m_{\text{p}}}{k_{\text{B}}} \int_{R_{\text{pl}}}^r \frac{\mu(x) dx}{T(x) x^2} \right], \quad (16)$$

где  $R_{\text{pl}}$  — фотометрический радиус горячего юпитера, а  $\rho_{\text{atm}}$ ,  $T_{\text{atm}}$  и  $\mu_{\text{atm}}$  — значения величин на фотометрическом радиусе. Оставшиеся два уравнения (3) и (4) перепишем для нестационарного случая,

$$\frac{\partial n_s}{\partial t} = K_s - L_s n_s, \quad (17)$$

$$\rho \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = \Gamma - \Lambda, \quad (18)$$

где удельная внутренняя энергия

$$\varepsilon = \frac{k_B T}{(\gamma - 1) \mu m_p}, \quad (19)$$

а  $\gamma = 5/3$  — показатель адиабаты (учитываются только поступательные степени свободы частиц). В пределе при  $t \rightarrow \infty$  решения этих уравнений переходят в решения соответствующих стационарных уравнений (3) и (4).

Численный алгоритм сводится к следующему. В интервале  $R_{\text{pl}} \leq r \leq r_{\text{max}}$  строится расчетная сетка, узлы которой  $r_i$ ,  $i = 0, \dots, N$  в общем случае распределены неравномерно. В начальный момент времени  $t = 0$  задаем изотермическую атмосферу с однородным химическим составом. В качестве основного параметра решения используется значение плотности на фотометрическом радиусе  $\rho_{\text{atm}}$ . Зная распределения всех величин в момент времени  $t^n$  и выбирая некоторый шаг  $\Delta t$ , величины на следующем временном слое  $t^{n+1} = t^n + \Delta t$  находим в несколько последовательных этапов. Средний молекулярный вес  $\mu$  при этом всегда можно вычислить по известным значениям концентраций компонентов  $n_s$  с помощью формулы (6).

1. В каждой расчетной ячейке  $i + 1/2$  ( $r_i \leq r \leq r_{i+1}$ ) решаем уравнения химической кинетики (17) и находим значения концентраций компонентов  $n_{s,i+1/2}^{n+1}$ . Для решения этих уравнений нами использовался алгоритм, описанный в работе [14].
2. В каждой ячейке  $i + 1/2$  решаем уравнение теплового баланса (18) и с учетом уравнения состояния (19) находим новые значения температуры  $T_{i+1/2}^{n+1}$ . Для численного решения уравнения (18) нами использовалась неявная схема, основанная на методе Ньютона.
3. По найденным на предыдущих этапах профилям  $\mu$  и  $T$  численно считаем интеграл (16) и находим новый профиль плотности  $\rho_{i+1/2}^{n+1}$ . Поскольку плотность изменилась, то концентрации компонентов  $n_s$  следует пересчитать при условии сохранения массового содержания:

$$n_s^{n+1} \rightarrow \frac{\rho^{n+1}}{\rho^n} n_s^{n+1}. \quad (20)$$

Здесь слева стоит концентрация, полученная на первом этапе алгоритма, а выражение справа определяет новое значение концентрации.

Выполнение этих трех этапов продолжается до тех пор, пока не будет достигнуто условие сходимости решения. Шаг по времени  $\Delta t$  во всех расчетах задавался постоянным. Из-за достаточно большой теплоемкости атмосферы характерное время выхода к стационарному решению оказывается порядка нескольких месяцев, что составляет десятки орбитальных периодов планеты. На характерное время установления естественно также влияют скорости химических, ионизационных и диссоциативных процессов.

#### 4. Результаты расчетов

На рис. 1–4 представлены результаты расчетов гидростатической структуры атмосферы планеты HD 209458b, которая является типичным горячим юпитером. Данная планета имеет массу  $M_{\text{pl}} = 0.71 M_J$  и фотометрический радиус  $R_{\text{pl}} = 1.38 R_J$ , где  $M_J$  и  $R_J$  — масса и радиус Юпитера соответственно. Родительская звезда относится к спектральному классу G0 и поэтому использование для нее параметров спектра Солнца является вполне оправданным. Большая полуось орбиты горячего юпитера равна  $10.2 R_{\odot}$ , что соответствует периоду обращения вокруг звезды 84.6 часов.

В качестве параметра модели задавалось значение плотности на фотометрическом радиусе  $\rho_{\text{atm}} = n_{\text{atm}} m_p$ , где  $n_{\text{atm}}$  — соответствующая концентрация. Расчеты проводились для трех вариантов:  $n_{\text{atm}} = 10^{11} \text{ см}^{-3}$  (модель 1),  $n_{\text{atm}} = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  (модель 2) и  $n_{\text{atm}} = 10^{13} \text{ см}^{-3}$  (модель 3). Химический состав атмосферы можно характеризовать параметром  $\chi$ , равным отношению числа ядер гелия к числу ядер водорода. Во всех моделях он принимался равным  $\chi = 0.05$ , что соответствует массовому содержанию водорода 0.83 и гелия 0.17. В начальный момент времени массовые содержания всех фракций за исключением атомарного водорода H и гелия He задавались в виде очень малых величин. На всех рисунках по оси абсцисс отложена высота (расстояние от фотометрического радиуса), выраженная в радиусах планеты  $R_{\text{pl}}$ .

Анализ результатов расчетов позволяет прийти к следующим выводам. Самые глубокие слои атмосферы (толщина менее  $0.05 R_{\text{pl}}$ ) характеризуются высокой плотностью (левая панель рис. 1) и низкой температурой (правая панель рис. 1). В модели 3 температура этих слоев оказывается порядка 1000 К. Далее температура



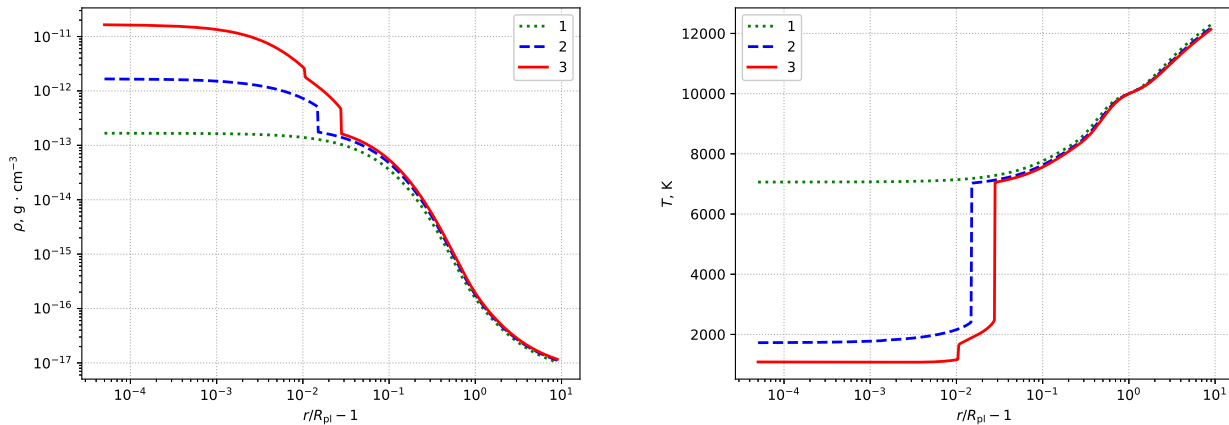
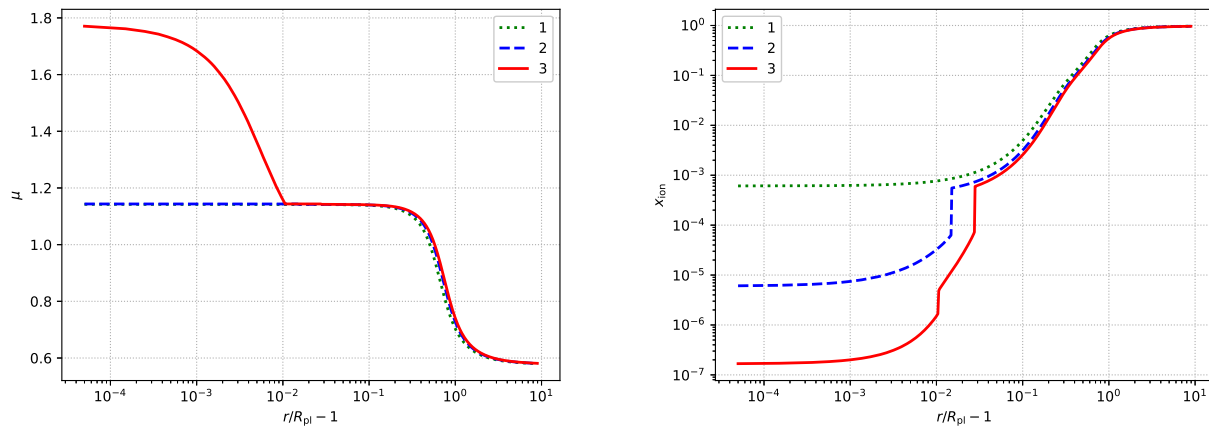


Рис. 1: Профили плотности (слева) и температуры (справа) для различных вариантов расчета.

