

ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ  
ИНСТИТУТ АСТРОФИЗИКИ  
НАЦИОНАЛЬНОЙ АКАДЕМИИ НАУК ТАДЖИКИСТАНА

На правах рукописи

Ибрагимов Алишер Абдуллоходжаевич  
АБЕРРАЦИЯ ПЛАЗМЕННЫХ ХВОСТОВ И ИОНИЗАЦИЯ  
ПОВЕРХНОСТИ ЯДЕР КОМЕТ  
ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

Специальность 1.3.1. - «Физика космоса, астрономия»

Диссертация на соискание ученой степени  
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель:  
член-корреспондент НАНТ,  
доктор физико-математических наук  
Г. И. Кохирова

Душанбе – 2024

## ОГЛАВЛЕНИЕ

ВВЕДЕНИЕ.....	5
ГЛАВА 1. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОМЕТОЦЕНТРИЧЕСКИХ КООРДИНАТ И СКОРОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА. МЕХАНИЗМЫ ИОНООБРАЗОВАНИЯ КОМЕТНЫХ МОЛЕКУЛ.....	19
§1.1. Методы перспективного проектирования на плоскость орбиты ...	19
§1.1.1. Кометоцентрические координаты.....	19
§1.1.2. Определение кометоцентрических координат точек изображения кометы по методу Штумпфа .....	23
§ 1.2. Скорость солнечного ветра по оптическим наблюдениям и по данным космических аппаратов .....	26
§ 1.2.1. Солнечный ветер и методы его измерения .....	26
§1.2.3. Метод определения скорости солнечного ветра по углу абerrации плазменного хвоста кометы .....	30
§1.3. Механизмы ионизации кометных молекул .....	33
§1.3.1. Бомбардировка – как механизм ионизации молекул .....	36
§1.3.2. Экспериментальное моделирование бомбардировки поверхности ядра кометы и результаты .....	37
ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 1 .....	38
ГЛАВА 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМЕТОЦЕНТРИЧЕСКИХ КООРДИНАТ ОСИ ПЛАЗМЕННЫХ ХВОСТОВ КОМЕТ .....	40
§2.1. Усовершенствование метода Штумпфа .....	40
§2.2. Влияние прецессии и собственного движения звезд на определение кометоцентрических координат .....	45
§ 2.3. Определение кометоцентрических координат оси хвоста комет C/2019 Y4 (ATLAS) и 67/P Churyumov – Gerasimenko.....	49

ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 2 .....	52
ГЛАВА 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ПО ОРИЕНТАЦИИ ПЛАЗМЕННЫХ ХВОСТОВ КОМЕТ .....	54
§ 3.1. Определение радиальной скорости солнечного ветра по отклонению плазменных хвостов комет.....	54
§ 3.1.1. Определение радиальной скорости солнечного ветра по наблюдениям плазменного хвоста кометы C/2012 S1 (ISON) .....	55
§ 3.1.2. Определение радиальной скорости солнечного ветра по наблюдениям плазменного хвоста кометы C/2014 Q2 Lovejoy .....	58
§3.2. Действие тангенциальной компоненты солнечного ветра .....	60
§ 3.2.1. Явление отрицательной аберрации.....	64
§3.2.2. Результаты определения скорости солнечного ветра по эпизодическим наблюдениям кометы C/2019 Y4 (ATLAS).....	66
§3.2.3. Результаты определения скорости солнечного ветра по ряду наблюдений кометы C/2019 Y4 (ATLAS) .....	67
§3.3. Учет поперечных сил при взаимодействии солнечного ветра с плазменным хвостом кометы.....	71
ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 3 .....	73
ГЛАВА 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ИОНОВ В КОМЕТАХ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ КОРПУСКУЛЯРНОГО ПОТОКА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА.....	76
§4.1. Ионное распыление поверхности льда .....	76
§4.2. Определение коэффициентов ионно-ионной эмиссии по данным лабораторных экспериментов.....	78
§4.3. Скорость образования сложных ионов с поверхности льда $H_2O+CO_2$ .....	82

§4.4. Образование кластерных ионов в кометах.....	86
§4.5. Сравнение смоделированных значений образования ионов с ледяной поверхности ядра с наблюдательными данными .....	90
§4.6. Вклад различных механизмов ионизации кометных молекул.....	94
ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 4 .....	96
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	98
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ .....	105
ПРИЛОЖЕНИЕ .....	118

## ВВЕДЕНИЕ

В последнее время резко увеличились исследования по физике комет, и, как следствие, увеличился объем сведений о них, в том числе благодаря успешно реализованным космическим миссиям. Однако данная тематика настолько обширна, что в физике комет и по настоящее время существует множество не достаточно хорошо исследованных явлений. К таким явлениям, в частности, относятся взаимодействие комет с солнечным ветром (СВ) и процессы ионизации кометных молекул.

