

УДК 524.3

ГАЗОДИНАМИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ КОМЕТНЫХ АТМОСФЕР С СОЛНЕЧНЫМ ВЕТРОМ

© 2023 г. В. Б. Баранов^{a,*}

^aИнститут проблем механики им. А.Ю. Ишлинского РАН, Москва, Россия

*E-mail: baranov@ipmnet.ru, vladimir.b.baranov@gmail.com

Поступила в редакцию 10.10.2022 г.

После доработки 11.10.2022 г.

Принята к публикации 11.10.2022 г.

Рассматриваются газодинамические модели взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами. Интерес к созданию таких моделей резко возрос после начала исследований комет при помощи космических аппаратов, запускаемых на близкие расстояния от их поверхностей. Приборы, установленные на этих аппаратах, давали возможность экспериментального исследования параметров истечения газа с поверхностей комет при их приближении к Солнцу и его взаимодействие с потоком плазмы солнечного ветра, что невозможно было делать при помощи спектро-фотометрии. Начало таких исследований было положено почти мгновенным сближением нескольких космических аппаратов с кометой Галлея в марте 1986 г. Только через 28 лет аппарат Розетта (Rosetta), запущенный Европейским космическим агентством (ESA), по сложной траектории сблизился с кометой Чурюмова–Герасименко и, маневрируя вблизи этой кометы в течение более двух лет, проводил, в частности, исследования по взаимодействию ее атмосферы с солнечным ветром.

Ключевые слова: солнечный ветер, кометная атмосфера, плазменная компонента газа, межпланетное магнитное поле

DOI: 10.31857/S0568528122700037, **EDN:** AKRDVV

Природа взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами зависит от многих параметров. Одним из них является расстояние кометного ядра от Солнца. Если, например, ядро кометы состоит преимущественно из замороженных молекул воды H_2O , а его радиус $r_n = 1$ км, то, при расстоянии от Солнца $d > 4$ а.е. (астрономических единиц) испарение воды вследствие его нагревания солнечным излучением будет чрезвычайно мало, а испаряющиеся молекулы воды не могут вызывать возмущение параметров солнечного ветра.

Спектрофотометрия, как наземными приборами, так и приборами, устанавливаемыми на спутниках Земли, дает наиболее качественные наблюдения комет. Однако спектрофотометрические методы не являются эффективными для исследования основных характеристик взаимодействия солнечного ветра с атмосферами комет. В начале 80-ых годов прошлого столетия мировым научным сообществом началась активная подготовка к запуску специальных космических аппаратов для исследования взаимодействия солнечного ветра с атмосферой кометы Галлея, которая в марте 1986 г. должна была находиться в перигелии (период ее вращения вокруг Солнца составляет 74 года). На российских аппаратах Вега-1 и Вега-2 (Vega), европейском Джотто (Giotto) и японских Суисеи (Suisei) и Сакигакэ (Sakigake) были установлены приборы, измерявшие почти все параметры взаимодействия этой кометы с солнечным ветром. Уже через несколько месяцев предварительные результаты таких измерений и их первичная интерпретация были опубликованы в журнале Nature (май 1986 г.). Только через 18 лет (в 2004 г.) Европейским космическим агентством (ESA) был запущен космический аппарат Розетта (Rosetta) для исследования взаимодействия кометы Чурюмова–Герасименко с солнечным ветром, который через десять лет сблизился с этой кометой, когда она находилась в районе перигелия. В отличие от мгновенного пролета нескольких аппаратов вблизи кометы Галлея в 1986 г., аппарат Розетта в течение двух лет (до 2016 г.) медленно маневрировал вблизи комы этой кометы, измеряя не только параметры истекающего из кометы газа, но и параметры солнечного ветра в ее окрестности.

Исследование кометной активности при помощи космических аппаратов привело к бурному развитию различных теоретических моделей обтекания комет солнечным ветром. Хотелось бы подчеркнуть, что развитие гидродинамических моделей началось с пионерской работы Бирмана, Бросовского и Шмидта [1]. Подробный обзор таких моделей до запуска в 2004 г. аппарата Розетта к комете Чурюмова—Герасименко содержится в работе [2]. Однако исследование взаимодействия солнечного ветра с атмосферой кометы Чурюмова—Герасименко при помощи аппарата Розетта носило необычный характер, который был связан с медленным его маневрированием вблизи комы кометы в течение более двух лет. В представляемой обзорной работе проводится сравнительный анализ результатов гидродинамических и магнитогидродинамических (МГД) моделей взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами, сравнение полученных в них результатов с уже полученными данными экспериментов, а также предсказание тех явлений, которые могут быть обнаружены при помощи дальнейших экспериментальных исследований в этой области.

1. КАЧЕСТВЕННАЯ КАРТИНА ГИДРОДИНАМИЧЕСКОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА С КОМЕТНЫМИ АТМОСФЕРАМИ

Как известно, солнечный ветер представляет собой сверхзвуковой поток полностью ионизованной водородной плазмы, истекающий из солнечной короны. Этот поток не может быть возмущен кометой, которая находится на большом расстоянии от Солнца из-за отсутствия у нее атмосферы. Только на небольших гелиоцентрических расстояниях (порядка 1–3 а.е.) у кометы появляется атмосфера вследствие испарения с ее твердой поверхности молекул газа (главным образом, это либо H_2O , либо CO_2) с последующей их ионизацией под действием солнечной радиации. При этом взаимодействие солнечного ветра с заряженной компонентой кометного газа (в дальнейшем плазменной компонентой) можно описать в рамках газодинамического приближения, как это было предложено в пионерской работе [1]. Если поток кометной плазмы является также сверхзвуковым, что чаще всего предполагается в теоретических моделях, то взаимодействие двух сверхзвуковых потоков должно приводить к образованию двух ударных волн (головной ударной волны BS в солнечном ветре и внутренней ударной волны IS в кометной плазме) и тангенциального разрыва, разделяющего два плазменных потока. В соответствии с принятой в геофизической литературе терминологией, тангенциальный разрыв будем в дальнейшем называть “кометопазой” и обозначать его везде через СР.

Качественная картина возникающего течения, согласно работе [1], изображена на рис. 1. На некотором расстоянии от кометного ядра R (“радиус расщепления”) кометные молекулы становятся бесстолкновительными и проникают в солнечный ветер, продолжая ионизоваться солнечной радиацией. При этом протоны солнечного ветра “захватывают” молекулярные ионы, что приводит к возмущению сверхзвукового потока до головной ударной волны BS. Этот процесс, который не освещается в [1], называется “нагрузением” солнечного ветра. Представленная на рис. 1 качественная картина взаимодействия кометных атмосфер с солнечным ветром не учитывает влияние межпланетного магнитного поля, которое существенно усложняет создание теоретических моделей такого взаимодействия. В частности, в силу вмороженности магнитного поля в плазму солнечного ветра, оно не может проникать в кому кометы (кометы не имеют собственного магнитного поля), а его силовые линии разворачиваются на тангенциальном разрыве СР, что приводит к необходимости создавать трехмерные модели такого взаимодействия.

2. ПАРАМЕТРЫ ИСТЕКАЮЩЕГО ИЗ КОМЕТНОГО ЯДРА ГАЗА И ФИЗИКО-ХИМИЧЕСКИЕ ПРОЦЕССЫ, ПРОИСХОДЯЩИЕ ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА С КОМЕТНЫМИ АТМОСФЕРАМИ

Как уже было отмечено, на очень больших гелиоцентрических расстояниях поверхность кометного ядра не может быть нагрета солнечной радиацией до температур, приводящих к испарению замерзшего кометного вещества. Для комет, ядро которых состоит в основном из замерзшей воды, процесс испарения без образования жидкой фазы (возгонка) становится существенным на расстояниях порядка 2 а.е. На рис. 2, взятом из работы [3], представлено распределение скорости, плотности и температуры испаряющегося из кометного ядра газа, как функции расстояния кометы от Солнца (сферически-симметричная модель). Для расчета распределения этих параметров использовались закон Клаузиуса—Клапейрона

$$n_s = n_0 \frac{T_0}{T_s} \exp \left[\frac{L}{k N_A} \left(\frac{1}{T_0} - \frac{1}{T_s} \right) \right], \quad (2.1)$$

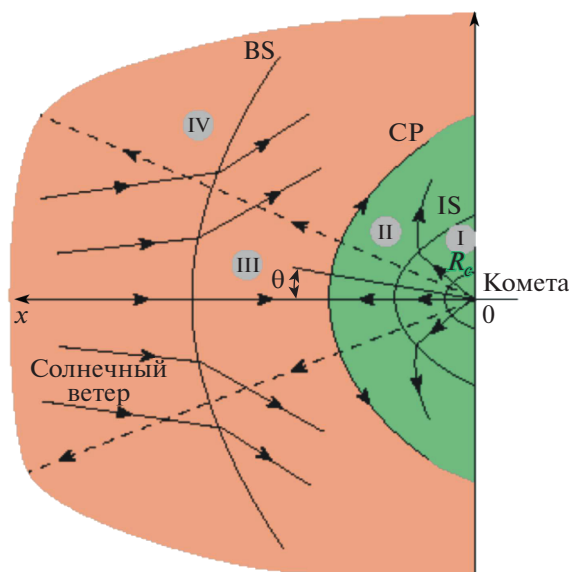


Рис. 1. Качественная картина взаимодействия солнечного ветра и кометной атмосферы [1]. *IS* – ударная волна торможения ионизованной (плазменной) компоненты кометного газа, *CP* – тангенциальный разрыв, разделяющий солнечный ветер и плазменную компоненту кометного газа, *BS* – головная ударная волна торможения солнечного ветра, *R* – “радиус расщепления”, после которого молекулы, истекающие из ядра кометы, становятся бесстолкновительными.