Рис. 2: Профили среднего молекулярного веса  $\mu$  (слева) и степени ионизации  $x_{\text{ion}}$  (справа) для различных вариантов расчета.

начинает резко возрастать из-за эффективного нагрева жестким излучением звезды. На высоте более  $R_{\text{pl}}$  она остается уже фактически постоянной и равной порядка  $10^4$  К. Между этими двумя зонами формируется переходный слой атмосферы, в котором температура монотонно возрастает.

Во внутренних частях атмосферы степень ионизации  $x_{\text{ion}}$  близка к нулю (правая панель рис. 2), а в самых внешних частях вещество является почти полностью ионизованным. Средний молекулярный вес  $\mu$  (левая панель рис. 2) во внешней атмосфере соответствует полностью ионизованной водородно-гелиевой плазме с заданным химическим составом (параметр  $\chi$ ). Во внутренней части величина  $\mu$  соответствует смеси, состоящей в основном из атомов водорода и гелия. В модели 3 в самых глубоких слоях атмосферы получается много молекулярного водорода  $\text{H}_2$ . Поэтому значение среднего молекулярного веса такой смеси увеличивается.

На рис. 3 показаны высотные профили концентраций компонентов  $n_s$  для модели 1 (левая панель) и 3 (правая панель). Молекулярный водород в модели 1 существенной роли не играет. Его формирование (реакция R5 из табл. 1) происходит медленно из-за относительно высокой температуры (порядка 2000 К). Внутренние части атмосферы состоят из смеси, состоящей из нейтральных атомов водорода и гелия. Внешняя часть атмосферы состоит из водородно-гелиевой плазмы. В модели 3 температура во внутренних частях оказывается достаточно низкой (около 1000 К) и поэтому здесь формируется много молекул водорода  $\text{H}_2$ . В переходной зоне атмосферы снова получаем нейтральную смесь атомов водорода и гелия. А самой внешней области атмосфера, как и в модели 1, состоит из водородно-гелиевой плазмы.

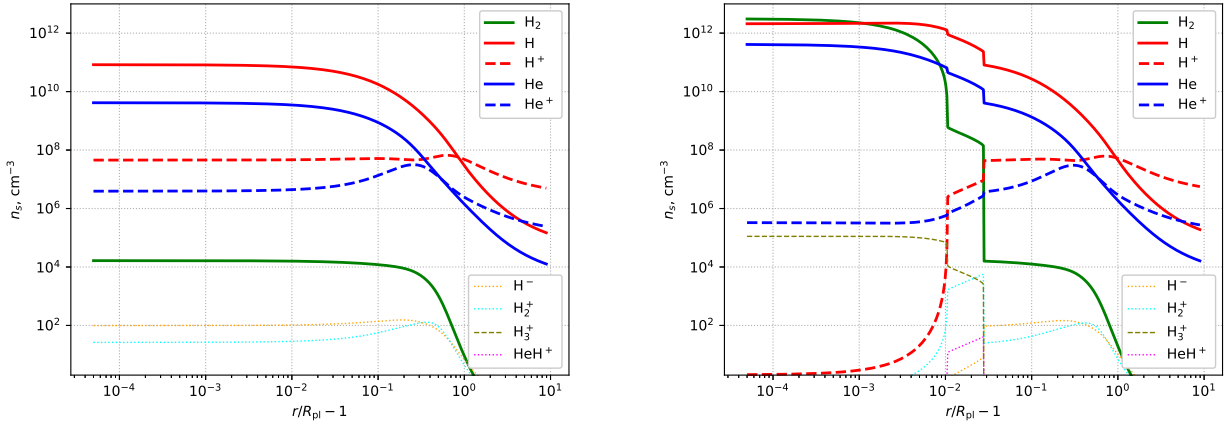


Рис. 3: Профили концентраций компонентов  $n_s$  для модели 1 (слева) и 3 (справа).

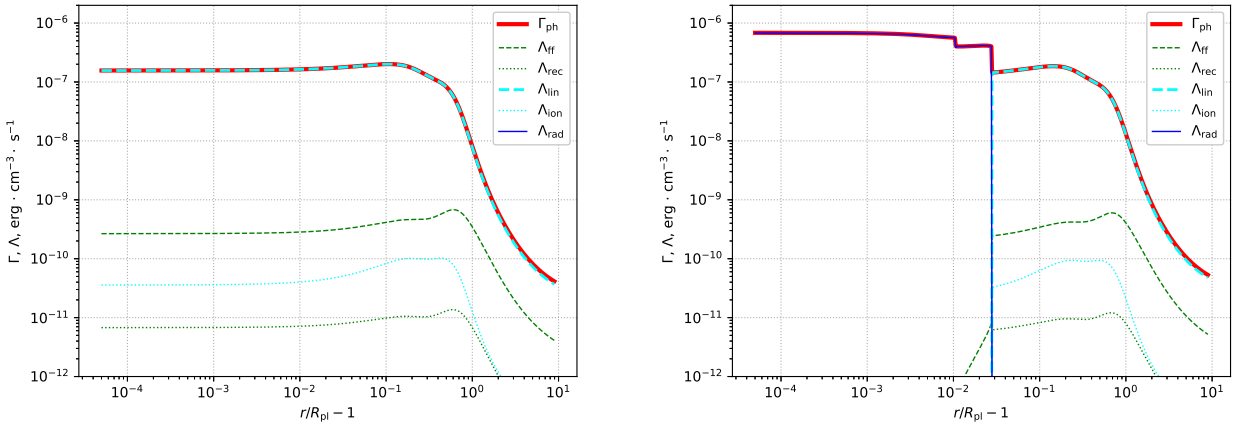


Рис. 4: Профили функций нагрева  $\Gamma$  и охлаждения  $\Lambda$  для модели 1 (слева) и 3 (справа).

Профили функций нагрева  $\Gamma$  и охлаждения  $\Lambda$  для моделей 1 (левая панель) и 3 (правая панель) представлены на рис. 4. Функция нагрева показана сплошной жирной линией. В модели 1 (низкая плотность) тепловой баланс определяется процессами излучения в линиях (главным образом в линии  $\text{Lu}\alpha$ ),  $\Lambda \approx \Lambda_{\text{lin}}$ . В модели 3 (высокая плотность) эти процессы доминируют только во внешней части атмосферы. Во внутренних частях тепловой баланс определяется охлаждением за счет излучения молекул  $\text{H}_3^+$ ,  $\Lambda \approx \Lambda_{\text{rad}}$ . Остальные механизмы охлаждения дают малый вклад и их в трехмерных расчетах можно не учитывать. Таким образом, можно сказать, что в каждой зоне атмосферы доминирует свой механизм охлаждения.

## 5. Заключение

В данной работе представлена методика построения стационарного решения, описывающего гидростатическое равновесие водородно-гелиевой атмосферы горячего юпитера с учетом химического и теплового балансов. Такой подход не претендует на создание полноценной аэрономической модели, поскольку не включает в себя планетный ветер. Целью проведенного нами исследования было создание отдельной процедуры генерации начальных условий для трехмерного численного кода, основанного на приближении многокомпонентной магнитной гидродинамики [8]. Дело в том, что в своих численных моделях протяженных оболочек горячих юпитеров в начальный момент времени вокруг планеты мы, как правило, задавали сферически-симметричную изотермическую атмосферу, характеризующуюся однородным химическим составом и находящуюся в гидростатическом равновесии. Однако включение в численную модель химических реакций, а также процессов нагрева и охлаждения приводит к нарушению первоначально заданного состояния равновесия. Из-за достаточно большой теплоемкости атмосферы горячего юпитера, а также из-за медленной

химической (ионизационной, диссоциативной) релаксации, переход к новому равновесному состоянию занимает очень много расчетного времени. Поэтому в рамках полной трехмерной численной модели возникла проблема более тщательной подготовки начальных условий для атмосферы планеты.