Согласно [1], кометами называют малые тела Солнечной системы с непрерывно обновляющимися атмосферами под воздействием СВ. Солнечный ветер - это непрерывное радиальное истечение солнечной плазмы с вмороженными магнитными полями [2], состоящей, в основном, из протонов и электронов. Ядро кометы - тело размером от сотни метров до десятка километров, состоящее из смеси замерзших газов и тугоплавких пылевых частиц и глыб [3, 4].

Кометы – это природные зонды, которые «подказали» существование солнечного ветра [5]. Совместное рассмотрение не близких, на первый взгляд, явлений космической физики обусловлено их сильным взаимным влиянием и взаимодействием [6]. Для прогноза геомагнитной возмущенности необходима информация о параметрах СВ. Поведение параметров СВ определяется передачей энергии от Солнца в корону и далее в межпланетную среду. Большую роль в рассматриваемых процессах играют солнечные вспышки. В свою очередь, способ нагрева короны и появление вспышек обусловлены свойствами близких к поверхности внутренних слоев Солнца. Последнее определяется строением глубоких внутренних зон Солнца. Модель Солнца в целом опирается на интерпретацию наблюдаемой картины звезд, которая зависит от начальных условий (например, начальный химический состав). В свою очередь, исследованные случаи прямой связи между геомагнитными возмущениями

и вспышками комет, вызванными действием одних и тех же корпускулярных потоков [7, 8] приводит к выводу о комплексном подходе при исследовании какого-либо отдельного явления.

Решение и анализ задачи о распространении СВ в различных моделях не представляется возможным без ряда допущений [9] или пренебрежений [10]. Экспериментальные измерения параметров СВ с помощью космических аппаратов (КА) локальны, то есть, имеют весьма ограниченный объем и не могут передать закономерность общей картины межпланетной среды. С другой стороны, запуск КА довольно дорогостоящее мероприятие. В отличие от КА, кометы можно наблюдать на больших интервалах гелиорасстояний и гелиоширот. Плазменный хвост кометы мгновенно реагирует на изменение параметров СВ и поэтому определение параметров межпланетной среды наиболее целесообразно и по наблюдениям комет.

Кометы пронизывают все пространство Солнечной системы и в этом плане могут быть использованы для определения скорости СВ по наблюдению отклонения оси их плазменных хвостов относительно продолженного радиус-вектора (далее абберация). Как отмечено в [11, 12] скорость СВ – ключевой параметр, определяющий динамику гелиосферы: распространение потоков, перенос энергии, взаимодействие потоков и их эволюция с расстоянием.

Существует закономерность при взаимодействии СВ с кометой: отношение скоростей радиально расширяющейся короны Солнца и кометы пропорционально отношению кометоцентрических координат точек оси плазменного хвоста кометы [13]. В этой связи возникает необходимость исследования точности расчетов, в которых применяются кометоцентрические координаты.

Другой не менее важный момент во взаимодействии СВ и кометы – это природная лаборатория для изучения возникновения и движения заряженных частиц в космической плазме. Дрейф частиц при различных

конфигурациях электрического и магнитного полей являются неотъемлемой задачей при изучении физики плазмы и магнитной гидродинамики.

Протоны СВ имеют энергию в пределах 1.5 кэВ и имеется достаточно оснований полагать [14], что сечения ионизации атомов ионами достигают максимальных значений в кэВ-диапазоне. Эта область энергий представляет особый интерес еще и потому, что пучки ионов с такими энергиями широко используются в различных аппаратах и приборах. В частности, для инъекции в ускорителях, в масс-спектрометрах и т. д. Так же потоки заряженных частиц, эмитируемые Солнцем, вторгаются в верхние слои атмосферы Земли и взаимодействуют с другими планетами. С этой точки зрения, отождествление описанных процессов с кометными явлениями дает возможность интерпретации природы схожих эффектов.

### **Актуальность**

Актуальностью исследования солнечно-кометного взаимодействия является возможность:

- определения параметров межпланетной среды на больших интервалах гелиорасстояний и гелиоширот с использованием наблюдений комет;
- прогноза геомагнитной возмущенности, которая зависит и от параметров солнечного ветра;
- изучения физических процессов, которые еще не реализованы в земных лабораторных условиях;
- уточнения модели гелиосферы, которая является одной из важнейших задач космофизики.

### **Проблема и степень ее изученности**

1) Для изучения пространственного расположения, строения и структуры хвостов комет, используется система отсчета: точка отсчета, система координат и начало отсчета времени. Понятие системы координат является основным понятием в аналитической геометрии, сферической

астрономии и астрометрии. Система координат – это комплекс определений, который задает положение тела или точки с помощью чисел или же других символов. Координаты точки – это величины, которые определяют положение этой точки (в пространстве, на плоскости или на кривой поверхности, на прямой или кривой линии). В физике комет система кометоцентрических координат применяется для определения пространственного взаимного расположения (ориентации) частиц кометы относительно центра ядра.