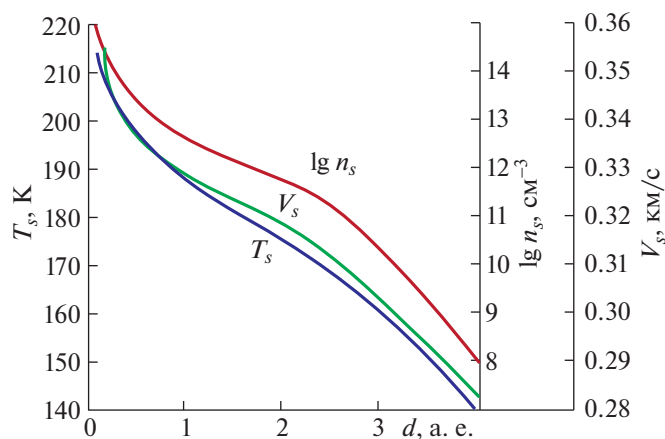


Рис. 2. Скорость V_s , плотность n_s и температура T_s испаряющегося с поверхности кометного ядра газа (например, молекул H_2O) как функция расстояния кометы от Солнца d (в астрономических единицах), полученные в работе [3].

и упрощенное уравнение энергии на поверхности ядра кометы

$$\frac{1 - A_s}{d^2} J = \epsilon_s \sigma T_s^4 + \frac{L}{N_A} n_s V_s. \quad (2.2)$$

Скорость истечения газа из кометного ядра в [3] считалась равной скорости звука и определялась по формуле

$$V_s = \sqrt{\frac{\gamma k T_s}{m_c}} \quad (2.3)$$

которая может быть верна только для слабо запыленных комет. В уравнениях (2.1)–(2.3) L – скрытая теплота испарения (для молекул воды $\sim 5.0 \times 10^{11}$ эрг/моль), J – солнечная постоянная,

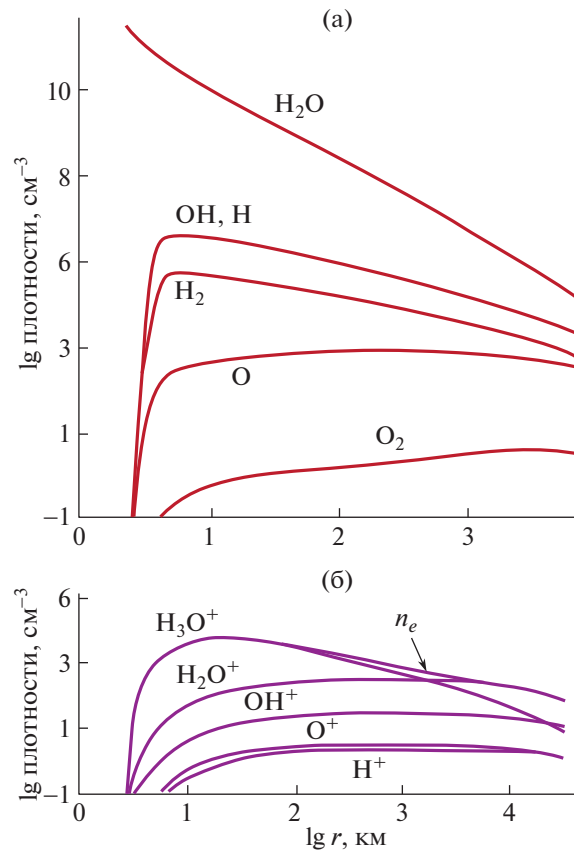


Рис. 3. Значения концентраций нейтральных атомов и молекул (а) и их ионов (б), образованных из родительских молекул воды вследствие процессов фотоионизации солнечным излучением как функций расстояния от кометного ядра, полученные в работе [4] при расстоянии от Солнца в 1 а.е.

A_s — болометрическое альbedo, ϵ_s — коэффициент солнечного излучения в инфракрасном диапазоне, σ — постоянная Стефана — Больцмана, N_A — число Авогадро, k — постоянная Больцмана, γ — удельная теплоемкость, n_0 и T_0 — принятые в [3] параметры для плотности и температуры ($1.94 \times 10^{19} \text{ см}^{-3}$ и 373°K соответственно).

В работе [4] уравнения (1.1)–(1.3) использовались в качестве граничных условий для расчета в одномерном приближении концентраций различных атомов, молекул и их ионов в результате химических реакций в расширяющемся потоке кометного газа, частицы которого подвержены фотоионизации солнечным излучением. Было принято в расчет 12 главных компонент (H_2O , OH , H , H_2 , O_2 , H_3O^+ , H_2O^+ , OH^+ , O^+ , H^+) и 27 химических реакций. Полученные в этой работе результаты представлены на рис. 3. Из этого рисунка видно, что на расстояниях от кометы $r > 10^3 \text{ км}$ преобладающим в кометной плазме становятся ионы воды, которые начинают активно тормозить полностью ионизованную водородную плазму солнечного ветра. Следует заметить, что сферически-симметричные модели, результаты которых представлены на рис. 2 и рис. 3, справедливы, во-первых, для быстро вращающихся комет и, во-вторых, для слабо запыленных, к которым относятся кометы Галлея и Чурюмова—Герасименко.

Рассмотрим более подробно те физико-химические процессы, которые важны для создания магнитогидродинамических моделей взаимодействия кометных атмосфер с солнечным ветром. Главное внимание в представляемом обзоре будет уделено кометам, атмосферы которых состоят, в основном, из молекул воды H_2O . К таким кометам относятся кометы Галлея и Чурюмова—Герасименко, т.е. те кометы, вблизи которых физические процессы исследовались при помощи приборов, установленных на космических аппаратах.

Одним из основных процессов в расширяющемся потоке испаряющихся с поверхности кометы молекул воды является их фотоионизация солнечным излучением



В результате этой реакции кометный газ становится частично ионизованным и начинает активно взаимодействовать с солнечным ветром. Сверхзвуковой поток частично ионизованного кометного газа, взаимодействуя со сверхзвуковым потоком солнечного ветра, приводит к образованию двух ударных волн и тангенциального разрыва, изображенных на рис. 1 [1]. До “радиуса расщепления” R молекулы воды, кроме того, испытывают процесс резонансной перезарядки



На расстоянии от кометного ядра $r > R$ молекулы воды свободно проникают в солнечный ветер, где продолжают процессы их фотоионизации и резонансной перезарядки с последующим “захватом” их ионов протонами солнечного ветра. Этот процесс приводит к возмущению потока плазмы солнечного ветра до головной ударной волны BS, как это видно из рис. 1. В солнечном ветре, как будет показано ниже, важной реакцией будет и процесс перезарядки молекул воды с протонами



Наличие межпланетного магнитного поля приводит к существенному усложнению создания моделей взаимодействия кометных атмосфер с солнечным ветром. Прежде всего это связано с тем, что магнитогидродинамические (МГД) модели должны быть трехмерными, поскольку межпланетное магнитное поле имеет спиральную структуру с ненулевым наклоном его силовых линий к оси комета — Солнце, а его давление влияет на форму и положение тангенциального разрыва CP.

3. МАТЕМАТИЧЕСКИЕ МОДЕЛИ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА С КОМЕТНЫМИ АТМОСФЕРАМИ

Пионерская работа [1], в которой изложены основные физические предпосылки для использования гидродинамического приближения с целью создания моделей взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами, инициировала большое количество теоретических работ для интерпретации экспериментальных данных по этой проблеме, полученных при помощи космических аппаратов. И если в марте 1986 г. пять таких аппаратов было запущено Россией, Европейским космическим агентством (ESA) и Японией к комете Галлея, то только через 28 лет (2014–2016 гг.) аппарату Розетта, запущенного ESA по сложной траектории к комете Чурюмова—Герасименко, удалось детально исследовать взаимодействие солнечного ветра с атмосферой этой кометы. Хотелось бы отметить две принципиальные разницы в характере исследований в двух этих событиях. Космические аппараты в 1986 г. почти мгновенно с большими скоростями пересекли область взаимодействия солнечного ветра с атмосферой кометы Галлея, но только аппарат Джотто смог пересечь кому этой кометы. Аппарат Розетта в течение двух лет с малой скоростью ~ 1 м/сек маневрировал в коме кометы Чурюмова—Герасименко, изредка выходя в солнечный ветер. Кроме того, эта комета относится к классу комет с малой интенсивностью истечения газа из кометного ядра, в то время как комета Галлея относится к классу комет с большой интенсивностью расхода кометного газа.

Взаимодействие солнечного ветра с атмосферой кометы Галлея

Впервые в работе [5] в рамках качественной модели в [1] был проведен полный численный расчет обтекания кометы Галлея солнечным ветром в осесимметричном приближении. В этой гидродинамической модели не учитывалось влияние межпланетного магнитного поля, которое в некоторых случаях может оказывать достаточно сильное влияние на положение и форму поверхностей сильного разрыва BS, CP и IS.

В рамках одножидкостного приближения осесимметричная модель для заряженной компоненты (далее плазменной компоненты) в областях I–IV на рис. 1 описывалась в работе [5] стационарными уравнениями сохранения массы, импульса и энергии в форме

$$\begin{aligned} \nabla \cdot \rho \mathbf{V} &= \tau^{-1} \rho_c \\ \mathbf{V} \cdot \nabla \mathbf{V} + \frac{1}{\rho} \nabla p &= \frac{\rho_c}{\rho} \tau^{-1} (\mathbf{W} - \mathbf{V}) + \nu_c (\mathbf{W} - \mathbf{V}) \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\mathbf{V} \cdot \nabla p + \gamma p \nabla \cdot \mathbf{V} = \frac{(\gamma - 1)}{2} \tau^{-1} \rho_c (\mathbf{W} - \mathbf{V})^2 + \frac{(\gamma - 1)}{2} v_c \rho \left[(\mathbf{W} - \mathbf{V})^2 + \frac{3\kappa}{2m_c} (T_c - T) \right]$$

и уравнением состояния

$$p = p(\rho, T). \quad (3.2)$$

В этих уравнениях $\mathbf{V}$ и $\mathbf{W}$ — скорости плазменной и нейтральной компонент (молекул воды) соответственно, τ — время фотоионизации молекул (2.4), v_c — частота столкновений нейтральных молекул, связанная с резонансной перезарядкой (2.5), индекс “с” относится к нейтральной компоненте. Остальные обозначения общеизвестны. Уравнение неразрывности для нейтральной компоненты имеет вид

$$\nabla \cdot \rho_c \mathbf{W} = -\tau^{-1} \rho_c - v_c \rho$$

и допускает аналитическое решение [3] во всех областях I–IV течения, если принять скорость нейтральных молекул постоянной и направленной радиально, т.е. $\mathbf{W} = \text{constant}$. Решение для распределения плотности молекул в этом случае будет иметь вид

$$\rho_c = \frac{G m_c}{4\pi W r^2} \exp\left(-\frac{r}{W\tau}\right) \quad (3.3)$$

где $G = 4\pi r^2 \rho_c W$ — расход истекающих из кометы молекул в единицу времени.