Результаты проведенных расчетов позволяют прийти к выводу, что в рамках использованного нами приближения, атмосфера горячего юпитера состоит из трех основных слоев. Самый внутренний слой ( $R_{\text{pl}} \leq r \leq 1.005R_{\text{pl}}$ ) характеризуется высокой плотностью и низкой температурой. Вещество в этом слое состоит из нейтрального газа. При температурах не выше 1000 К основной вклад могут давать молекулы водорода  $\text{H}_2$ . Тепловой баланс в этой зоне определяется охлаждением за счет излучения молекул  $\text{H}_3^+$ . В промежуточной области ( $1.005R_{\text{pl}} \leq r \leq 2R_{\text{pl}}$ ) температура и степень ионизации монотонно растут с высотой, а вещество состоит главным образом из нейтральных атомов водорода и гелия. Наконец, самые верхние слои атмосферы ( $r > 2R_{\text{pl}}$ ) характеризуются постоянной температурой и состоят из полностью ионизованной водородно-гелиевой плазмы. Поэтому эту часть атмосферы горячего юпитера можно назвать ионосферой. Тепловой баланс здесь обеспечивается главным образом охлаждением за счет излучения атома водорода в линиях (в основном, в линии  $\text{Ly}\alpha$ ).

В дальнейшем мы планируем построить разработанную процедуру генерации начальных условий для атмосферы горячего юпитера в трехмерный численный код.

Авторы выражают благодарность В.И. Шематовичу и И.Ф. Шайхисламову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 22-12-00364).

## Список литературы

1. M. Mayor and D. Queloz, *Nature*, **378**, 355, 1995.
2. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, P. V. Kaygorodov, and A. G. Zhilkin, *Physics Uspekhi*, **64**, 747, 2021.
3. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J. M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor, *Nature*, **422**, 143, 2003.
4. A. S. Arakcheev, A. G. Zhilkin, P. V. Kaigorodov, D. V. Bisikalo, and A. G. Kosovichev, *Astronomy Reports*, **61**, 932, 2017.
5. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astronomy Reports*, **63**, 550, 2019.
6. A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and P. V. Kaygorodov, *Astronomy Reports*, **64**, 259, 2020.
7. A. G. Zhilkin and D. V. Bisikalo, *Astronomy Reports*, **64**, 563, 2020.
8. A. Zhilkin and D. Bisikalo, *Universe*, **7**, 422, 2021.
9. R. V. Yelle, *Icarus*, **170**, 167, 2004.
10. A. García Muñoz, *Plan. and Space Sci.*, **55**, 1426, 2007.
11. R. A. Murray-Clay, E. I. Chiang, and N. Murray, *Astrophys. J.*, **693**, 23, 2009.
12. T. T. Koskinen, M. J. Harris, R. V. Yelle, and P. Lavvas, *Icarus*, **226**, 1678, 2013.
13. D. E. Ionov, V. I. Shematovich, and Y. N. Pavlyuchenkov, *Astronomy Reports*, **61**, 387, 2017.
14. Y. G. Gladysheva, A. G. Zhilkin, and D. V. Bisikalo, *INASAN Science Reports*, **7**, 195, 2022.
15. D. McElroy, C. Walsh, A. J. Markwick, M. A. Cordiner, K. Smith, and T. J. Millar, *Astron. and Astrophys.*, **550**, A36, 2013.
16. Y. B. Zel'dovich and Y. P. Raizer, *Physics of shock waves and high-temperature hydrodynamic phenomena* (1967).
17. G. B. Trammell, P. Arras, and Z.-Y. Li, *Astrophys. J.*, **728**, 152, 2011.
18. J. Spitzer, Lyman, *Astrophys. J.*, **109**, 337, 1949.
19. N. G. Bochkarev, *Fundamentals of Interstellar medium Physics* (1992).
20. A. Dalgarno and R. A. McCray, *Ann. Rev. Astron. and Astrophys.*, **10**, 375, 1972.
21. L. Spitzer, *Physical processes in the interstellar medium* (1978).
22. S. Miller, T. Stallard, J. Tennyson, and H. Melin, *Journal of Physical Chemistry A*, **117**, 9770, 2013.

# Образование энергетических нейтральных атомов в оболочках горячих юпитеров

Гладышева Ю.Г.<sup>1</sup>, Жилкин А.Г.<sup>1</sup>, Бисикало Д.В.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Институт астрономии РАН, Москва, Россия

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

Для моделирования наблюдательных проявлений протяженных оболочек горячих юпитеров важно учитывать реакции перезарядки, приводящие к образованию энергетических нейтральных атомов водорода. В данной работе рассматривается методика, позволяющая включить эти процессы в трехмерную численную модель, основанную на приближении многокомпонентной магнитной гидродинамики. Представлены результаты трехмерного численного моделирования структуры протяженной оболочки типичного горячего юпитера с учетом энергетических нейтральных атомов водорода.

Поступила в редакцию 04.02.2023 г. Принята в печать 15.04.2023 г.

*Ключевые слова:* горячие юпитеры, реакции перезарядки, энергетические нейтральные атомы

## Formation of energetic neutral atoms in envelopes of hot jupiters

Gladysheva Y.G.<sup>1</sup>, Zhilkin A.G.<sup>1</sup>, Bisikalo D.V.<sup>1,2</sup>

<sup>1</sup>Institute of Astronomy of the RAS, Moscow, Russia

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

To model the observational manifestations of the extended envelopes of hot Jupiters, it is important to take into account the charge exchange reactions leading to the formation of energetic neutral hydrogen atoms. In this paper, we consider a technique that allows us to include these processes in a three-dimensional numerical model based on the approximation of multi-component magnetic hydrodynamics. We represent the results of three dimension numerical simulation for typical hot jupiter extended envelope structure that take into account hydrogen energetic neutral atoms.

Received 04.02.2023. Accepted 15.04.2023.

*Keywords:* hot Jupiters, charge exchange, energetic neutral atoms

DOI: 10.51194/INASAN.2023.8.1.006

## 1. Введение

Горячие юпитеры [1] располагаются в непосредственной близости от родительской звезды, поэтому на формирование и структуру их протяженных газовых оболочек [2] существенное влияние оказывает звездный ветер. Протяженная оболочка горячего юпитера имеет достаточно большие размеры, относительно высокую плотность и характеризуется значительными отклонениями от сферической формы. На наличие таких протяженных оболочек указывает избыточное поглощение излучения в ближнем ультрафиолетовом диапазоне во время прохождения планеты по диску родительской звезды [3].

Транзитные спектры горячих юпитеров и теплых нештунов имеют ряд интересных особенностей. Например, в работе [3] с помощью наблюдений на космическом телескопе им. Хаббла был получен спектр поглощения водорода в линии  $\text{Ly}\alpha$  для горячего юпитера HD 209458b. Анализ спектра позволяет утверждать, что в окрестности планеты присутствуют атомы водорода, движущиеся к наблюдателю со скоростями порядка 130 км/с. Кроме того, наблюдается довольно равномерное поглощение в фиолетовой части в диапазоне скоростей от  $-130$  до  $-45$  км/с. Наконец, имеется поглощение в красной части спектра в диапазоне скоростей от 30 до 105 км/с. Как оказалось, такие свойства спектра трудно объяснить распределением нейтральных атомов водорода в самой оболочке планеты, а также возможными механизмами их ускорения [4]. Поэтому было предложено [5] для интерпретации свойств наблюдаемого спектра привлечь энергетические нейтральные атомы (ЭНА) водорода.

Энергетические нейтральные частицы в экзосферах планет Солнечной системы непосредственно регистрируются космическими аппаратами (см., например, [6, 7]). К их образованию приводит взаимодействие протонов солнечного ветра с компонентами верхней атмосферы в результате реакций перезарядки. Характерные скорости энергетических нейтральных частиц оказываются порядка скоростей протонов солнечного ветра. В результате на спектр поглощения в линии  $\text{Ly}\alpha$  будет влиять не только распределение по скоростям нейтральных атомов водорода оболочки планеты, но и распределение по скоростям ЭНА водорода. Поэтому учет ЭНА водорода в численных моделях протяженных оболочек горячих юпитеров является важным с точки зрения интерпретации наблюдений (см., например, [8]).

В данной работе рассматриваются реакции перезарядки с протонами звездного ветра, протекающие в водородно-гелиевой оболочке горячего юпитера. Получена система дифференциальных уравнений химической кинетики для этих реакций на примере атомов водорода и гелия. Рассматриваются как аналитические

решения этой системы, так и численные [9]. Представлены результаты трехмерного численного моделирования структуры протяженной оболочки типичного горячего юпитера с учетом ЭНА.