В литературе приводится ряд методов по определению кометоцентрических координат [15]. Обзор некоторых из них приведен в [16] и указано, что наиболее удобным является метод Штумпфа [17]. В источниках [18], [16] в качестве достоинства метода Штумпфа указывается наименьшее количество операций и упрощение рабочих формул при условии совпадения одной из осей координат с продолженным радиус-вектором. Но вопрос «когда выполняется условие совпадения?» до настоящего момента не изучен и не освещен в литературе. Есть и другой вопрос, связанный с обстоятельствами применимости метода, возможно, естественный для разработчика метода, но не отображенный в методической работе: как определяется центр фотометрического ядра, так как является протяженным (неточечным) объектом.

2) Взаимодействие Солнца с кометой осуществляется посредством СВ, а именно, плазменный хвост кометы мгновенно реагирует на изменение его параметров. Благодаря этому, первоначально, ориентация плазменных хвостов комет указала на его существование [19], это произошло задолго до первого обнаружения СВ советской межпланетной автоматической станцией «Луна-2».

Согласно данным измерений космических аппаратов (КА) [20], скорость СВ находится в диапазоне 300-1200 км/с, при этом СВ условно делится на спокойный 300-400 км/с, быстрый 500-700 км/с и спорадический 800-1200 км/с. В работах [20-24] по наблюдениям ориентации плазменных

хвостов свыше 1600 комет показано, что значения скорости СВ лежат в интервале 150-1500 км/с. На первый взгляд, определяемый по наблюдениям комет диапазон значений скорости СВ соответствует экспериментальным данным. Но в действительности, как показано в [20-24], при одновременном измерении скорости СВ значения, полученные по ориентации плазменного хвоста кометы, как правило, занижены по сравнению с данными, полученными с помощью КА. Причины такого занижения до настоящего времени не выявлены, их установление является одной из задач данного исследования. Кроме того, непосредственное отношение к ориентации плазменного хвоста кометы имеет явление отрицательной аберрации. Однако оно недостаточно изучено и поэтому здесь явилось предметом отдельного исследования.

3) Другая проблема связана с причинами появления в атмосферах комет наряду с нейтральными молекулами также и ионизованных. В настоящее время существуют различные мнения на счет доминирующего механизма ионизации кометных молекул. В соответствии с предложенными моделями наиболее вероятными механизмами считаются фотоионизация [25, 26], ударная ионизация энергичными электронами [27], перезарядка (соударения 2-го рода) [28, 29]. Однако, в [18, 30, 31] показано, что все рассматриваемые механизмы слабы, чтобы обеспечить наблюдаемую степень ионизации. Также, в работах [17, 24-28] бомбардировка (соударения 1-го рода, катодное распыление) как механизм ионизации кометных молекул не рассматривался ввиду того, что бомбардировка действует только в отсутствии ионопаузы у кометы. Вопрос об истинной эффективности бомбардировки как механизма ионизации требует дополнительного исследования.

### **Цели и задачи диссертационной работы**

- Измерить кометоцентрические координаты точек оси хвоста изображения комет, полученных по наблюдениям на телескопе АЗТ-8 Гиссарской

астрономической обсерватории Института астрофизики Национальной Академии наук Таджикистана (ГисАО ИА НАНТ). Для достижения первой цели исследования были поставлены следующие задачи: разработать алгоритм определения кометоцентрических координат при перспективном проектировании по методу Штумпфа, вычислить угол отклонения оси плазменного хвоста кометы относительно продолженного радиус-вектора (абerrация).

- Оценить возможность применимости метода определения скорости СВ по абerrации плазменного хвоста кометы. Для достижения данной цели настоящей работы были поставлены следующие задачи: определить значения скорости СВ по измеренным углам абerrации наблюдаемых комет, выполнить сравнительный анализ с данными КА.
- Уточнить действие бомбардировки корпускулярным потоком СВ поверхности ядра кометы как источника ионообразования в кометах. Для достижения данной цели исследования были поставлены следующие задачи: определить коэффициент ионно-ионной эмиссии с ледяной поверхности в диапазоне энергии СВ, определить количество образующихся ионов, сравнить с данными КА.

### **Научная новизна**

1. Впервые в метод перспективного проектирования Штумпфа внедрено условие повышения точности определения углов проектирования, вследствие чего упрощены измерения кометоцентрических координат.

2. Получено новое соотношение, учитывающее вклад тангенциальной составляющей скорости СВ и радиальной скорости кометы в определении угла абerrации кометного хвоста.

3. Впервые определены значения скорости солнечного ветра по абerrации плазменных хвостов комет C/2012 S1 (ISON), C/2014 Q2 (Lovejoy) и C/2019 Y4 (ATLAS) на соответствующие даты наблюдений.

4. Разработана новая методика вычисления тангенциальной скорости СВ с учетом теоретических и экспериментальных данных.

5. Впервые получено выражение, учитывающее поперечное действие сил на плазменный хвост кометы

6. Установлено, что воздействие тангенциальной составляющей СВ и солнечная гравитация на плазменный хвост кометы является причиной несоответствия теоретических результатов и прямых измерений скорости СВ.