Уравнения (3.1)–(3.5) решены численно в [5] методом Бабенко-Русанова [6] с выделением поверхностей сильного разрыва, на которых удовлетворялись соотношения Рэнкина–Гюгоньо на ударных волнах и условия равенства давления и непротекания на тангенциальном (СР) разрыве. В качестве граничных условий использовались значения параметров истекающего с поверхности ядра кометы Галлея газа и параметры невозмущенного солнечного ветра. На рис. 4, взятом из [7], кривые 1 и 2 — положение и форма головной ударной волны торможения солнечного ветра BS, рассчитанные при значениях параметров солнечного ветра на 6-е и 14 марта 1986 г. Эти дни соответствуют времени пролета аппаратов Вега-1, Вега-2, Суисеи и Джотто вблизи кометы Галлея (их траектории показаны сплошными прямыми линиями). Кометодцентрические расстояния до этой ударной волны, полученные в экспериментах, с большой степенью точности были предсказаны в теоретической модели [5], как это видно из рис. 4. Интересно заметить, что в качестве характерного размера в этой модели было удобно принять

$$L = \left(\frac{G}{4\pi \rho_\infty V_\infty} \right)^{-1},$$

где ρ_∞ и V_∞ — плотность и скорость невозмущенного солнечного ветра. Оказалось, что кометодцентрическое расстояние до ударной волны BS по порядку величины совпадает с $L \sim 10^6$ км, что на два порядка превосходит расстояние до тангенциального разрыва СР. При этом торможение солнечного ветра в головной ударной волне определяется, в основном, процессом “нагружения” его кометными ионами, а не обтеканием “препятствия”, которым в рассматриваемом случае является тангенциальный разрыв. На рис. 5, взятом также из [7], демонстрируется хорошее совпадение измеренной на больших расстояниях от кометы скорости солнечного ветра вдоль траектории японского аппарата Суисеи с результатами теоретических расчетов. Из этого рисунка хорошо также видно время выхода аппарата из ударного слоя в сверхзвуковой поток солнечного ветра, которое совпадает с рассчитанным теоретически временем. Результаты, представленные на рис. 4 и рис. 5, показывают, что гидродинамическая модель для проблемы взаимодействия кометных атмосфер с солнечным ветром, предложенная в [1], хорошо описывает рассматриваемое физическое явление.

При исследовании течения солнечного ветра вблизи кометы Галлея на аппарате Вега-2 было обнаружено резкое исчезновение протонов солнечного ветра. Эта граница в работе [8] была названа “ионопаузой”. Существование такой границы было предметом дискуссий в научной литературе. На основании одножидкостного приближения (3.1)–(3.3) невозможно было рассчитать распределение плотностей протонов и “захваченных” солнечным ветром кометных ионов и теоретически обосновать существование такой резкой границы. В результате некоторых упрощающих предположений в системе уравнений (3.1)–(3.3), в [9] удалось в осесимметричном приближении рассчитать распределение концентраций “захваченных” молекулярных ионов и протонов солнечного ветра. Результаты этих расчетов, представленные на рис. 6, показывают, что так

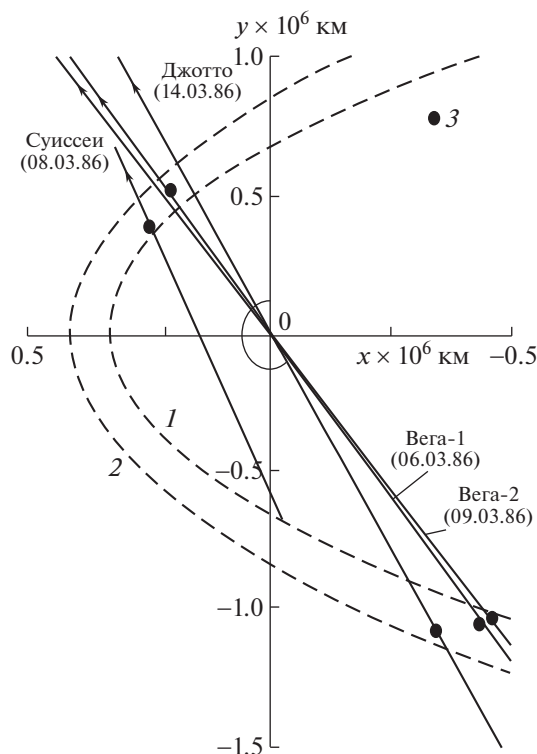


Рис. 4. Траектории аппаратов Джотто, Вега-1, Вега-2 и Суисей во время их пролета около кометы Галлея в марте 1986 г. Пунктирные линии — положение и форма головной ударной волны BS, рассчитанные в работе [7]. 1 — в условиях пролета аппаратов Вега и Суисей, 2 — во время пролета аппарата Giotto. Черные точки 3 — место пересечения головной ударной волн аппаратами в марте 1986 г.

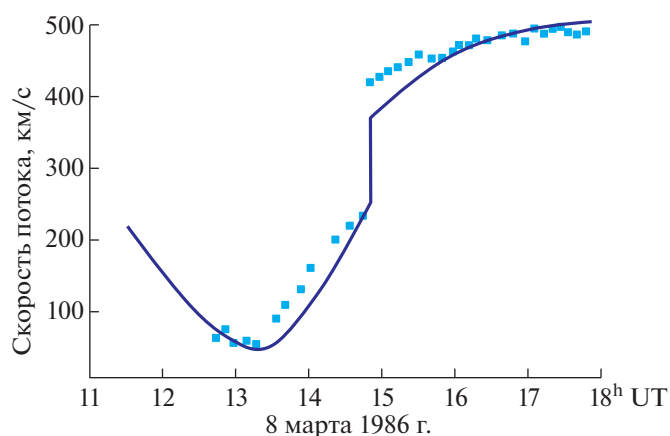


Рис. 5. Пересечение головной ударной волны и вход в солнечный ветер японского аппарата Суисей. Сплошная линия — теоретическая кривая [7], точки — экспериментальные данные.

называемая “ионопауза” является границей резкого уменьшения концентрации протонов солнечного ветра по сравнению с “захваченными” ионами при приближении к тангенциальному разрыву СР, после чего протоны практически не детектируются (а не “исчезают”) приборами, установленными на космическом аппарате Вега-2. В работе [10] в трехмерном приближении, учитывающем влияние межпланетного магнитного поля, этот эффект был подтвержден.

Как было указано выше, только аппарат Джотто смог пересечь границу, разделяющую плазму солнечного ветра и плазменную компоненту кометного газа, т.е. пересечь тангенциальный раз-

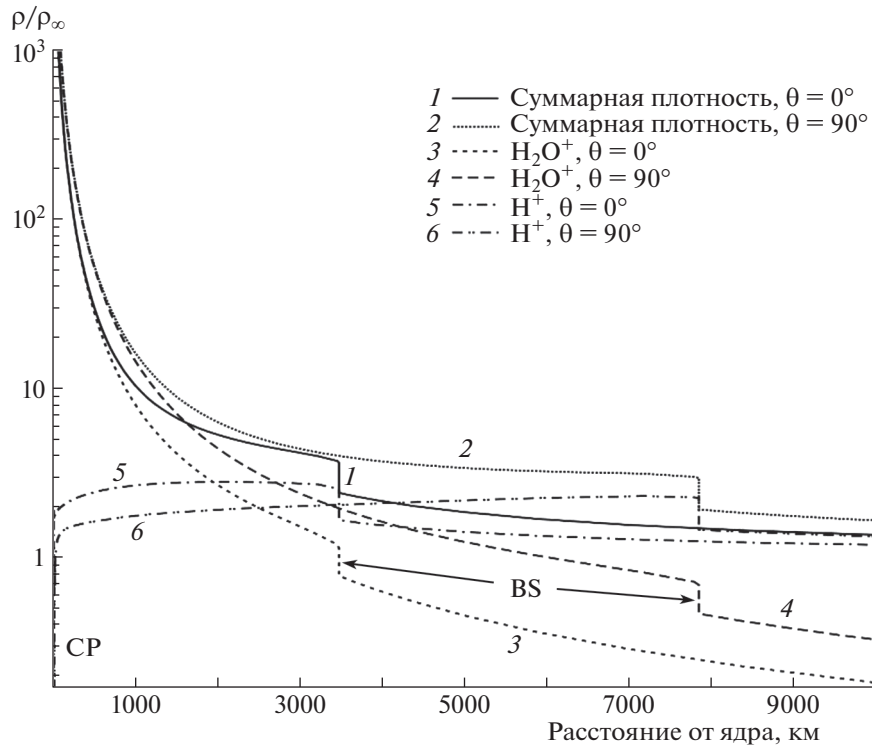


Рис. 6. Плотность протонов и “нагруженных” водяных ионов солнечного ветра как функции комето-центрического расстояния вдоль оси симметрии и в перпендикулярном к ней направлении [9].