## 2. Реакция перезарядки водорода

Для исследования структуры протяженных оболочек горячих юпитеров нами используется трехмерная численная модель, основанная на приближении многокомпонентной магнитной гидродинамики [10]. Эта модель, в частности, позволяет не только учитывать магнитное поле, но также и эволюцию химического состава оболочки. Для формирования сетки основных химических реакций в работе [11] за основу бралась база данных UMIST [12], включающая реакции, протекающие в межзвездной среде. Однако для оболочек горячих юпитеров характерны некоторые специфические реакции, которые обусловлены взаимодействием планеты с родительской звездой. Одной из таких реакций, является перезарядка нейтральных атомов оболочки протонами звездного ветра, в результате чего формируются ЭНА водорода. Эти реакции в силу малой концентрации ЭНА не вносят существенного вклада в изменения химического состава и не влияют на динамику оболочки. Однако учет этих реакций важен с точки зрения интерпретации наблюдательных проявлений протяженных оболочек горячих юпитеров, поскольку характерные скорости ЭНА и атомов водорода в самой оболочке сильно различаются между собой.

Рассмотрим сначала наиболее простой случай, когда в реакциях перезарядки участвует только атомарный водород. Данная реакция может идти как в прямом, так и в обратном направлении. Ее формула имеет следующий вид:



Скорость протекания прямой реакции  $k_{\text{exh}}$  определяется относительной скоростью  $v$  протона  $\text{p}$  и атома водорода  $\text{H}$ , а также соответствующим сечением взаимодействия  $\sigma_{\text{exh}}(v)$ , зависящим от относительной скорости. Реакция (1) является резонансной (см., например, [13]), т. е. идет с образованием промежуточной квазимолекулы. Сечение взаимодействия монотонно уменьшается с ростом относительной скорости, достигая максимума в нуле [14]. Скорость реакции определяется выражением

$$k_{\text{exh}} = \langle \sigma_{\text{exh}} v \rangle = \int_{v_{\text{thr}}}^{\infty} \sigma_{\text{exh}}(v) v f(v) dv, \quad (2)$$

где угловыми скобками обозначено усреднение по скоростям, нижний предел в интеграле  $v_{\text{thr}}$  определяет энергетический барьер, при котором начинается реакция, а  $f(v)$  — функция распределения протонов по скоростям, которая учитывает температуру  $T_w$  и скорость  $v_w$  звездного ветра в окрестности планеты. В случае перезарядки водорода можно считать  $v_{\text{thr}} = 0$ . Для параметров ветра  $T_w = 730000$  К и  $v_w = 130$  км/с, соответствующих горячему юпитеру HD 209458b, получаем значение константы  $k_{\text{exh}} = 6.64 \cdot 10^{-8}$  см<sup>3</sup>/с.

С другой стороны, известно, что солнечный ветер имеет быстрый и медленный компоненты, скорости которых различаются почти в два раза. Поэтому константа реакции перезарядки  $k_{\text{exh}}$  также может соответствующим образом варьироваться.

Константа скорости обратной реакции (2) вычисляется с помощью аналогичного выражения. Поскольку сечения этих реакций практически совпадают, то константы скоростей прямой и обратной реакции различаются незначительно. Поэтому в дальнейшем для упрощения расчетов будем считать их одинаковыми.

Введем обозначения для концентраций компонентов, принимающих участие в реакции перезарядки водорода:

$$n_1 = n(\text{p}), \quad n_2 = n(\text{H}_{\text{ENA}}), \quad n_3 = n(\text{H}), \quad n_4 = n(\text{H}^+). \quad (3)$$

Запишем для реакций (1) уравнения химической кинетики. Способ получения этих уравнений описан в нашей недавней статье [11]. Система уравнений имеет следующий вид:

$$\dot{n}_1 = -F, \quad \dot{n}_2 = F, \quad \dot{n}_3 = -F, \quad \dot{n}_4 = F, \quad (4)$$

где  $F$  определяется соотношением

$$F = k_{\text{exh}}(n_1 n_3 - n_2 n_4). \quad (5)$$

Начальные значений концентраций компонентов обозначим в виде:

$$n_1(0) = a_1, \quad n_2(0) = a_2, \quad n_3(0) = a_3, \quad n_4(0) = a_4. \quad (6)$$

Нетрудно показать, что система обыкновенных дифференциальных уравнений (4), (5) имеет аналитическое решение, которое может быть записано следующим образом:

$$n_1 = \alpha + (a_1 - \alpha) e^{-\beta t}, \quad (7)$$

$$n_2 = a_2 + a_1 - n_1 \quad (8)$$

$$n_3 = a_3 - a_1 + n_1 \quad (9)$$

$$n_4 = a_4 + a_1 - n_1 \quad (10)$$

где обозначено

$$\alpha = (a_1 + a_2)(a_1 + a_4)/(a_1 + a_2 + a_3 + a_4), \quad (11)$$

$$\beta = k_{\text{exh}}(a_1 + a_2 + a_3 + a_4). \quad (12)$$

Решение выражено через концентрацию протонов, поскольку формирование ЭНА определяет поток частиц звездного ветра. Стационарное решение можно получить, переходя к пределу при  $t \rightarrow \infty$ . Для концентрации протонов находим:

$$n_1 = \alpha, \quad (13)$$

а значения остальных компонентов  $n_2, n_3, n_4$  определяются из соотношений (8)–(10).

### 3. Реакция перезарядки для произвольного числа компонентов

Реакция перезарядки с протонами звездного ветра имеет место не только для атомарного водорода, но также и для других компонентов, входящих в состав протяженной оболочки. В общем виде прямую и обратную реакции перезарядки можно записать следующим образом:



где  $A_s$  — компонент сорта  $s$ , а  $A_s^+$  — соответствующий ион.

Для концентраций протонов, ЭНА водорода, а также компонентов  $A_s, A_s^+$  введем следующие обозначения:

$$n_p = n(p), \quad n_{\text{ENA}} = n(H_{\text{ENA}}), \quad n_s = n(A_s), \quad \bar{n}_s = n(A_s^+). \quad (15)$$

Начальные концентрации этих компонентов

$$a_p = n_p(0), \quad a_{\text{ENA}} = n_{\text{ENA}}(0), \quad a_s = n_s(0), \quad \bar{a}_s = \bar{n}_s(0). \quad (16)$$

Уравнения химической кинетики для компонентов с номером  $s$  можно записать в виде

$$\dot{n}_s = -F_s, \quad \dot{\bar{n}}_s = F_s. \quad (17)$$

Здесь  $F_s$  — функция, описывающая скорость изменения концентрации компонента с номером  $s$ , которая определяется соотношением:

$$F_s = k_s (n_p n_s - n_{\text{ENA}} \bar{n}_s), \quad (18)$$

зависящим от коэффициента скорости реакции  $k_s$  для соответствующего компонента. В силу того, что протоны и ЭНА водорода принимают участие во всех реакциях перезарядки (14), то для общего случая скорости изменения концентраций этих частиц примут вид:

$$\dot{n}_p = -F, \quad \dot{n}_{\text{ENA}} = F, \quad (19)$$

где

$$F = \sum_s F_s, \quad (20)$$

а суммирование проводится по всем компонентам с номером  $s$ .

Для удобства дальнейших выкладок введем дополнительные обозначения для полной концентрации компонентов и их ионов соответственно,

$$N = \sum_s n_s, \quad \bar{N} = \sum_s \bar{n}_s. \quad (21)$$

Начальные значения для полных концентраций обозначим как

$$A = N(0), \quad \bar{A} = \bar{N}(0). \quad (22)$$

При этом скорость изменения полной концентрации также представляет собой сумму скоростей изменения каждого из компонентов, которую запишем в виде:

$$\dot{N} = -F, \quad \dot{\bar{N}} = F. \quad (23)$$

Уравнения (19) и (23) представляют собой систему обыкновенных дифференциальных уравнений, аналогичную системе (4), для которой уже получено аналитическое решение (7)–(10). Опираясь на это решение, можно сразу написать выражения для  $n_p$  и  $n_{\text{ЕНА}}$ :

$$n_p = a_p - A + N, \quad (24)$$

$$n_{\text{ЕНА}} = a_{\text{ЕНА}} + A - N. \quad (25)$$

Также из уравнений (17) можно выразить концентрации ионов  $A_s^+$  через концентрации компонентов  $A_s$ :

$$\bar{n}_s = \bar{a}_s + a_s - n_s. \quad (26)$$

Таким образом, на основании полученных выражений (24)–(26), функции  $F_s$  можно выразить через концентрации компонентов  $A_s$ , протонов  $p$  и ЭНА водорода  $N_{\text{ЕНА}}$ . Выполнив все необходимые преобразования, получим следующую систему неоднородных обыкновенных дифференциальных уравнений:

$$\dot{n}_s = \alpha_s + \beta_s n_s + \gamma_s N, \quad (27)$$

где параметры

$$\alpha_s = -k_s(A + a_{\text{ЕНА}})(a_s + \bar{a}_s), \quad (28)$$

$$\beta_s = k_s(a_p + a_{\text{ЕНА}}), \quad (29)$$

$$\gamma_s = k_s(a_s + \bar{a}_s). \quad (30)$$

Стационарное решение системы уравнений (27) определяется алгебраическим соотношением

$$\alpha_s + \beta_s n_s + \gamma_s N = 0. \quad (31)$$

Очевидно, что для случая одного компонента приходим к рассмотренному в предыдущем разделе решению, описывающему перезарядку водорода. Поскольку в рамках данной работы мы рассматриваем водородно-гелиевую оболочку горячего юпитера, то для случая двух компонентов (атомы водорода и гелия), задача сводится к следующей системе уравнений:

$$\dot{n}_1 = \alpha_1 + \beta_1 n_1 + \gamma_1(n_1 + n_2), \quad (32)$$

$$\dot{n}_2 = \alpha_2 + \beta_2 n_2 + \gamma_2(n_1 + n_2), \quad (33)$$

где  $n_1$  — концентрация водорода  $H$ , а  $n_2$  — концентрация гелия  $He$ . Для системы дифференциальных уравнений (32) и (33) можно получить аналитического решения. Однако в силу того, что характеристическое уравнение может содержать комплексные корни, в численных расчетах удобнее использовать не аналитическое решение, а неявную разностную схему для моделирования решения системы.