7. Впервые получены коэффициенты ионной эмиссии при бомбардировке ледяной поверхности кометы протонами солнечного ветра.

8. Впервые определено количество ионов, распыленных с ледяной поверхности ядра кометы корпускулярным потоком солнечного ветра на расстоянии 3 а.е.

9. Впервые показана эффективность бомбардировки корпускулярного потока солнечного ветра, как механизма ионизации кометных молекул на начальных этапах ионообразования.

### **Научная и практическая значимость**

Кометы являются ключевыми объектами, изучение которых способствует формированию наших знаний о Солнечной системе, ее образовании и эволюции, а также о фундаментальных плазменных процессах, происходящих как в Солнечной системе, так и за ее пределами.

Исследования, проведенные в диссертационной работе по ориентации плазменных хвостов комет, показывают, что кометы могут применяться в качестве зондов для определения параметров СВ в различных областях межпланетной среды.

Моделирование взаимодействия протонов СВ с поверхностью ядра кометы можно применить и к другим объектам Солнечной системы.

Результаты исследования важны в постановке новых задач при изучении процессов воздействия Солнца на космические объекты.

## Положения, выносимые на защиту

1. Соответствие прямоугольных и экваториальных координат на изображении кометы уменьшают объем математических действий при перспективном проектировании по методу Штумпфа. Показано, что при использовании телескопа с экваториальной монтировкой и малым угловым полем обзора (например,  $45' \times 45'$ ) увеличивается точность измерения кометоцентрических координат и исключается необходимость нанесения сетки экваториальных координат на изображение.

2. Наблюдения плазменных хвостов комет могут быть применены для определения скорости солнечного ветра с учетом дополнительного смещения оси плазменного хвоста кометы. Показано, что

а) непериодические колебания оси плазменного хвоста длительностью до 2-х суток связаны с тангенциальной компонентой СВ;

б) заниженные значения скорости, определенных по абберации плазменных хвостов относительно данных КА связаны с действием солнечной гравитации.

Количественная оценка учета действия тангенциальной компоненты СВ и гравитации Солнца, позволяют привести в соответствие скорости солнечного ветра, определенные по наблюдениям комет и измеренные космическими аппаратами.

3. Взаимодействие солнечного ветра с поверхностью ядра кометы возможно при разряженной атмосфере и отсутствии у последней ионосферы. Определены коэффициенты ионно-ионной эмиссии при бомбардировке льда протонами СВ. Вычислены скорости ионообразования с ледяной ( $H_2O + CO_2$ ) поверхности кометного ядра под действием СВ на расстоянии 3 а.е.

4. Бомбардировка протонами СВ вносит существенный вклад как механизм ионизации на начальных этапах ионообразования в кометах. Показана доминирующая степень ионизации при ионном распылении

ледяной поверхности ядра кометы с разряженной атмосферой на больших гелиоцентрических расстояниях ( $>3a.e.$ ).

### **Достоверность**

Достоверность основывается на фактическом наблюдательном материале, использовании признанных международных баз данных КА, сопоставлении полученных значений скорости СВ по наблюдению комет с данными измерений скорости СВ с помощью КА, сравнении модели взаимодействия солнечного корпускулярного потока с ледяной поверхностью кометы с данными миссии «Rosetta» к комете 67P/Churyumov-Gerasimenko, использовании апробированных методов и подходов. Также, достоверность полученных в диссертационной работе результатов основана на публикации результатов в рецензируемых журналах, входящих в список ВАК, на их представлении на научных семинарах и международных научных конференциях.

### **Апробация**

Основные результаты работы докладывались на семинарах «Малые тела Солнечной системы» Института астрофизики НАН Таджикистана и Института астрономии РАН (ИНАСАН), г. Москва, а также были представлены на научных республиканских и международных конференциях:

- «Современные проблемы астрофизики», посвященной 100-летию академика О.В. Добровольского, 13 декабря 2014 г., Институт астрофизики НАНТ, г. Душанбе;

- «40 Научная ассамблея COSPAR», 2-9 августа 2014 г., Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова, г. Москва;

- «Современные проблемы дистанционного зондирования Земли из Космоса», 16-20 ноября 2015 г., Институт космических исследований РАН, г. Москва;

- X Международная конференция «Околоземная астрономия», приуроченная к 60-летию запуска первого спутника Земли, 2-6 октября 2017, п. Агой, Краснодарский край, РФ;

- «Современные проблемы астрофизики», посвященная 90-летию академика НАНТ П.Б. Бабаджанова, 15 ноября 2019 г., Институт астрофизики НАНТ, г. Душанбе;

- «Околоземная астрономия», 14 апреля 2022 г., Институт астрономии РАН, г. Москва, онлайн;

- 54th Lunar and Planetary Science Conference, 13 - 17 марта 2023 г., Houston, USA.

- International Conference “Asteroids, Comets, Meteoroids”, 18–23 июня, 2023 г., Arizona, USA.