рыв CP и войти в кому кометы Галлея. Кометы не имеют собственного магнитного поля. Поэтому пересечение аппаратом Джотто этой границы сопровождалось довольно резким исчезновением межпланетного магнитного поля (вход в область magnetic cavity). Сильные разрывы существуют только в рамках идеальной жидкости, использованной в модели [7], а в реальных условиях они всегда имеют свою структуру. На рис. 7, взятом из работы [11], приведены данные магнитометра, полученные на аппарате Джотто в марте 1986 г. при его пересечении комы кометы Галлея. Как показано в работах [11] и [12], экспериментальная толщина области резкого падения магнитного поля (толщина структуры тангенциального разрыва) вблизи кометы Галлея ~25 км. Эта область входа в кому кометы была пересечена примерно за 2 мин, как видно из рис. 7. В работе [13] была предпринята попытка объяснить толщину и структуру этой области резкого падения межпланетного магнитного поля эффектом Холла. Для оценки использовалось уравнение индукции магнитного поля, которое в безразмерном виде имеет вид

$$St \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \text{rot}[\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}] + \frac{1}{\text{Re}_m} \nabla^2 \mathbf{B} + \frac{\omega_e \tau_e}{\text{Re}_m} [(\text{rot} \mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B} - \mathbf{B} \cdot \text{rot} \mathbf{B} + \dots] + \dots, \quad (3.4)$$

Здесь St — число Струхалия, Re_m — магнитное число Рейнольдса, ω_e — циклотронная частота вращения электронов, τ_e — время их свободного пробега. Поскольку в рассматриваемом случае всегда $\omega_e \tau_e \gg 1$, то третий член справа в уравнении (3.4), определяющий токи Холла, всегда много больше второго члена, определяющего джоулевую диссипацию. В стационарном случае, приравняв первый и третий члены справа, для толщины тангенциального разрыва Δ_h получаем формулу

$$\Delta_h \sim \frac{c B_0}{4\pi e n_e V_0}, \quad (3.5)$$

где B_0 и V_0 — значения магнитного поля и скорости плазмы в невозмущенном солнечном ветре, n_e — концентрация электронов в кометной плазме, e — заряд электрона, c — скорость света. Подстановка в эту формулу экспериментальных данных, полученных магнитометром, установлен-

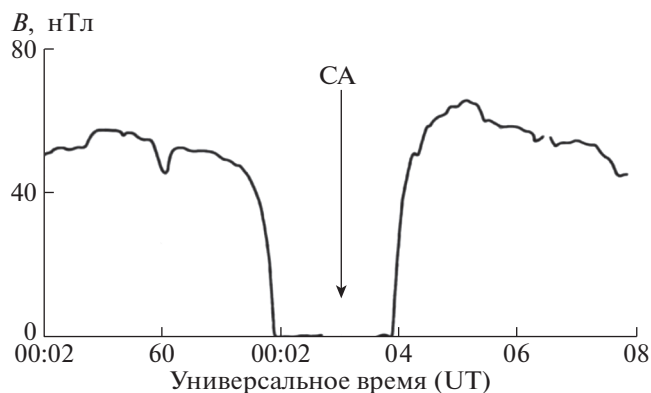


Рис. 7. Данные магнитометра, полученные на аппарате Джотто в марте 1986 г. при его пересечении комы кометы Галлея [11].

ным на аппарате Джотто, приводит к оценке ~ 30 км, которая хорошо совпадает с экспериментальной оценкой [11] и [12].

После завершения полета к комете Галлея аппарат Джотто, выполняя разработанную для него научную программу, провел исследования вблизи кометы Григга–Шеллерупа при максимальном сближении с этой кометой 10 июля 1992 г. Модельное представление обтекания головной части этой кометы солнечным ветром впервые, в осесимметричном газодинамическом приближении без учета магнитного поля, было получено в работе [14]. На рис. 8 показана предполагаемая геометрическая картина обтекания кометы Григга–Шеллерупа, рассчитанная в модели работы [15] в трехмерном МГД-приближении. Из этого рисунка видно, что межпланетное магнитное поле достаточно сильно влияет на хвостовую область рассматриваемого течения. Хотя эту область и не пересекала траектория аппарата Джотто, но в этой модели достаточно хорошо был предсказан вход этого аппарата в область дозвукового солнечного ветра т.е. пересечение головной ударной волны BS. Сопоставление измеренных распределений плазменных параметров возмущенного солнечного ветра в этой области [16] с расчетами по модели в [15], вновь показало хорошее соответствие измеренных и рассчитанных распределений параметров. Поскольку комета Григга–Шеллерупа, в отличие от кометы Галлея, принадлежит к классу комет с малой интенсивностью истечения газа из кометного ядра, то можно говорить, что газодинамическая модель в [5] удовлетворительно работает для целого диапазона этих небесных тел и, в частности, для кометы Чурюмова–Герасименко.

Миссия аппарата Розетта к комете Чурюмова–Герасименко

С начала первого десятилетия XXI в. научный интерес к проблеме взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами сильно возрос в связи с запуском в 2004 г. аппарата Розетта к комете Чурюмова–Герасименко. И если в 1986 г. несколько аппаратов с очень большими скоростями (~ 100 км/с) почти мгновенно прошли вблизи кометы Галлея на разных расстояниях от кометного ядра, то аппарат Розетта в течение двух лет (2014–2016 гг.) маневрировал в области комы кометы Чурюмова–Герасименко с редким выходом в солнечный ветер и с очень малыми скоростями (~ 1 м/с). Этот факт привел к выводу, что при построении математических моделей рассматриваемой проблемы в первом случае можно было строить стационарные модели, а во втором необходимо было считаться с изменением расхода газа из кометного ядра при движении кометы по своей траектории маневрирования вокруг комы этой кометы.

Замкнутая система МГД-уравнений одножидкостного приближения для частично ионизованной плазмы, сформулированная в работе [17] для создания модели взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами, состоит из уравнений сохранения массы для плазмы, состоящей из электронов, протонов, ионов воды и их молекул

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{V}) = q, \quad \nabla \cdot (\rho_n \mathbf{W}) = -q_n, \quad \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_i \mathbf{V}) = \mathbf{v} \rho_n + \rho_p \mathbf{v}_{pn} \frac{m_i}{m_p}, \quad (3.5)$$

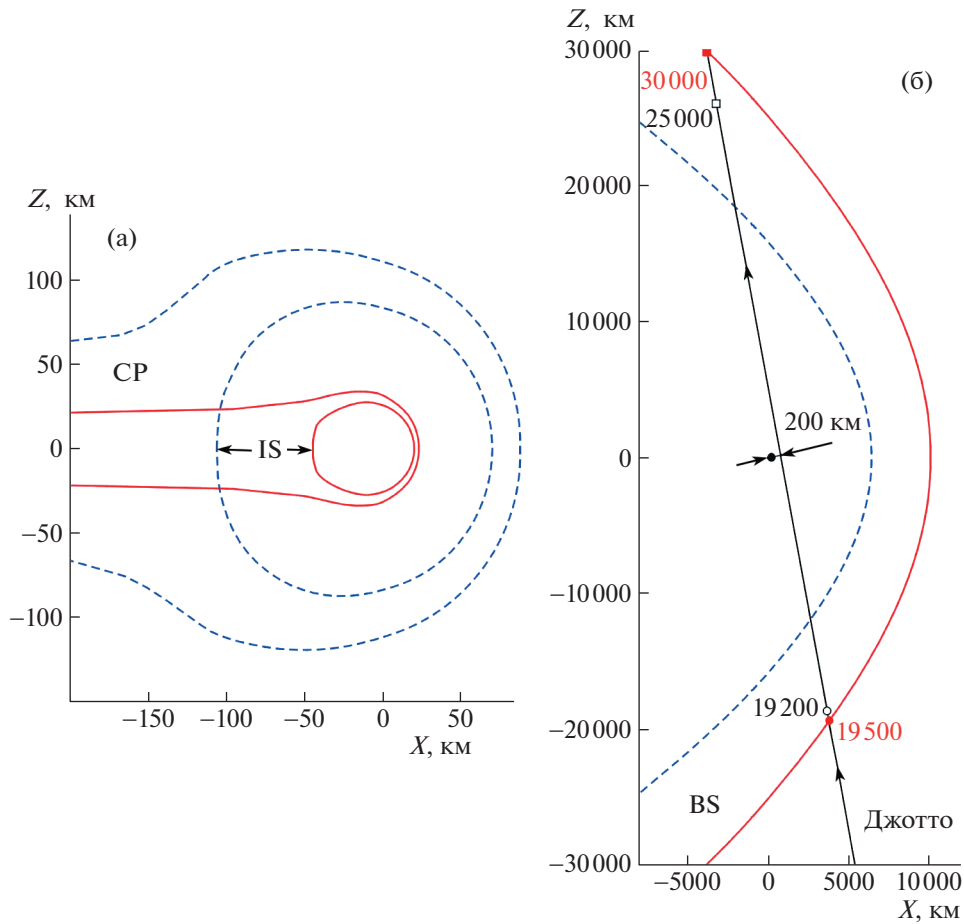


Рис. 8. Поверхности сильного разрыва вблизи кометы Григга–Шеллерупа и влияние на них межпланетного магнитного поля согласно модели в [15]. Детектированное приборами на Джотто пересечение головной ударной волны в [16] обозначено кружками.

уравнений движения и энергии для смеси

$$\frac{\partial \rho \mathbf{V}}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\rho \mathbf{V} \mathbf{V} + \left(p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \mathbf{I} - \frac{\mathbf{B} \mathbf{B}}{4\pi} \right] = v_{pn} \rho_n \mathbf{W} + v_{in} \rho_i (\mathbf{W} - \mathbf{V}) + v_{pn} \rho_p \left(\frac{m_i}{m_p} \mathbf{W} - \mathbf{V} \right), \quad (3.6)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot \left[\left(E + p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \mathbf{V} - \frac{(\mathbf{V} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B}}{4\pi} \right] = & v_{pn} \rho_n \frac{W^2}{2} + v_{in} \rho_i \left(\frac{W^2}{2} - \frac{V^2}{2} - \frac{3k_B}{2m_i} T_i \right) + \\ & + v_{pn} \rho_p \left(\frac{m_i W^2}{2m_p} - \frac{V^2}{2} - \frac{3k_B}{2m_p} T_p \right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

и уравнений, определяющих магнитное поле, а именно, уравнения индукции магнитного поля и условия его соленоидальности

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{V} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{V}) = 0, \quad \nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \quad (3.8)$$

В отличие от системы уравнений (3.1)–(3.3), использованной в работах [5] и [7] для построения осесимметричной и стационарной газодинамической модели взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами, система МГД-уравнений (3.5)–(3.7), кроме резонансной перезарядки (2.5), учитывает процесс перезарядки молекул воды с протонами солнечного ветра (2.6) и влияние межпланетного магнитного поля на рассматриваемое течение. В этих уравнениях v , v_{in} и v_{pn} — коэффициенты фотоионизации, резонансной перезарядки молекул воды с их ионами и

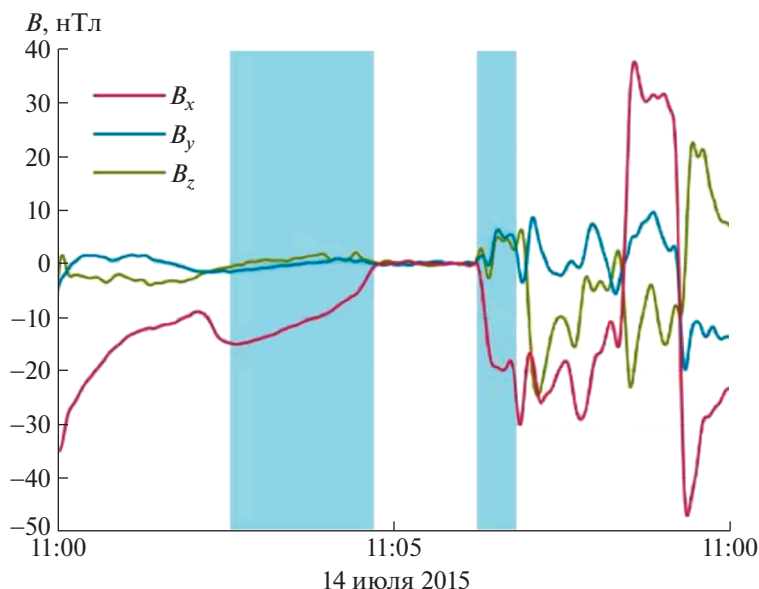


Рис. 9. Первый вход (и выход) в одиночную переходную область (magnetic cavity) 14 июля 2015 г. Goetz et al., (MNRAS, 2016).