#### 4. Численное моделирование

В данном разделе рассмотрим полученные нами результаты тестовых расчетов реакций перезарядки и трехмерного численного моделирования структуры протяженной оболочки горячего юпитера с учетом этих процессов.

В тестовых расчетах решались уравнения химической кинетики для случаев водородной и водородно-гелиевой оболочек горячих юпитеров. В качестве начальных значений концентраций компонентов для тестового расчета были взяты следующие значения (в  $\text{см}^{-3}$ ):

$$n(p) = 1.4 \cdot 10^3, \quad n(\text{ЕНА}) = 0, \quad (34)$$

$$n(H) = 3 \cdot 10^3, \quad n(H^+) = 5 \cdot 10^3, \quad (35)$$

$$n(He) = 3 \cdot 10^3, \quad n(He^+) = 5 \cdot 10^3. \quad (36)$$

Концентрация протонов соответствует концентрации плазмы солнечного ветра в окрестности горячих юпитеров. В начальный момент времени ЭНА еще не образованы, поэтому их концентрация равна нулю. Концентрации  $H$ ,  $He$  и их ионов примерно соответствуют концентрациям на периферии протяженной оболочки. Степень ионизации атомарного водорода и гелия составляет величину 0.625.

Для случая чисто водородной химии мы провели расчеты по нескольким дополнительным критериям. В частности, мы оценили относительную погрешность неявной схемы расчета системы (4) по сравнению с аналитическим решением (7)–(10). Кроме того, мы посчитали распределение  $N_{\text{ЕНА}}$  при различных значениях константы скорости реакции  $k_{\text{exh}}$ . Результаты расчетов представлены на рис. 1.

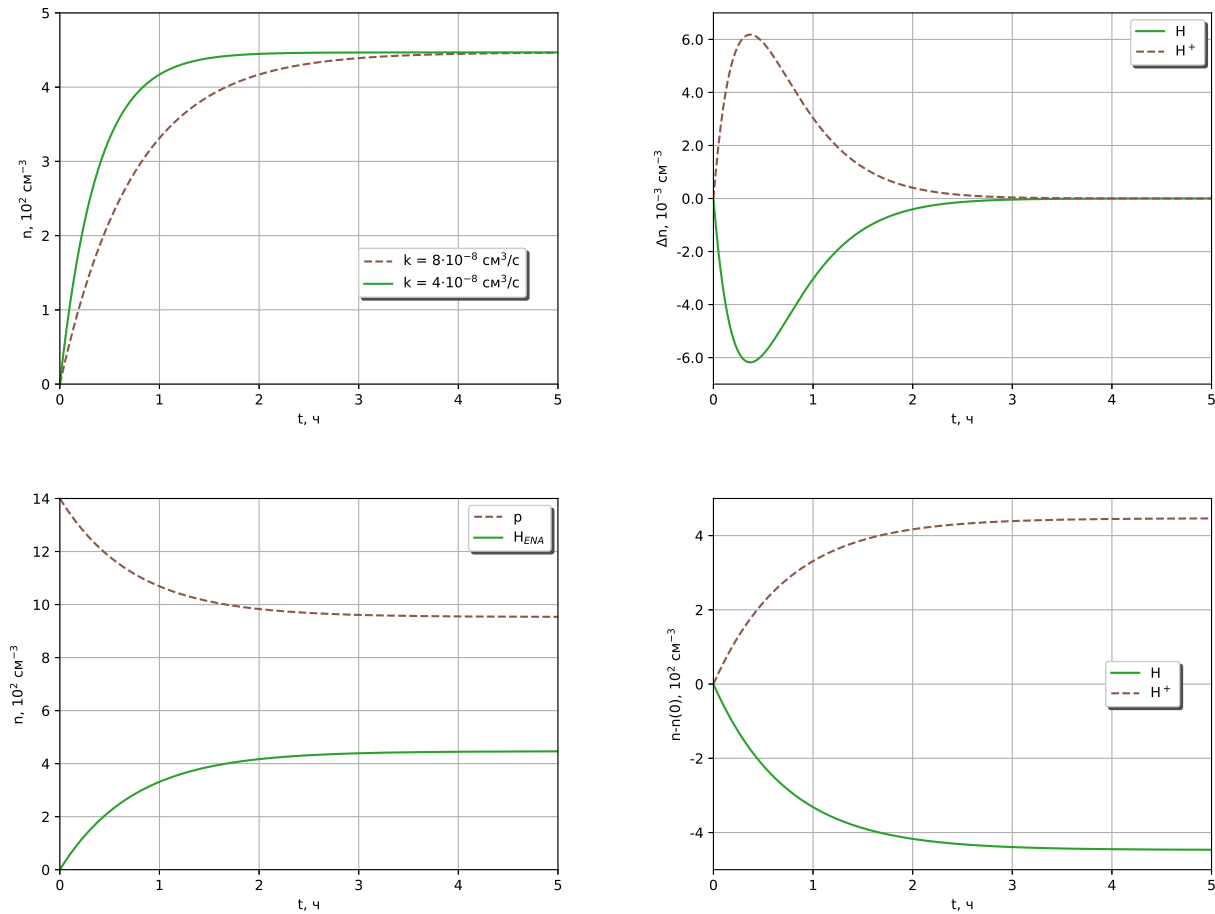


Рис. 1: Слева, сверху — зависимость концентрации  $H_{ENA}$  от времени  $t$  в случае  $k_{exh} = 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$  и  $k_{exh} = 8 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$  (а); справа, сверху — разница между численным и аналитическим решениями для  $H_{ENA}$  (б); слева, внизу — зависимость от времени концентраций  $H_{ENA}$  и  $p$  (с); справа, внизу — отклонение концентраций  $H$  и  $H^+$  от их начальных значений (д).

На панели (а) рис. 1 (слева сверху) показаны аналитические зависимости концентраций ЭНА водорода от времени, полученные для двух значений скорости реакции перезарядки  $k_{exh} = 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$  и  $k_{exh} = 8 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ , различающихся между собой в два раза. Во втором решении переход к стационарному состоянию осуществляется примерно в два раза быстрее. При этом, как следует из выражений (13) и (8)–(10), значения концентраций в стационарном состоянии от скорости реакции не зависят. Остальные расчеты проводились для случая  $k_{exh} = 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ . На панели (б) рис. 1 (справа сверху) представлено изменение во времени глобальной ошибки численного решения, которое определяется разностью в данный момент времени  $t$  между численным и аналитическим решением для концентраций  $H$  и  $H^+$ . Численное решение получено с помощью неявной разностной схемы, предложенной в работе [9]. Видно, что разница между аналитическим решением и численной схемой имеет порядок  $10^{-3}$ , при этом графики симметричны поскольку концентрация  $H$  убывает, а  $H^+$  возрастает. Решения практически совпадают и в численном коде для учета реакций перезарядки можно использовать как аналитическое решение, так и разностную схему.

Графики, представленные на нижних панелях рис. 1, показывают полученные зависимости от времени концентраций компонентов для перезарядки водорода. Расчеты проводились на основе аналитического решения (7)–(10). Концентрации участвующих в реакции компонентов за время порядка 5 часов приходят в стационарное состояние. Поток протонов звездного ветра приводит в образованию ЭНА водорода. Однако за счет обратных реакций изменения концентраций этих компонентов взаимно компенсируют друг друга. На правой нижней панели (д) рис. 1 показаны отклонения концентраций  $H$  и  $H^+$  от их начальных значений. Видно, что эти зависимости расположены симметрично относительно оси абсцисс. Это свойство отражает закон сохранения заряда в реакции перезарядки и полностью согласуется с аналитическим решением. В самом деле, складывая выражения (9) и (10), находим:  $n_3 + n_4 = a_3 + a_4$ . Концентрации  $H$  и  $H^+$  переходят в стационарное состояние за характерное время 5 часов.