### **Публикации по теме диссертации**

Основные результаты по теме диссертации изложены в 10 статьях, опубликованных в рецензируемых научных изданиях, 7 из которых входят в перечень ВАК РФ:

#### **Список публикаций, входящих в Перечень ВАК:**

1. Ибрагимов А.А., Шокириён Ф., Асоев Х.Г., Амиралиев С. Колебания плазменного хвоста кометы C/2019 Y4 (ATLAS) под действием солнечного ветра // Доклады Академии наук Республики Таджикистан. – 2022. – Т. 65. – № 1-2. – С. 347-351.

2. Шокириён Ф.М., Ибрагимов А.А. Влияние прецессии и собственного движения звезд на точность кометоцентрических координат // Доклады Академии наук Республики Таджикистан. – 2021. – Т. 64. – № 11-12. – С. 676-681.

3. Ибрагимов А.А. Об ориентации плазменных хвостов комет. // Доклады Академии наук Республики Таджикистан. – 2021. – Т. 64. – №1-2. – С. 64-70.

4. Ибрагимов А.А. Определение скорости солнечного ветра по наблюдениям плазменных хвостов комет. // Доклады Академии наук Республики Таджикистан. – 2020. – Т.63. – №5-6. – С. 343-349.

5. Шоёкубов Ш.Ш., Ибрагимов А.А. Динамика образования кластерных ионов в кометах. // Доклады Академии наук Республики Таджикистан. – 2020. – Т.63. – №9-10. – С. 598-601.

6. Ибрагимов А.А., Шоёкубов Ш.Ш. Образование ионов при бомбардировке ядра кометы протонами солнечного ветра. // Доклады Академии наук Республики Таджикистан. – 2019. – Т.62. – №11-12. – С. 653-657.

7. Shoyoqubov, Shoayub; Shoyoqubov, Shohrukh; Ibrohimov, Alisher Dynamics and rate of complex ions formation in comets. // Advances in Space Research. – 2015. – V. 56– pp. 2449–2454.

#### **Другие публикации автора по теме диссертации**

1. Ибрагимов А. А. Кометоцентрические координаты оси хвоста кометы 67P /Churyumov-Gerasimenko // Научные труды Института астрономии РАН. – 2022. – Т. 7. – № 1. – С. 30-35.

2. Ибрагимов А.А. Определение скорости солнечного ветра по измерениям точек плазменного хвоста кометы C/2019 Y4(ATLAS). // Известия Академии наук Республики Таджикистан. Отделение физико-математических, химических, геологических и технических наук. – 2021. – №2 (183). – С. 66-71.

3. Ибрагимов А.А., Шоёкубов Ш.Ш., Абдуллоев С.Х., Буриев А.М., Асоев Х. Г. Определение радиальной скорости солнечного ветра по ПЗС наблюдениям плазменного хвоста кометы C/2012 S1 // Доклады Академии наук Республики Таджикистан. – 2014. – Т.57. – №7. – С. 563-566.

## Структура диссертации

Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения и приложения. Полный объем диссертации составляет 119 страниц, включая 28 рисунков и 21 таблицу. Список литературы включает в себя 132 наименований.

## Содержание работы

Во **Введении** обсуждается актуальность темы диссертационной работы, описываются и формулируются поставленные цели и задачи, предмет и методы исследования. Говорится о научной новизне и практической значимости результатов. Содержатся основные положения, выносимые на защиту, список публикаций, на основании которых представляется данная диссертация. Приводится краткий обзор содержания диссертации.

В **Главе 1** приводятся существующие методы и модели, которые применяются для описания природы взаимодействия СВ с плазмой кометы. Дается их краткое описание и границы применимости. Рассматривается точность определения кометоцентрических координат, методы и результаты измерений скорости СВ. Формулируются проблемы и вопросы, которые являются объектом исследования настоящей работы.

В **Главе 2** приведен метод Штумпфа [17] для перспективного проектирования точек изображения на кометную орбиту с целью определения кометоцентрических координат. С применением данного метода определены кометоцентрические координаты оси плазменного хвоста кометы C/2014 Q2 (Lovejoy) с точностью  $\pm 1.7^\circ$ . Показан недостаток метода, связанный с неопределенностью положения центра фотометрического ядра ввиду его протяженности. С целью усовершенствования подхода предложено частное решение системы уравнений в методе Штумпфа [17] для определения точки отсчета прямоугольных координат на изображении

кометы. Установлены условия упрощения измерений. Показано, что кометоцентрические координаты хвоста кометы C/2014 Q2 (Lovejoy), определенные с применением модифицированного метода Штумпфа, теперь имеет меньшую погрешность  $\pm 0.08^\circ$ . При измерении кометоцентрических координат оси хвоста кометы C/2019 Y4 (ATLAS) учитывалось влияние прецессии и собственных движений звезд на точность их определения. Показано, что влияние этих явлений незначительно и ими можно пренебречь.