перезарядки протонов солнечного ветра с молекулами воды соответственно. Как будет видно ниже, эти процессы привели к объяснению многих физических явлений, которые были детектированы при экспериментальном исследовании кометы Чурюмова–Герасименко на аппарате Розетта.

Впервые вход из солнечного ветра в кому кометы Чурюмова–Герасименко был зафиксирован 14 июля 2015 г., внутри которой аппарату Розетта предстояло проводить исследования более двух лет. На рис. 9 приводятся данные магнитометра, установленного на этом аппарате и опубликованные в работе [18]. Из этого рисунка видно, что аппарат в течение нескольких минут находился в области нулевого магнитного поля, т.е. в области кометной комы (magnetic cavity), после чего снова вышел в солнечный ветер. Аналогичный вход (и выход) в одиночную область нулевого магнитного поля был зафиксирован только 25 ноября 2015 г. Однако, кроме одиночных областей входа аппарата в magnetic cavity, были обнаружены и кластерные образования [19], что показывается на рис. 10, взятом из этой работы. Обнаружение кластеров привело многих авторов к выводу, что тангенциальный разрыв является неустойчивым образованием, а причиной неустойчивости является разность скоростей на СР, т.е. неустойчивость Кельвина–Гельмгольца. Неустойчивость границы раздела между солнечным ветром и плазменной компонентой кометного газа в окрестности кометы Чурюмова–Герасименко, движение этой кометы по траектории вокруг Солнца с изменяющимся расходом кометного газа вместе с длительным и медленным маневрированием аппарата Розетта вблизи этой кометы привели к необходимости создания нестационарной модели рассматриваемого явления. Учет же магнитного поля приводит к нарушению осевой симметрии течения. В отличие от модели в работе [5] для кометы Галлея, МГД-модель для кометы Чурюмова–Герасименко должна быть трехмерной и нестационарной. Ситуацию несколько облегчает то обстоятельство, что при движении кометы по своей траектории расход газа с ее поверхности под действием солнечного излучения меняется слабо. Это приводит к возможности использования квазистационарной модели для интерпретации экспериментальных данных при заданном расходе. Стационарные и трехмерные решения уравнений (3.5)–(3.8) во время нахождения аппарата Розетта вблизи перигелия получены в работе [20] (грубая ошибка редакции при публикации этой работы исправлена в [21]) при соответствующих данных по расходу испаряющегося газа с поверхности кометы Чурюмова–Герасименко. При этом в работе [20] для расчета параметров взаимодействия солнечного ветра с атмосферами комет использовались современные численные методы (типа обобщения метода Годунова для решения МГД-проблем). В отличие от других исследований по МГД-моделированию взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами (см., например, [22] и [23]), в которых использовался сквозной метод численных расчетов, в работе [20] вычисления были выполнены с выделением поверхностей

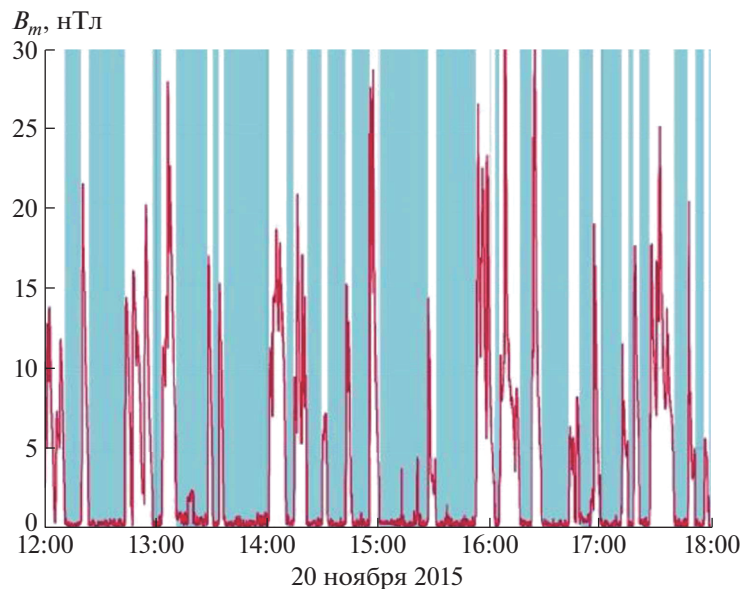


Рис. 10. Кластеры входа (и выхода) в области magnetic cavity в коме кометы Чурюмова—Герасименко Henri et al. (2017).

сильного разрыва, что дает возможность точно удовлетворять соотношениям Рэнкина—Гюгоннио на ударных волнах и МГД — условиям на тангенциальном разрыве. Кроме того, полученный в [17] критерий дает возможность избежать предположения о релаксации температур компонент плазмы, т.е. такая одножидкостная модель справедлива и для разнотемпературной плазмы.

Геометрическая картина поверхностей сильного разрыва, возникающих при обтекании кометы Чурюмова—Герасименко и смоделированная в [20], представлена на рис. 11. На этом рисунке результаты квазистационарной модели даны для двух гелиоцентрических расстояний и достаточно хорошо описывают масштабы и форму этих поверхностей, но, конечно, не отражают осциллирующий характер тангенциального разрыва СР. Из этого рисунка также видно, что межпланетное магнитное поле почти не влияет на кометоцентрическое расстояние до головной ударной волны, но его влияние на размеры комы довольно существенно. Детальное сравнение результатов этой МГД-модели с данными экспериментов, полученных во время маневрирования аппарата Розетта вблизи кометы Чурюмова—Герасименко, представлены на рис. 12 и рис. 13, взятым также из работы [20]. Данные магнитометра, установленного на аппарате Розетта, на рис. 12 сравниваются с результатами модельных представлений о влиянии кометной атмосферы на межпланетное магнитное поле на различных гелиоцентрических расстояниях. Из этого рисунка видно, что МГД-модель в работе [20] в среднем хорошо описывает сильно флуктуирующие данные магнитометра по сравнению с гибридной моделью [24], в которой ионы обрабатываются как отдельные частицы, а электроны — в безмассовом приближении. На этом рисунке приведено также распределение магнитного поля согласно невозмущенной паркеровской спирали. Смоделированные расстояния до поверхностей сильного разрыва BS, СР и IS вместе с кометоцентрическим расстоянием аппарата Розетта вдоль его траектории представлены на рис. 13. Заметим, что на расстоянии $R = 2$ а.е. модель в [20] дает кометоцентрическое расстояние до BS, равное примерно 1000 км, в то время, как гибридная модель [24] дает эту величину в два раза меньше. Заметим также, что в МГД-модели расстояние до границы СР всюду меньше кометоцентрического расстояния аппарата, т.е., согласно модели, Розетта должна была находиться почти все время вне комы кометы. Только на расстоянии $R = 1.24$ а.е. вход аппарата в область magnetic cavity совпадает с модельным расстоянием до СР. Здесь следует заметить, что при $R \geq 2$ а.е., когда расход газа с поверхности кометы очень мал, граничные условия накладываются на саму поверхность (сфера, радиусом в 2 км).

Интересно отметить, что при обтекании кометы Чурюмова—Герасименко солнечным ветром вблизи тангенциального разрыва была обнаружена область резкого уменьшения плотности протонов по сравнению с плотностью “нагруженных” ионов, которая ранее была детектирована и на аппарате Вега-2 [10] вблизи кометы Галлея (см. рис. 6). Учет перезарядки, как будет видно

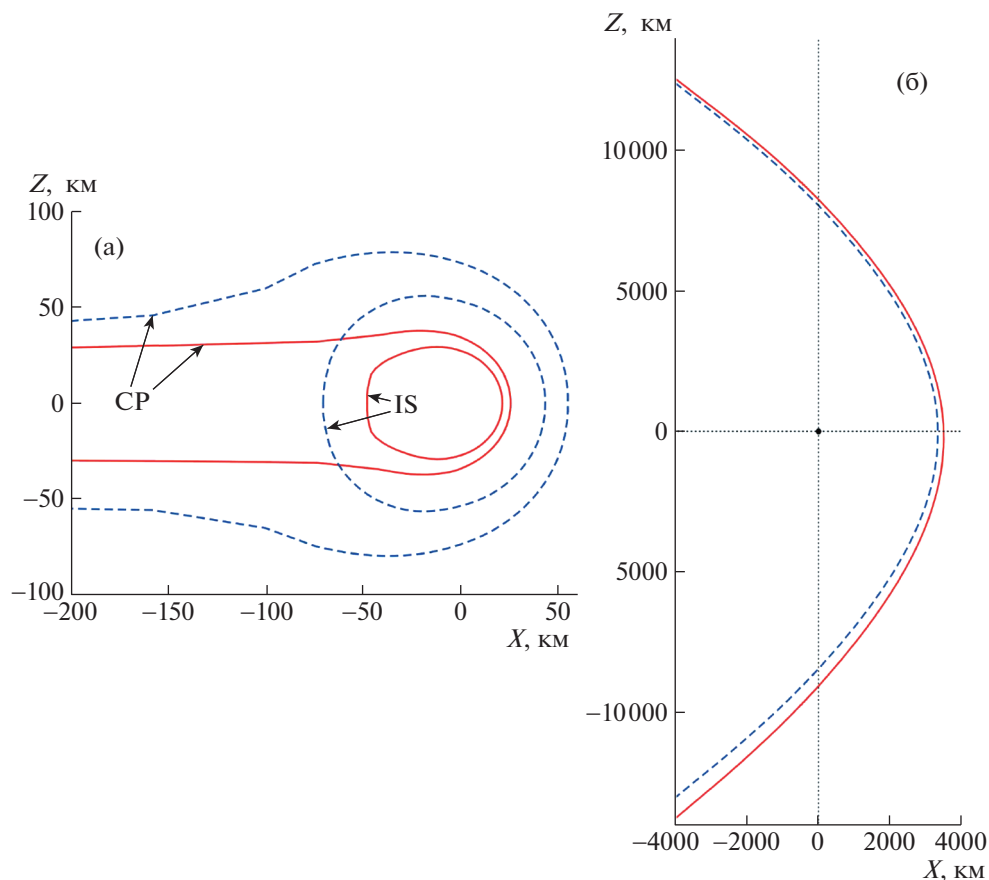


Рис. 11. Возможное положение и форма поверхностей сильного разрыва, возникающих при $(\mathbf{B}_\infty \mathbf{V}_\infty) = 52^\circ$ во взаимодействии солнечного ветра с атмосферой кометы Чурюмова–Герасименко. Сплошные линии – магнитное поле учитывается [15]. $R = 1.3$ а.е. $W = 1$ км/с, $G = 5 \times 10^{27}$ л/с, $n_\infty = 6$ см $^{-3}$, $V_\infty = \frac{400 \text{ км}}{с}$, $B_\infty = 4.9 n T$, $\lambda = 1.710^6$ км.