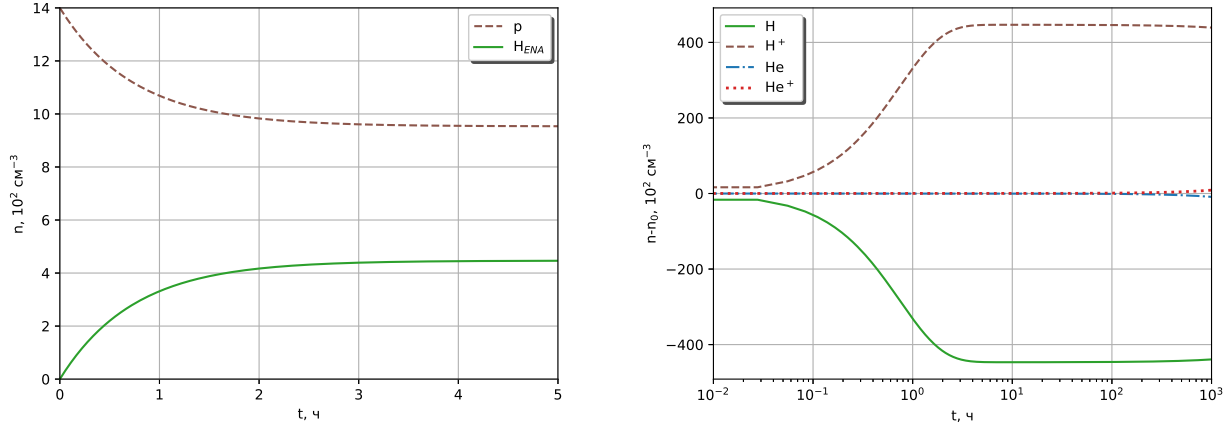


Рис. 2: Слева — зависимость концентраций  $N_{\text{ENA}}$  и  $p$  от времени  $t$  (а); справа — отклонение концентраций  $H$ ,  $H^+$ ,  $He$  и  $He^+$  от их начальных значений (б).

В случае водородно-гелиевой оболочки горячего юпитера при учете перезарядки гелия необходимо знать значение соответствующей константы скорости реакции. Эту величину можно вычислить по формуле (2). Сечение  $\sigma_{\text{exh}}(v)$  для этой реакции мы брали из работы [15]. Данная реакция является нерезонансной и имеет энергетический барьер  $v_{\text{thr}}$ , которому соответствует энергия 11 эВ. Сечение достигает максимального значения  $\sigma_{\text{max}} \approx 9 \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$  на энергии взаимодействия примерно 20 кэВ. Подставляя в выражение (2) параметры звездного ветра в окрестности горячего юпитера HD 209458b, получаем значение константы  $k_{\text{exh}} = 1.77 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$ . Заметим, что эта величина оказывается на четыре порядка меньше константы скорости перезарядки водорода. Это обусловлено тем, что первая реакция является резонансной и поэтому ее эффективное сечение существенно больше.

Результаты тестовых расчетов перезарядки для водородно-гелиевой химии представлены на рис. 2. На левой панели показаны зависимости от времени концентраций  $p$  и  $N_{\text{ENA}}$ . На правой панели рисунка приведены графики отклонения концентраций  $H$ ,  $H^+$ ,  $He$  и  $He^+$  от их начальных значений. Решение получено с помощью неявной схемы, аналогичной схеме из работы [9] для перезарядки водорода. Система уравнений химической кинетики в данном случае является жесткой, поскольку константы скорости реакций для водорода и гелия различаются на 4 порядка величины. Значения концентраций немного отличаются от соответствующих значений, полученных в предыдущем случае (см. рис. 1). Это обусловлено тем, что в реакциях перезарядки теперь участвует гелий, увеличивающий общее количество образованных ЭНА водорода. Зависимости, представленные на правой панели рис. 2, снова оказываются симметричными относительно оси абсцисс, что является следствием закона сохранения заряда в реакциях перезарядки.

Переход к стационарному состоянию в данном случае осуществляется иерархическим образом. Вначале, как и в предыдущем рассмотренном нами случае, происходит быстрый за время порядка 5 часов переход к квазистационарному состоянию, которое соответствует равновесию по отношению к перезарядке водорода. Этот характерный период определяется большой константой скорости  $k_{\text{exh}} = 4 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3/\text{с}$ . Затем на фоне этого квазистационарного состояния осуществляется гораздо более медленный переход к глобальному стационарному состоянию, в котором уравниваются уже все реакции перезарядки. Этот медленный переход происходит за характерное время в несколько десятков лет и определяется малой константой скорости. Для наших расчетов мы брали примерное значение  $k_{\text{exh}} = 4 \cdot 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}$ . На графиках 2 показана только фаза перехода к квазистационарному состоянию.

Полученные результаты тестовых расчетов дают основания полагать, что написанный блок программного кода для реакции перезарядки водородно-гелиевой оболочки работает корректно. Это дало возможность встроить его в основной численный код многокомпонентной МГД модели [10]. Учет реакций перезарядки с протонами звездного ветра производился на отдельном этапе численного алгоритма в соответствии с общей методикой расщепления по физическим процессам. В данной работе мы рассматриваем случай, когда учитывается только химия, относящаяся к реакциям перезарядки водорода и гелия. Другие химические реакции, которые мы рассматривали в предыдущей нашей статье [11], здесь включены не были.

В качестве объекта исследований мы выбрали типичный горячий юпитер HD 209458b, который имеет массу  $M_{\text{pl}} = 0.71M_{\text{J}}$  и фотометрический радиус  $R_{\text{pl}} = 1.38R_{\text{J}}$ , где  $M_{\text{J}}$  и  $R_{\text{J}}$  — масса и радиус Юпитера. Родительская звезда характеризуется следующими параметрами: спектральный класс G0, масса  $M_{\text{st}} = 1.1M_{\odot}$ , радиус  $R_{\text{st}} = 1.2R_{\odot}$ . Большая полуось орбиты планеты составляет значение  $A = 10.2R_{\odot}$ , что соответствует

периоду вращения вокруг звезды  $P_{\text{orb}} = 84.6$  часов. Параметры и начальные значения задавались такие же, как и в статье [10] для модели протяженной оболочки квазиоткрытого типа в случае сверх-альфвеновского режима обтекания звездным ветром.

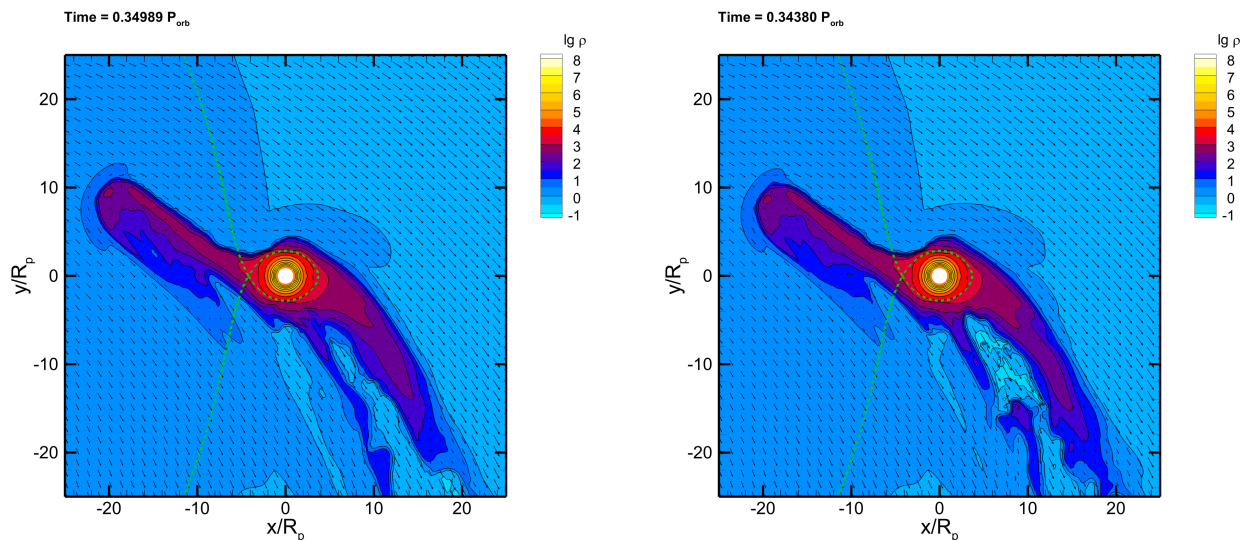


Рис. 3: Распределение плотности (цвет, изолинии) и скорости (стрелки) в орбитальной плоскости планеты на момент времени, равный примерно одной трети  $P_{\text{orb}}$  без учета (слева) и с учетом (справа) реакций перезарядки. Значения плотности выражены в единицах  $\rho_w$  (см. текст). Пунктирной линией показана граница полости Роша. Светлый кружок в центре соответствует фотометрическому радиусу планеты  $R_{\text{pl}}$ . Звезда находится слева.