В **Главе 3** определяется радиальная скорость СВ по отклонению плазменных хвостов комет C/2012 S1 (ISON), C/2014 Q2 (Lovejoy) и C/2019 Y4 (ATLAS). Для этой цели использованы изображения комет, полученные по эпизодическим и многосуточным наблюдениям. Показано, что значение скорости СВ, полученное по эпизодическому наблюдению кометы, часто отличается от данных прямых измерений КА и может дать информацию лишь о характере потока СВ (спокойный, быстрый, спорадический). Значения скорости СВ, определенные по наблюдениям кометы с длительным временным разрешением (более трех суток), показали существование в результатах резкого отклонения отдельной скорости СВ от величины среднего значения. Показано, что это отклонение обусловлено воздействием тангенциального СВ на плазменный хвост кометы. Кроме того, как показано в работе, действие тангенциальной составляющей СВ раскрывает причину отрицательной аберрации плазменных хвостов комет. Указывается, что для определения скорости СВ, как правило, имеющего радиальное направление, необходимо учитывать и тангенциальную составляющую скорости СВ. Проведен сравнительный анализ значений скоростей СВ, определенных по наблюдениям комет и измеренными с помощью КА. В результате сравнения обнаружено систематическое занижение значений радиальной скорости СВ, определяемых по наблюдениям комет относительно данных прямых измерений с помощью КА. Данное занижение указывается в работах и других исследователей [20-24]. В диссертации предложено, что данный факт

(занижение) зависит от гравитации Солнца, которая приводит к дополнительному смещению оси плазменного хвоста кометы. Вычислены пределы смещения оси хвоста комет гравитацией Солнца, которые лежат в диапазоне  $1.8^\circ < \Delta \varepsilon < 12.6^\circ$ .

В Главе 4 рассмотрены результаты моделирования бомбардировки ледяной поверхности ядра кометы протонами солнечного корпускулярного потока и приведены результаты. Вычислены коэффициенты пропорциональности эмиссии с использованием некоторых данных лабораторных экспериментов [32]. Найденные коэффициенты необходимы для применения лабораторных результатов к солнечно-кометным явлениям. На основе полученных коэффициентов пропорциональности определены значения скоростей образования ионов с поверхности льда  $H_2O+CO_2$  на гелиоцентрическом расстоянии 1 а.е. Показано, что максимальная скорость образования положительных ионов составляет  $7.56 \cdot 10^6 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ , а для отрицательных ионов -  $8 \cdot 10^6 \text{ м}^{-2}\text{с}^{-1}$ .

Найденные скорости образования ионов пересчитаны с учетом параметров СВ на 3 а.е., а затем использованы для нахождения концентрации ионов по известным соотношениям. Для проверки достоверности вычисленных значений концентраций ионов, проведено их сравнение с данными кометы 67P/Churyumov-Gerasimenko, полученными с помощью миссии «Rosetta». В период измерений комета находилась на гелиоцентрическом расстоянии 3 а.е. Показано, что теоретические оценки значения скорости образованных ионов и их концентрации совпадают с наблюдательными данными [32, 33].

В заключении сформулированы выводы и обозначены перспективы дальнейшего исследования, приведен список литературы, который использовался при написании диссертации.

В Приложении приводится список сокращений, использованный в диссертации.

# ГЛАВА 1. МЕТОДЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОМЕТОЦЕНТРИЧЕСКИХ КООРДИНАТ И СКОРОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА. МЕХАНИЗМЫ ИОНООБРАЗОВАНИЯ КОМЕТНЫХ МОЛЕКУЛ

## §1.1. Методы перспективного проектирования на плоскость орбиты

В данном параграфе приводится обзор нескольких существующих методов вычисления кометоцентрических координат по фотографическим наблюдениям. Рассматривается вопрос ошибки измерения кометоцентрических координат. Приводятся основные формулы перспективного проектирования точек изображения кометы на плоскость орбиты по методу Штумпфа.

### §1.1.1. Кометоцентрические координаты

Кометоцентрические координаты ( $\xi$ ;  $\eta$ ;  $\zeta$ ) используются при изучении различных процессов, происходящих в кометах и сравнении теоретических расчетов с наблюдательными данными, так как вид кометы в картинной плоскости может очень отличаться от параметров в плоскости орбиты. Такими параметрами могут быть: форма, структура и пространственная ориентация кометных хвостов.

Ось  $\xi$  направлена вдоль продолженного радиус-вектора кометы, ось  $\eta$  лежит в плоскости орбиты и направлена в сторону, противоположную движению кометы и ось  $\zeta$  перпендикулярна к плоскости орбиты.

Обычно полагают, что хвост кометы лежит в плоскости орбиты, поэтому  $\zeta = 0$  (рис.1.1). Об этом свидетельствуют многие работы, в частности, в [35] по многочисленным фотографиям исследованы оси плазменных хвостов комет Daniel 1907d, Morehouse 1908c и Brooks 1911c,

которые действительно лежат в плоскости орбиты или очень близко расположены к ней. То же самое можно сказать и в случае пылевых хвостов [35].

В специализированной литературе по астрономии приводится ряд методов определения кометоцентрических координат перспективным проектированием [16; 37].