ниже, приводит к еще более сильному проявлению этого эффекта, который соответствует обтеканию СР, фактически, “нагруженным” ионами, а не протонами солнечного ветра.

Поскольку кометы не имеют собственного магнитного поля, то межпланетное магнитное поле не может проникнуть в кому кометы, в которой образуется диамагнитная полость. Наличие такой полости впервые было предсказано в пионерской работе [1] и подтверждено многочисленными расчетами. Как нами было уже отмечено, впервые вход в диамагнитную область (magnetic cavity) был осуществлен космическим аппаратом Джотто при исследовании кометы Галлея в 1986 г. Однако почти мгновенное пересечение этой границы не смогло определить форму СР, хотя точки ее пересечения достаточно хорошо совпали с численным моделированием. Только длительное маневрирование аппарата Розетта вблизи кометы Чурюмова–Герасименко при многочисленном пересечении тангенциального разрыва (около 600 раз на разных гелиоцентрических расстояниях) дало возможность определить флуктуационный характер этой границы. Расчеты, сделанные в [20], проводились в соответствии с приближенной зависимостью скорости испарения газа Q с поверхности ядра кометы от гелиоцентрического расстояния, предложенной в [25]. Кластеры и одиночные области исчезновения магнитного поля, обнаруженные на аппарате Розетта, привели к необходимости сравнить толщину их переходных областей (структуры СР) с данными, полученными магнитометром, установленным на аппарате Джотто при его пролете вблизи кометы Галлея в марте 1986 г. (рис. 7). В работе [15] попытка оценить эту толщину на основе учета токов Холла в рамках стационарной МГД-модели оказалась удачной. Оценка в 30 км с большой степенью точности совпала с данными эксперимента в 1986 г. Такая же попытка оценить толщину СР в случае кометы Чурюмова–Герасименко закончилась неудачей [20], что можно было бы объяснить нестационарным характером разрыва. К этому же выводу привел и анализ

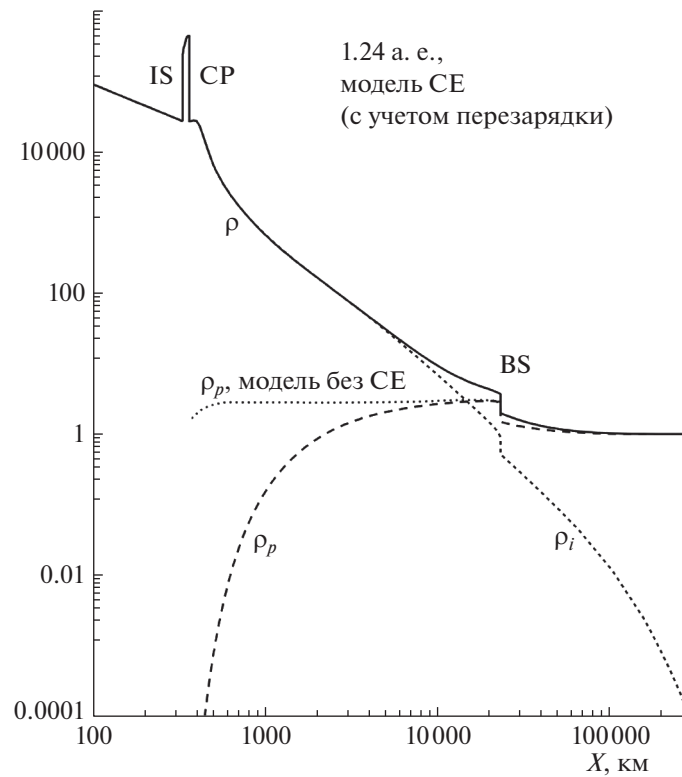


Рис. 12. Влияние перезарядки на плотность протонов и “нагруженных” водяных ионов солнечного ветра как функции комето-центрического расстояния [26].

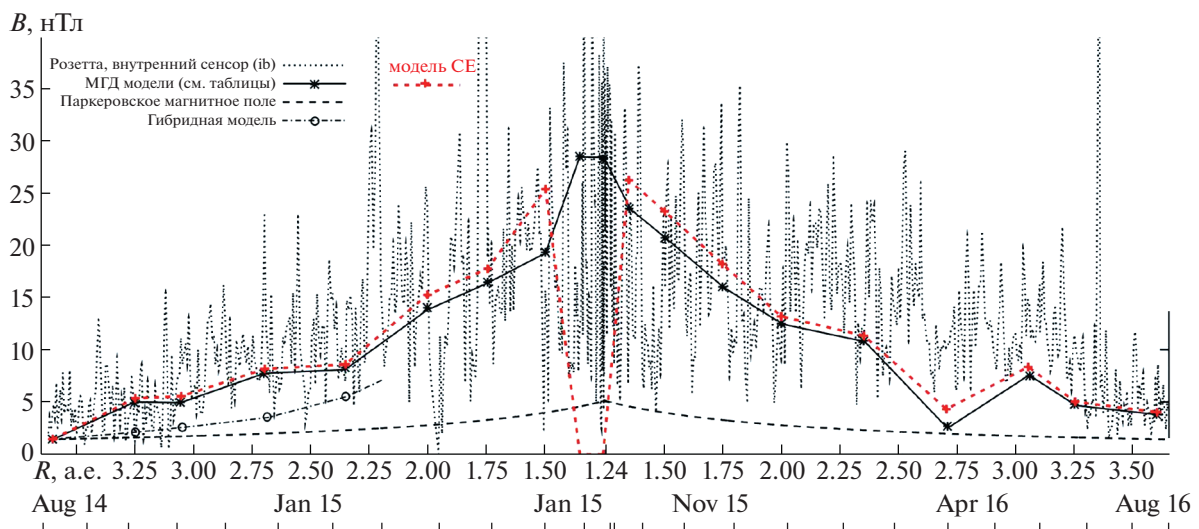


Рис. 13. Модельное и наблюдаемое распределения межпланетного магнитного поля вдоль траектории аппарата Розетта. Линия, окрашенная в красный цвет, обозначает учет резонансной перезарядки (модель СЕ).

статистических данных о средней, максимальной и минимальной продолжительности пребывания Розетты в областях с нулевым магнитным полем, которые были собраны для более чем 600 случаев. Из этих данных в работе [20] было сделано заключение, что формула, выведенная в [15] для стационарного случая, не работает в случае кометы Чурюмова–Герасименко. Проблеме устойчивости тангенциального разрыва, разделяющего солнечный ветер и плазменную компоненту кометного газа применительно к комете Чурюмова–Герасименко, посвящена работа [26].

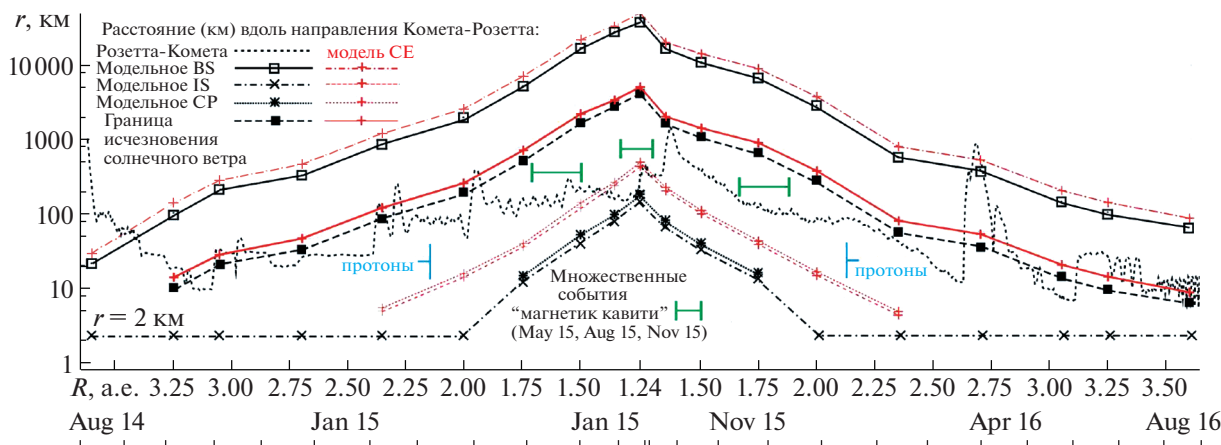


Рис. 14. Расстояния от ядра кометы до сильных разрывов в моделях, и траектория аппарата Розетта. Вертикальные прямые, окрашенные в зеленый цвет, соответствуют “исчезновению” протонов солнечного ветра, горизонтальные относятся к входу аппарата Розетта в область magnetic cavity [20].