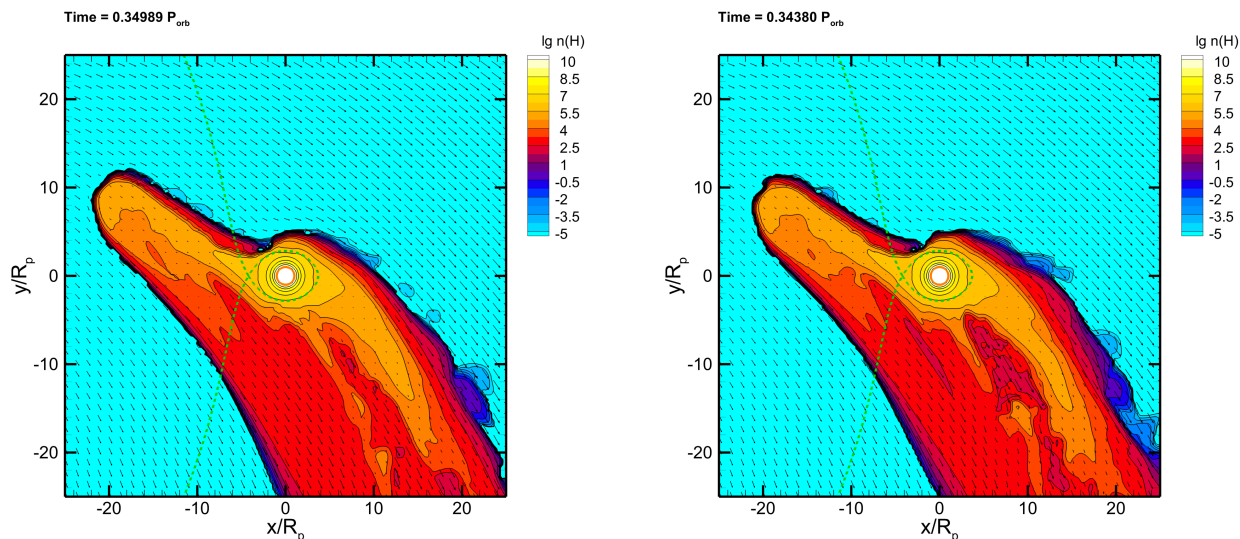


Рис. 4: Распределение концентрации атмосферного атомарного водорода (цвет, изолинии) и скорости (стрелки) в орбитальной плоскости планеты на момент времени, равный примерно одной трети  $P_{\text{orb}}$  без учета (слева) и с учетом (справа) реакций перезарядки. Обозначения те же, что и на рис. 3.

Результаты численного моделирования демонстрируют рис. 3–5. На рис. 3 представлено распределение плотности (цвет, изолинии) и скорости (стрелки) в орбитальной плоскости системы. На рис. 4 вместо плотности показано распределение концентрации атмосферного атомарного водорода  $n(\text{H})$ . Плотность вещества  $\rho$  выражена в единицах плотности звездного ветра в окрестности планеты  $\rho_w = 2.3 \cdot 10^{-21} \text{ г/см}^3$ . Граница полости Роша показана пунктирной линией. Планета расположена в центре расчетной области. Получен-

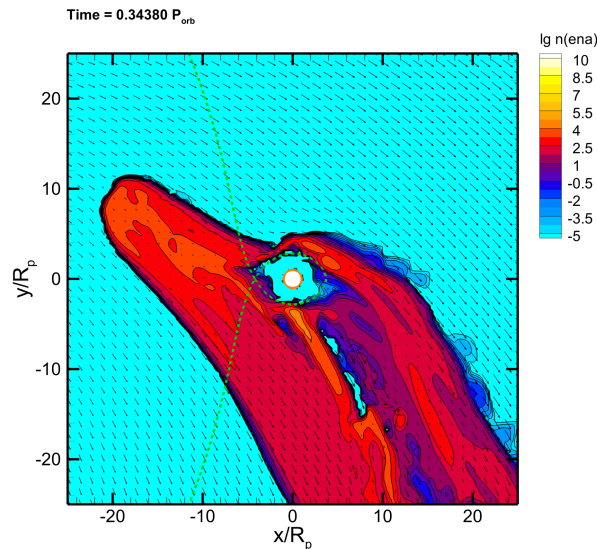


Рис. 5: Распределение концентрации ЭНА водорода (цвет, изолинии) и скорости (стрелки) в орбитальной плоскости планеты на момент времени, равный примерно одной трети  $P_{orb}$  в модели, учитывающей перезарядку.

ное решение соответствует моменту времени порядка трети орбитального периода  $P_{orb}$  от начала счета. На рис. 5 показано распределение концентрации ЭНА водорода в орбитальной плоскости системы в модели, учитывающей реакции перезарядки.

Структура течения в полученном решении полностью соответствует аналогичной структуре, полученной нами в работе [10], и поэтому на ее описании здесь мы останавливаться не будем. Как и ожидалось, реакции перезарядки с протонами звездного ветра не оказывают влияния на структуру и динамику протяженной оболочки горячего юпитера, поскольку масса образующихся ЭНА водорода мала по сравнению с массой вещества оболочки. Подчеркнем еще раз, что учет в численной модели процессов перезарядки и формирования ЭНА водорода нужен для последующей интерпретации наблюдений с точки зрения полученных результатов расчетов.

В нашей численной модели, основанной на приближении многокомпонентной магнитной гидродинамики, диффузия компонентов пока не учитывается. Поэтому все компоненты плазмы (в том числе и ЭНА водорода) движутся со скоростями, равными средней массовой скорости. В момент транзита наблюдатель располагается справа от планеты и звезды (см. рис. 5). По отношению к такому наблюдателю ЭНА водорода, движущиеся в магнитосферном хвосте планеты, будут иметь отрицательные скорости вдоль луча зрения. Поэтому излучение этих атомов будет давать вклад в фиолетовой части линии  $Ly\alpha$ . Однако существенная часть ЭНА водорода находится в области струи вещества, вытекающей из окрестности внутренней точки Лагранжа  $L_1$  (слева от планеты). Лучевые скорости этих атомов будут отрицательными и, следовательно, их излучение будет сдвинуто в красную часть линии  $Ly\alpha$ .

Таким образом, на качественном уровне все свойства наблюдаемой линии  $Ly\alpha$  [3] в нашей модели воспроизводятся. Однако в количественном плане при этом могут быть существенные расхождения. Дело в том, что скорости ЭНА водорода могут сильно отличаться от средней массовой скорости, особенно в разреженных частях оболочки вдали от планеты. Данное замечание справедливо как в отношении этих частиц в магнитосферном хвосте планеты, так и в зоне истечения. Для учета этих эффектов в численную модель многокомпонентной МГД следовало бы ввести диффузию ЭНА водорода относительно среднего потока.

## 5. Заключение

В работе рассмотрены вопросы, связанные с реакциями перезарядки в протяженных оболочках горячих юпитеров, с целью дальнейшего включения этих процессов в трехмерную численную модель. Реакции перезарядки обусловлены взаимодействием вещества оболочки с протонами звездного ветра. В результате этих реакций на периферии оболочки планеты происходит интенсивное образование ЭНА водорода. Эти атомы имеют большие скорости, сравнимые со скоростями исходных протонов, и существенно превышают скорости атмосферных атомов водорода. Присутствие дополнительной фракции ЭНА приводит к ряду особенностей профилей линии  $Ly\alpha$ , наблюдаемых у горячих экзопланет-гигантов. Поэтому учет процессов перезарядки важен с точки зрения сравнения результатов трехмерного моделирования с наблюдениями.

Для описания процессов перезарядки мы составили соответствующие уравнения химической кинетики. В общем случае они сводятся к системе неоднородных обыкновенных дифференциальных уравнений. Эта система имеет достаточно простой вид и может рассматриваться отдельно от основного блока химических реакций [11]. Нами были рассмотрены частные случаи этой системы уравнений, соответствующие чисто водородной и водородно-гелиевой оболочке. В первом случае в численной модели можно непосредственно использовать аналитическое решение. Во втором случае удобнее применять неявную разностную схему. Корректность вычислительной работы блока перезарядки была проверена на примере ряда тестовых расчетов.