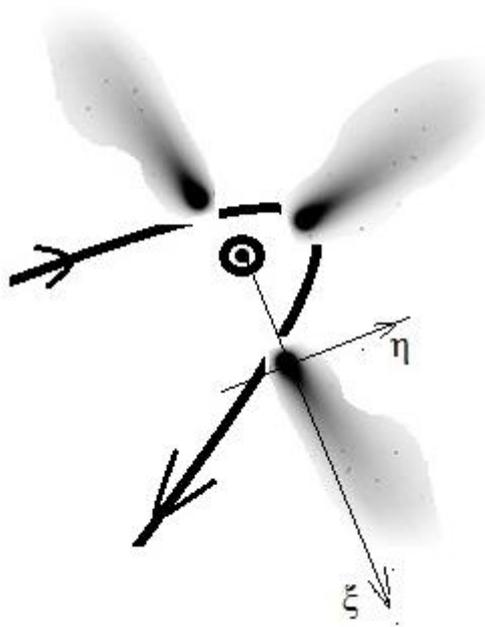


Рис. 1.1. Схематическое изображение кометоцентрических координат.

В [16] проведен анализ избранных работ с точки зрения объема математических действий (числа решаемых уравнений). Результаты анализа приведены в табл.1.1.

Таблица 1.1. Количество математических действий в методах перспективного проектирования

Метод	Число операций
Бесселя-Бредихина [38]	50-90
Копфа [16]	23-50
Орлова А.Я. [16]	35-65
Орлова С.В. [39]	40-70

Моисеева Н.Д. [40]	20-70
Всехсвятского С.К. [41]	35-55
Штумпфа П. [16]	14-94

В более поздних работах [15, 37], в качестве достоинства разработанных методов приводится отсутствие необходимости определения квадранта углов, которые основаны на преобразовании с помощью матриц картинной плоскости в плоскость орбиты. Количество математических действий несущественно, поскольку используется ЭВМ.

Таким образом, основным критерием для выбора того или иного метода, будет являться его точность. В [1,18] точность проектирования определяется значением угла между лучом зрения и нормалью к плоскости орбиты. При увеличении этого угла точность снижается и при равенстве угла  $90^\circ$  точность проектирования становится неопределенной или очень ненадежной. Данная степень ошибки, связанная со значением угла между картинной плоскостью неба и плоскостью орбиты кометы, относится и к другим предлагаемым методам прямого и обратного перспективного проектирования. В [16] приведены пределы углов между осью хвоста и картинной плоскостью  $0^\circ-85^\circ$  и  $95^\circ-180^\circ$ , при которых возможно определение типа хвостов. В [37] приведены результаты сопоставления вычисленных значений кометоцентрических координат комет 1910 I, 1901 I и 1858 VI Донатти несколькими методами, включая собственный новый подход, и отмечена достаточная точность нового метода. Метод Штумпфа предложен в [16], где на его основе исследуются изображения кометы Морхауза (1908 III) и результаты сравниваются с полученными ранее по методу Моисеева [40] данными. Показано хорошее соответствие сравниваемых кометоцентрических координат.

Добровольский О. В. [18], отмечая метод Штумпфа [16] как наиболее удобный, оценил относительную погрешность полученных кометоцентрических координат в плоскости кометной орбиты  $\xi$  и  $\eta$  по

ошибкам определения кометоцентрических координат в картинной плоскости  $\xi_0$  и  $\eta_0$  и углов  $\chi$  и  $\psi$ . Здесь  $\chi$  – угол между  $\xi$  и  $\xi_0$ ,  $\psi$  – угол между  $\eta$  и  $\eta_0$  (рис. 1.2).