Как обычно, для исследования проблем устойчивости сначала формулируется стационарное решение для течения, которое исследуется на устойчивость, после чего на это решение накладываются малые возмущения. Если малые возмущения нарастают со временем, то такое течение будет неустойчивым. В работе [26] за основное течение принимается стационарное решение уравнений (3.5)–(3.8) для проблемы взаимодействия солнечного ветра с атмосферой кометы Чурюмова–Герасименко, результаты которого приведены на рис. 11–15. На этих рисунках ось Ox направлена от кометы к Солнцу, плоскость терминатора Oyz перпендикулярна оси Ox и проходит через центр кометного ядра, скорость солнечного ветра и межпланетное магнитное поле лежат в плоскости Oxz . Стационарное решение, достаточно хорошо совпадающее с экспериментальными данными, было получено в [26] при введении небольшой поправки в “источниковых” членах с резонансной перезарядкой в виде невозмущенной (постоянной) плотности ионов поперек тонкого слоя между IS и CP. Нестационарное решение, которое вносит малые возмущения на стационарное, получается путем отказа от этого упрощающего предположения. При этом резонансная перезарядка в нестационарном решении учитывается во всем поле течения.

На рис. 15 показаны отношения плотностей (A и B) и относительных скоростей (C и D) с двух сторон тангенциального разрыва, полученные в решении стационарной задачи. Из этого рисунка и из рис. 11 также видно, что в модели [26] описывается длинный хвост области взаимодействия. Этот хвост примерно в 100 раз превышает расстояние от ядра кометы до ударной волны в точке апекса. Модель показала, что хвост отклонен, а геометрия его поперечного сечения изменяется вследствие влияния межпланетного магнитного поля. Однако это отклонение от оси Ox является слабым (между 1° и 1.5°). Поскольку хвост довольно длинный, то область, где нет CP, составляет долю градуса. Это практически незаметно на рис. 11 и рис. 13. Из рис. 13 видно, что относительная скорость на CP уменьшается, что подавляет неустойчивость Кельвина–Гельмгольца, а скачок плотности увеличивается, создавая, таким образом, вероятность развития неустойчивости Рэлея–Тейлора. Возрастание плотности при приближении к тангенциальному разрыву обеспечивается радиальной силой, связанной с процессами перезарядки, т.е. силой, аналогичной силе гравитации в классической проблеме неустойчивости Рэлея–Тейлора.

Решение задачи об устойчивости рассматриваемого тангенциального разрыва CP в работе [27] было основано, во-первых, на численном решении уравнений (3.5)–(3.8) нестационарной задачи, а во-вторых, на анализе дисперсионного уравнения для малых возмущений, которое справедливо для возмущений с длинами волн, много меньших радиуса кривизны поверхности CP (плоский случай). Результат численного решения дисперсионного уравнения приведен на рис. 16, который в плоскости волновых чисел k_x, k_y отделяет область устойчивости тангенциального разрыва (справа от белой линии) от области неустойчивости. Точка A показывает значение k_x на кривой нейтральной устойчивости при $k_y = 0$, а в точке B – максимальный инкремент нарастания неустойчивости на той же оси. На рис. 17 показано решение нестационарной задачи через три минуты (в реальном времени) от начала эволюции приближенного стационарного реше-

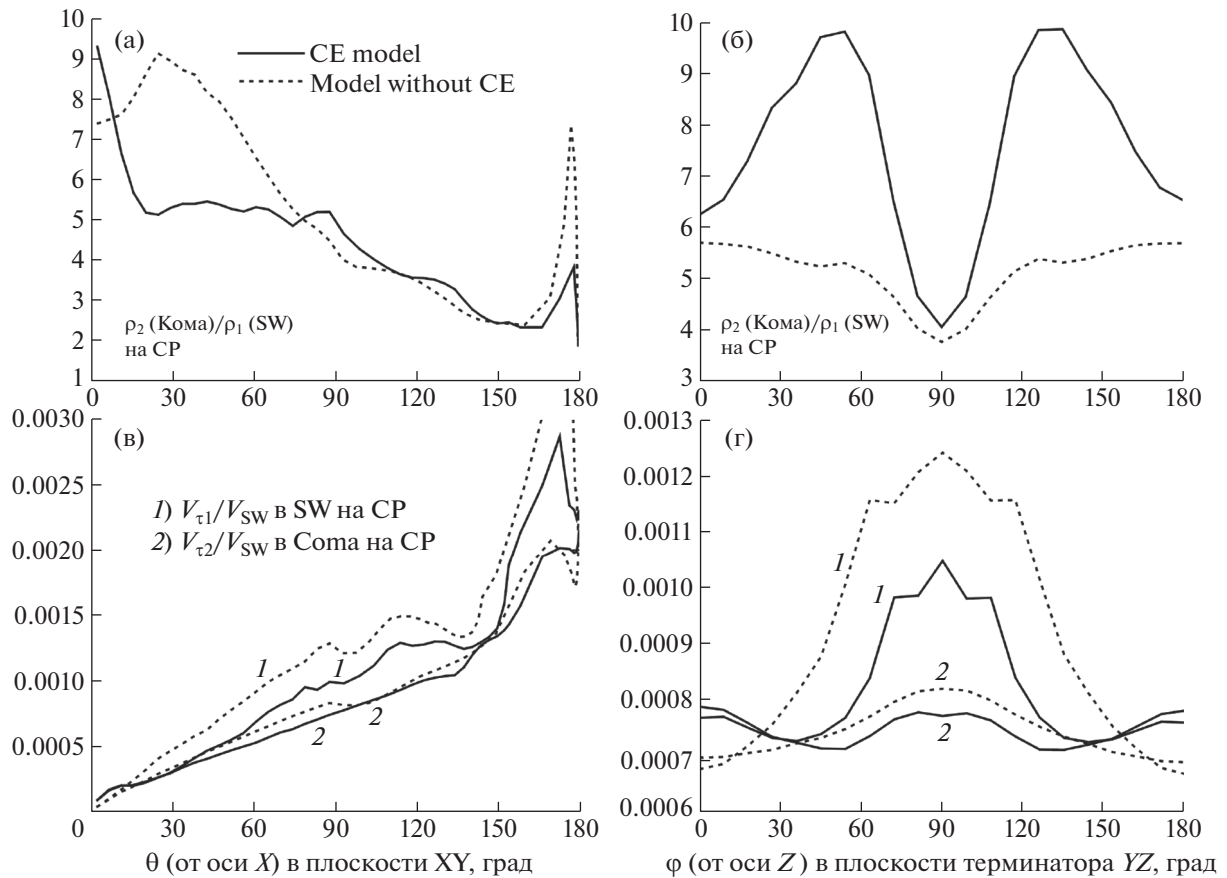


Рис. 15. Отношение плотностей (а и б) и скоростей (в и г) с двух сторон от тангенциального разрыва [26].

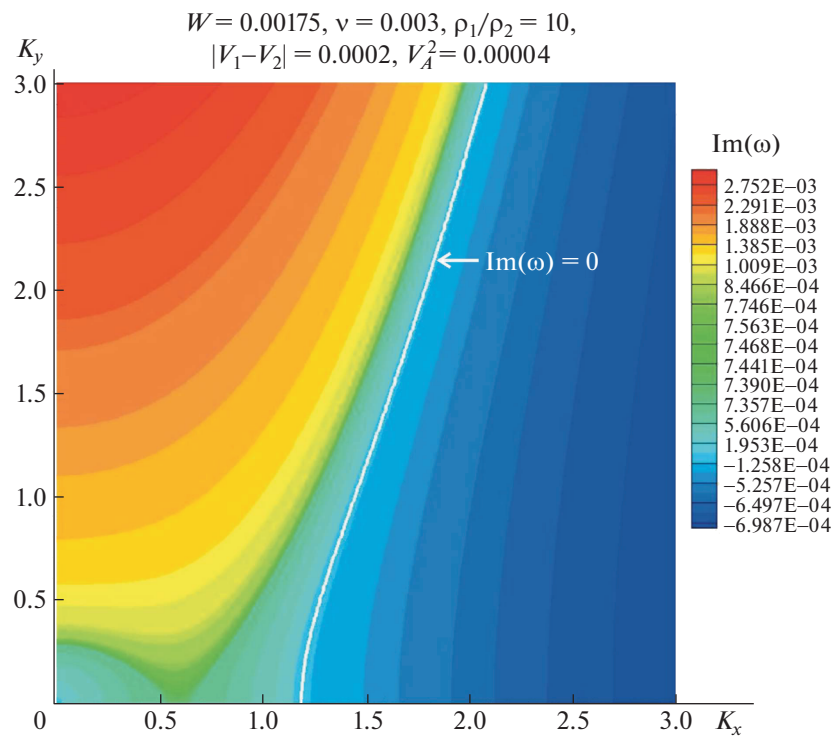


Рис. 16. Нейтральная кривая $\text{Im}(\omega) = 0$, разделяющая в плоскости волновых чисел k_x, k_y область устойчивости (справа) тангенциального разрыва от области неустойчивости (слева) [26]. Точка $(k_x = 0.5, k_y = 0)$ соответствует максимальному инкременту нарастания возмущений.

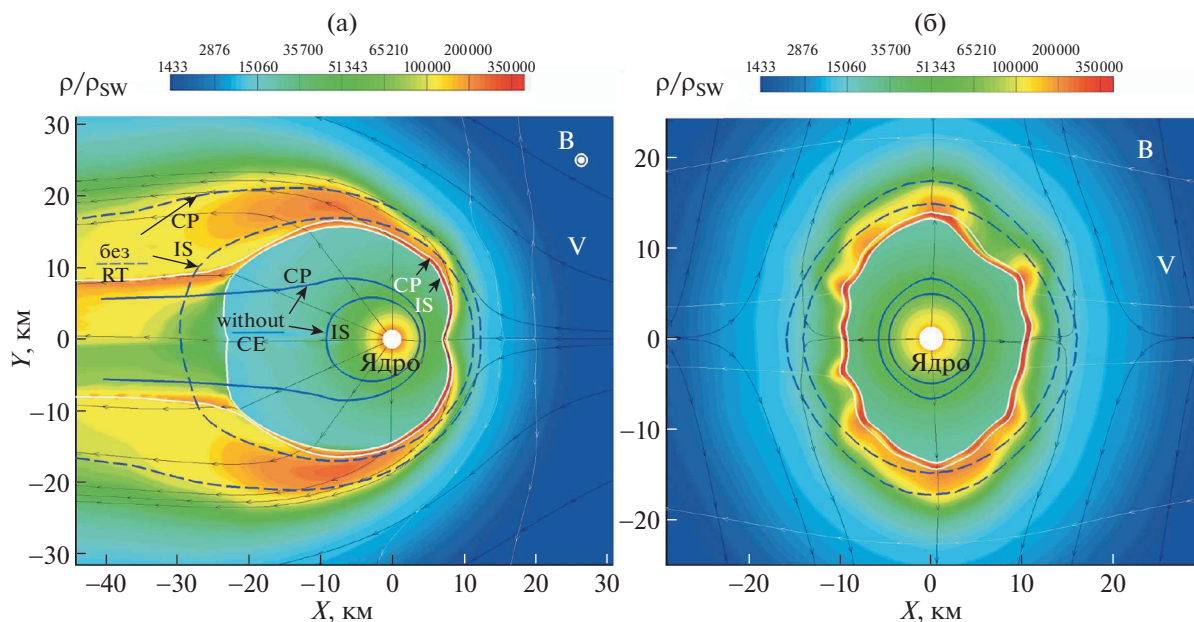


Рис. 17. Двумерное распределение безразмерной плотности заряженной компоненты в плоскости (x, y) (панель А) и в плоскости терминатора (y, z) (панель В) в нестационарном решении по истечении 3 мин (реального времени). Штриховыми и сплошными линиями синего цвета показаны положения поверхностей IS и CP в стационарном решении с учетом перезарядки и без перезарядки соответственно. Положения IS и CP для нестационарного решения в указанный момент времени показаны белым цветом [26].