Алгоритм расчета изменения концентраций за счет реакций перезарядки для водородно-гелиевой химии был встроены в основной численный код, основанный на приближении многокомпонентной магнитной гидродинамики [10]. Для проверки правильности работы кода и оценки влияния перезарядки на структуру оболочки горячего юпитера были проведены соответствующие демонстрационные расчеты на вычислительном кластере. Результаты расчетов показали, что реакции перезарядки не влияют на структуру и динамику протяженной оболочки, поскольку масса образующихся ЭНА водорода мала по сравнению с массой вещества оболочки. Однако роль образующихся в этих процессах ЭНА водорода важна с точки зрения моделирования наблюдательных проявлений.

Анализ результатов расчетов позволяет заключить, что в нашей модели все необходимые свойства наблюдаемой линии  $\text{Ly}\alpha$  на качественном уровне воспроизводятся. Однако из-за ограничений использованной модели скорости энергетических нейтральных частиц оказываются существенно ниже [9, 16, 17]. Учет реакций перезарядки в рамках многожидкостной [18, 19, 20, 21] или кинетической [22] моделей дают поглощения на больших скоростях. В дальнейшем мы планируем дорабатывать нашу модель, чтобы полученные результаты также давали поглощения на больших скоростях.

В нашей модели учитывалась перезарядка гелия. Однако сечение этих процессов мало и поэтому они не оказывают никакого влияния. В численных расчетах структуры протяженных водородно-гелиевых оболочек горячих юпитеров перезарядку гелия можно не учитывать. Тем не менее, рассмотренная нами в статье модель с многокомпонентной перезарядкой в дальнейшем может быть использована для исследования горячих планет других типов, таких, например, как теплые нептуны или горячие супер-земли. Верхние атмосферы этих планет могут содержать большое количество тяжелых элементов (например, атомы кислорода), соответствующие компоненты которых могут эффективно участвовать в реакциях перезарядки.

Отметим также, что моделирование наблюдательных проявлений протяженных оболочек горячих экзопланет в УФ диапазоне является актуальным в связи с предстоящим запуском (планируется на 2025 г.) космической обсерватории «Спектр-УФ» (WSO-UV) [23]. Особенности этой миссии позволят провести уникальные наблюдения атмосфер и оболочек горячих экзопланет.

Авторы выражают благодарность В.И. Шематовичу и И.Ф. Шайхисламову за полезные обсуждения. Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект 22-12-00364). Работа была выполнена с использованием вычислительных средств МСЦ РАН.

## Список литературы

1. M. Mayor and D. Queloz, *Nature*, **378**, 355, 1995.
2. D. V. Bisikalo, V. I. Shematovich, P. V. Kaygorodov, and A. G. Zhilkin, *Physics Uspekhi*, **64**, 747, 2021.
3. A. Vidal-Madjar, A. Lecavelier des Etangs, J. M. Désert, G. E. Ballester, R. Ferlet, G. Hébrard, and M. Mayor, *Nature*, **422**, 143, 2003.
4. L. Ben-Jaffel and S. Sona Hosseini, *Astrophys. J.*, **709**, 1284, 2010.
5. M. Holmström, A. Ekenbäck, F. Selsis, T. Penz, H. Lammer, and P. Wurz, *Nature*, **451**, 970, 2008.
6. V. I. Shematovich, D. V. Bisikalo, and A. G. Zhilkin, *Astronomy Reports*, **65**, 203, 2021.
7. A. G. Zhilkin, D. V. Bisikalo, and V. I. Shematovich, *Astronomy Reports*, **66**, 245, 2022.
8. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, K. G. Kislyakova, et al., *Astrophys. J.*, **832**, 173, 2016.
9. P. Tremblin and E. Chiang, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **428**, 2565, 2013.
10. A. Zhilkin and D. Bisikalo, *Universe*, **7**, 422, 2021.
11. Y. G. Gladysheva, A. G. Zhilkin, and D. V. Bisikalo, *INASAN Science Reports*, **7**, 195, 2022.
12. D. McElroy, C. Walsh, A. J. Markwick, M. A. Cordiner, K. Smith, and T. J. Millar, *Astron. and Astrophys.*, **550**, A36, 2013.
13. B. M. Smirnov, *Physics Uspekhi*, **44**, 221, 2001.
14. B. G. Lindsay and R. F. Stebbings, *Journal of Geophysical Research (Space Physics)*, **110**, A12213, 2005.
15. Y. Nakai, T. Shirai, T. Tabata, and R. Ito, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, **37**, 69, 1987.
16. D. Christie, P. Arras, and Z.-Y. Li, *Astrophys. J.*, **820**, 3, 2016.
17. A. Debrecht, J. Carroll-Nellenback, A. Frank, E. G. Blackman, L. Fossati, R. Murray-Clay, and J. McCann, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **517**, 1724, 2022.
18. M. L. Khodachenko, I. F. Shaikhislamov, H. Lammer, A. G. Berezhitsky, I. B. Miroshnichenko, M. S. Rumenskikh, K. G. Kislyakova, and N. K. Dwivedi, *Astrophys. J.*, **885**, 67, 2019.

19. I. F. Shaikhislamov, M. L. Khodachenko, H. Lammer, A. G. Berezutsky, I. B. Miroshnichenko, and M. S. Rumenskikh, *Monthly Not. Roy. Astron. Soc.*, **491**, 3435, 2020.
20. P. Odert, N. V. Erkaev, K. G. Kislyakova, H. Lammer, et al., *Astron. and Astrophys.*, **638**, A49, 2020.
21. L. Ben-Jaffel, G. E. Ballester, A. G. Muñoz, P. Lavvas, et al., *Nature Astronomy*, **6**, 141, 2022.
22. V. Bourrier and A. Lecavelier des Etangs, *Astron. and Astrophys.*, **557**, A124, 2013.
23. A. A. Boyarchuk, B. M. Shustov, I. S. Savanov, M. E. Sachkov, et al., *Astronomy Reports*, **60**, 1, 2016.

## Содержание

<i>Золотарёв Р.В.</i> Некоторые особенности распределения астероидов в околоземном космическом пространстве . . . . .	1
<i>Чугай Н.Н.</i> Закон $\sqrt{\epsilon}$ , или почему из $\epsilon$ получается $\sqrt{\epsilon}$ . . . . .	6
<i>Буслаева А. И., Вибе Д.З.</i> Реакции с возбужденным молекулярным водородом в химической модели областей S255–S257 . . . . .	8
<i>Кохирова Г.И., Буриев А.М., Асоев Х.Г.</i> Комета C/2020 PV6 (PANSTARRS) и результаты ее наблюдений в Гиссарской астрономической обсерватории . . . . .	16
<i>Жилкин А.Г., Гладышева Ю.Г., Бисикало Д.В.</i> Гидростатическая модель водородно-гелиевой атмосферы горячего юпитера . . . . .	26
<i>Гладышева Ю.Г., Жилкин А.Г., Бисикало Д.В.</i> Образование энергетических нейтральных атомов в оболочках горячих юпитеров . . . . .	34

## Contents

<i>Zolotarev R.V.</i> Some aspects of the distribution of asteroids in the near-Earth space . . . . .	1
<i>Chugai N.N.</i> $\sqrt{\epsilon}$ law or why $\sqrt{\epsilon}$ comes from $\epsilon$ . . . . .	6
<i>Buslaeva A. I., Wiebe D. S.</i> Reactions with excited molecular hydrogen in the chemical model of S255–S257 regions . . . . .	8
<i>Kokhirova G.I., Buriev A.M., Asoev H.G.</i> Comet C/2020 PV6 (PANSTARRS) and results of its observations in Hissar astronomical observatory . . . . .	16
<i>Zhilkin A.G., Gladysheva Y.G., Bisikalo D.V.</i> Hydrostatic model for hydrogen-helium atmosphere of hot Jupiter . . . . .	26
<i>Gladysheva Y.G., Zhilkin A.G., Bisikalo D.V.</i> Formation of energetic neutral atoms in envelopes of hot jupiters . . . . .	34

Научное издание

Научные труды Института астрономии РАН. Том 8 (1)

---

Сдано в набор 15.05.2023. Подписано в печать 22.05.2023  
Формат 60x90/16. Бумага офсетная  
Уч.-изд. п.л. 27. Физ. п.л. 26.25. Тираж 40. Заказ № 6455

Издательство «Янус-К»  
127411, Москва, Учинская ул., д. 1

Отпечатано в ООО «ИНФОРМ-СОФТ»  
119034, Москва, Еропкинский пер., д. 16