ния. При этом стационарное состояние вычисляется для параметров, соответствующих гелиоцентрическому расстоянию в 2. а.е. Положения IS и CP в стационарном решении показаны пунктирными линиями. Сплошными линиями показаны положения этих поверхностей, рассчитанные без учета процессов перезарядки. Панель А показывает поперечное сечение области взаимодействия плоскостью, перпендикулярной магнитному полю, а панель В соответствует плоскости терминатора. Линии со стрелками показывают проекции линий тока на соответствующие плоскости.

Из этих рисунков видно, что проявление неустойчивости Рэля–Тейлора наиболее наглядно проявляется в искажении формы тангенциального разрыва и в уменьшении толщины области между CP и IS в плоскости терминатора (б), хотя эту неустойчивость можно видеть и вблизи критической точки CP (а). В хвостовой же области течения неустойчивость Кельвина–Гельмгольца практически не наблюдается.

Обычно классический пример проявления неустойчивости Рэля–Тейлора связывается с влиянием гравитации. Неожиданный пример появления аналога такой неустойчивости продемонстрирован в цитированной выше работе [26], в которой роль гравитации играют силы, связанные с процессами перезарядки молекул воды, истекающих из ядра кометы, с протонами и “нагруженными” молекулярными ионами солнечного ветра. Интересно заметить, что аналог неустойчивости Рэля–Тейлора был продемонстрирован также в работе [27], в которой рассматривается неустойчивость границы солнечного ветра (гелиопаузы) под действием сил, связанных с ускорением гелиосферного ударного слоя по направлению к межзвездной среде.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основное внимание в настоящем обзоре уделяется проблеме взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами. Исследования в этой области стали возможными после уникальных миссий космических аппаратов к кометам Галлея (март 1986 г.) и к комете Чурюмова–Герасименко (2014–2016 гг.). Особая роль в этих исследованиях принадлежит двум космическим аппаратам, запущенным Европейским космическим агентством (ESA), а именно, аппаратам Джотто и Розетта (запуск был осуществлен в 2004 г.), поскольку им впервые удалось проникнуть в кому этих комет и провести исследования характеристик испаряющегося из кометного ядра га-

за. При этом аппарат Джотто 10 июля 1993 г. продолжил свою миссию, измерив плазменные параметры вблизи кометы Григга–Шеллерупа при его максимальном сближении с этой кометой.

Экспериментальные исследования взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами привели к бурному развитию теоретических моделей рассматриваемого явления и, в частности, к развитию газодинамических и магнитогидродинамических (МГД) моделей. При этом в разных используемых моделях предположения часто являются некоторым приближением к реальным условиям рассматриваемого явления. Так, например, всюду в настоящем обзоре принимается предположение, что кометное ядро представляет собой быстро вращающуюся сферу с однородно нагреваемой поверхностью. И если это предположение оказывается хорошим приближением для интерпретации результатов измерений для рассматриваемых в обзоре комет, то для других комет это предположение может оказаться и неверным. В настоящем обзоре не рассматриваются также эффекты, связанные с влиянием пылевой компоненты истекающего из кометного ядра газа. Детальный обзор работ по этим проблемам можно найти, например, в работе [2].

Автор выражает благодарность Д.Б. Алексахову за помощь при обсуждении рассматриваемых в обзоре проблем.

Работа выполнена в рамках государственного бюджетного проекта с номером в системе Минобрнауки № FFGN-2023-0003.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Biermann L., Brosowski B., Schmidt H.U.* The interaction of the solar wind with a comet // *Solar Phys.* 1967. V. 1. № 1. P. 254–284
2. *Baranov V.B.* Gas dynamics of solar wind interaction with cometary atmospheres // *Astrophys. Space Phys.* 1995. V. 9. 1–64.
3. *Houpis H. and Mendis D.* On the development and global oscillations of cometary ionospheres // *Astrophys. J.* 1981. V. 243. № 1. P. 1088–1102.
4. *Markoni M.I. and Mendis D.* The photochemical heating of the cometary atmosphere // *Astrophys. J.* 1982. V. 260. № 1. P. 386–394.
5. *Баранов В.Б., Лебедев М.Г.* Самосогласованная газодинамическая модель обтекания ионосферы кометы солнечным ветром с учетом “нагружения” // *Письма в АЖ.* 1986. Т. 12. № 7. С. 551–556.
6. *Бабенко К.И., Русанов В.В.* Разностные методы решения пространственных задач газовой динамики // *Тр. 2-го всесоюзного съезда по теорет. и прикл. Механике.* М.: Наука, 1965. Вып. 2. С. 247–262.
7. *Baranov V.B., Lebedev M.G.* Solar wind flow past a cometary ionosphere // *Astrophys. Space Sci.* 1988. V. 147. P. 69–90.
8. *Gringauz K.I., Gombosi T.I., Remizov A.P., et al.* First in situ plasma and neutral gas measurements at comet Halley // *Nature.* 1986. V. 321. P. 282.
9. *Баранов В.Б., Лебедев М.Г.* Распределение плотности протонов солнечного ветра и “нагруженных” ионов в ударном слое перед ионосферой кометы // *Письма в АЖ.* 2014. Т. 40. № 1. С. 714–722.
10. *Баранов В.Б., Алексахов Д.Б.* Влияние магнитного поля на распределение плотности протонов солнечного ветра и кометных ионов перед ионосферами комет // *Письма в АЖ.* 2014. Т. 43. № 2. С. 149–156.
11. *Neubauer F.M., Glassmeier M., Pohl et al.* First results from the Giotto magnetometer experiment at comet Halley // *Nature.* 1986. V. 321. P. 352.
12. *Neubauer F.M.* The ionopause transition and boundary layers at comet Halley from Giotto magnetic field observations // *J. Geophys. Res.* 1988. V. 93. P. 7272–7281.
13. *Баранов В.Б.* О влиянии токов Холла на проникновение магнитного поля через тангенциальные разрывы в незамагниченную плазму в физических условиях космического пространства // *Письма в АЖ.* 2013. Т. 39. № 11. С. 878–883.
14. *Lebedev M.G.* Comet Grigg-Skjellerup atmosphere interaction with the uncoming solar wind // *Astrophys. Space Sci.* 2000. V. 274. P. 221–230.
15. *Lebedev M.G., Baranov V.B., Alexashov D.B.* Interaction of Low-Activity Comets with the Solar Wind // *Earth Moon and Planets.* 2015. V. 116. P. 159–179.
16. *Johnstone A.D., Coates A.J., Huddleston D.E., et al.* // *Astron. Astrophys.* 1993. V. 268. P. L1.
17. *Алексахов Д.Б., Баранов В.Б., Лебедев М.Г.* Трехмерная магнитогидродинамическая модель взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами // *ИЗВ. РАН. МЖГ.* 2015. № 1.
18. *Goetz C., Koenders et al.*, First detection of a diamagnetic cavity at comet 67P Churyumov-Gerasimenko // *Astron. and Astrophys.* 2016. V. 588. № A24.
19. *Henri P., Vallieres X. et al.* Diamagnetic region(s): structure of unmagnetized plasma around comet 67P/CG // *MNRAS.* 2017. V. 469. P. 372–379.

20. *Baranov V.B., Alexashov D.B., Lebedev M.G.* MHD simulation of the solar wind flow around the coma of comet Churyumov–Gerasimenko during Rosetta’s flyby // *MNRAS*. 2019. V. 482. P. 5642–5650.
21. *Baranov V.B., Alexashov D.B., Lebedev M.G.* Erratum: MHD simulation of the solar wind flow around the coma of comet Churyumov–Gerasimenko during Rosetta’s flyby // *MNRAS* 0.1. 2019.
22. *Gombosi T.I., De Zeeuw D.I., Heberli R.M.* Three-dimensional multiscale MHD model of cometary plasma environments // *J. Geophys. Res.* 1996. V. 101. № A7. P. 15.233–15.253.
23. *Rubin M., Combi M.R., Daldorff L.K.S., Gombosi T.I., Hansen K.C., Shou Y., Tenishev V.M., Toth G., van der Holst B., Allwegg K.* Comet IP Halley multifluid MHD model for Giotto fly-by // *Astrophys. J.* 2014. V. 781. Pt2. P. 86–98.
24. *Koenders C., Goetz C., Richter I., Motschmann U., Glassmeier K.N.* Magnetic field pile-up and draping intermediately active comets: results from comet 67P/Churyumov-Gerasimenko at 2.0 AU // *MNRAS*. 2016. V. 462. P. 235–241.
25. *Wedlung C.S. et al.* 2016. *Astron. Astrophys.* 587. A154.
26. *Aleksashov D.B., Baranov V.B., Ruderman M.S.* On the stability of tangential discontinuity in the interaction of solar wind and cometary atmospheres // *MNRAS*. 2022.V. 513. P. 223–231.
27. *Ruderman M.S.* Rayleigh-Taylor instability of a magnetic tangential discontinuity in the presence of flow // *A&A*. 2015. 580, A37.