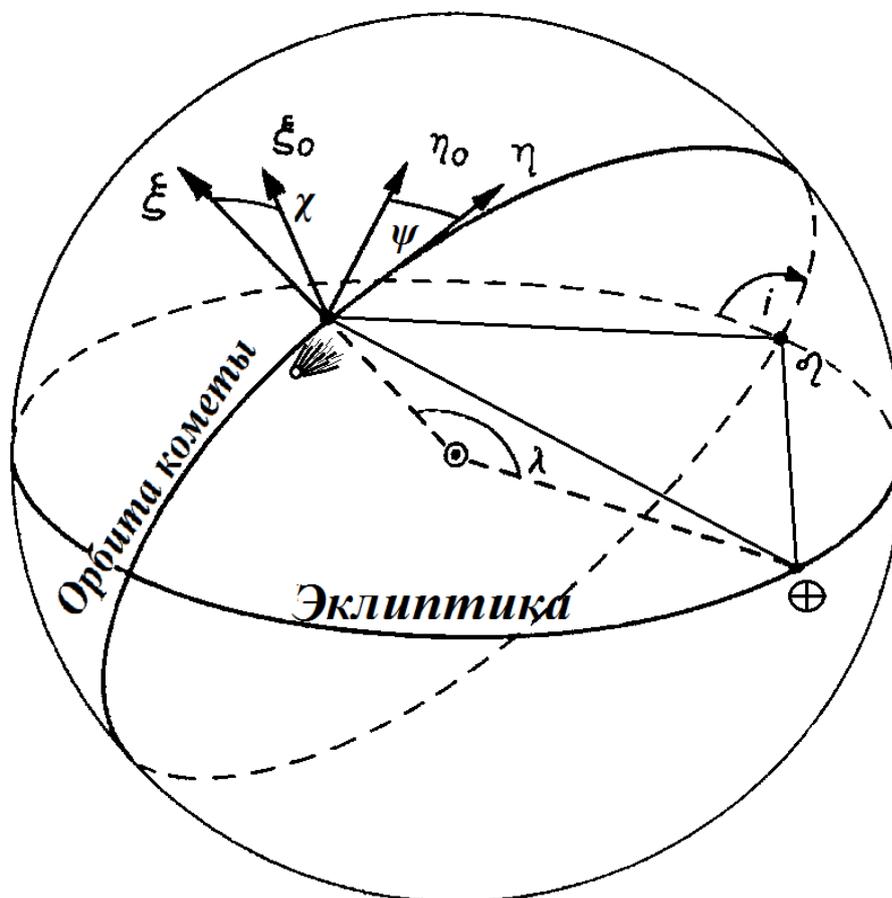


Рис.1.2. Гелиоцентрическая сфера, проведенная через положение кометы.

В работе [18] показано, что оценка показывает, что при увеличении  $\chi$  и  $\psi$ , относительные ошибки  $\Delta\xi$  и  $\Delta\eta$  достигают большой величины. Для общего случая, когда заданы точные элементы орбиты,  $\Delta\chi$  и  $\Delta\psi$  равны нулю и, соответственно, относительные погрешности того же порядка что и исходные. Значения кометоцентрических координат становятся неопределенными при  $\chi = 0$  и  $\psi = 0$  или  $\chi = 180^\circ$  и  $\psi = 180^\circ$ , то есть, когда комета находится на одной линии Солнце-Земля-Комета или Комета-Солнце-Земля, или направление движения близко к лучу зрения.

Таким образом, для увеличения точности вычисления кометоцентрических координат, кроме благоприятных условий наблюдения, возникает необходимость выражения измеренных прямоугольных координат через элементы орбиты или данных эфемерид.

### **§1.1.2. Определение кометоцентрических координат точек изображения кометы по методу Штумпфа**

Метод перспективного проектирования изображения кометы на плоскость кометной орбиты Штумпфа [16] в отличие от предшествующих методов [38, 39, 41] свободен от решения многих тригонометрических уравнений.

При перспективном проектировании кометоцентрических координат на плоскость изображения по методу Штумпфа [16] заданы:

$i, \Omega$  – наклонение и долгота восходящего узла орбиты кометы;

$\Delta, r$  – геоцентрическое и гелиоцентрическое расстояния кометы;

$l, R$  – гелиоцентрические долгота и расстояние Земли;

$f$  – фокусное расстояние телескопа;

$\alpha_s, \delta_s, \alpha_c, \delta_c$  – экваториальные координаты Солнца и кометы;

$x_c, y_c, x, y$  – измеренные прямоугольные координаты ядра и точек хвоста кометы на изображении.

Приведем последовательность действий для определения кометоцентрических координат.

1) По экваториальным координатам –  $\alpha, \delta$  опорных звезд на изображение кометы наносим сетку координат.

2) Решая уравнение (1.1) большого круга [18], определяем склонение  $\delta_{r-v}$  продолженного радиус-вектора по прямому восхождению  $\alpha$  опорных звезд и проводим проекцию радиус-вектора на изображении кометы

$$\operatorname{tg} \delta_{r-v} = \frac{\operatorname{tg} \delta_s \cdot \sin(\alpha_c - \alpha) - \operatorname{tg} \delta_c \cdot \sin(\alpha_s - \alpha)}{\sin(\alpha_c - \alpha_s)}. \quad (1.1)$$

3) По уравнению (1.2) определяем угол поворота  $\gamma$  – угол между положительным направлением оси абсциссы изображения и проекцией радиус-вектора:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{|y_0 - y_c|}{|x_0 - x_c|}, \quad (1.2)$$

где  $x_c, y_c, x, y$  – измеренные на пластине прямоугольные координаты ядра и точек проекции продолженного радиус-вектора.

4) Далее из треугольника Земля-Солнце-Комета (рис. 1.3) находим  $\chi, \psi$  – проекционные углы осей кометоцентрических координат на плоскость изображения по следующим формулам (1.3):

$$\left\{ \begin{array}{l} \cos u = \frac{\Delta^2 + R^2 + r^2}{2\Delta R} \\ \sin u = \sin \lambda \frac{r}{\Delta} \\ \chi = \lambda + u - 90^\circ \\ \sin \lambda \cos \psi = \sin(\Omega - l) \sin i \end{array} \right. . \quad (1.3)$$

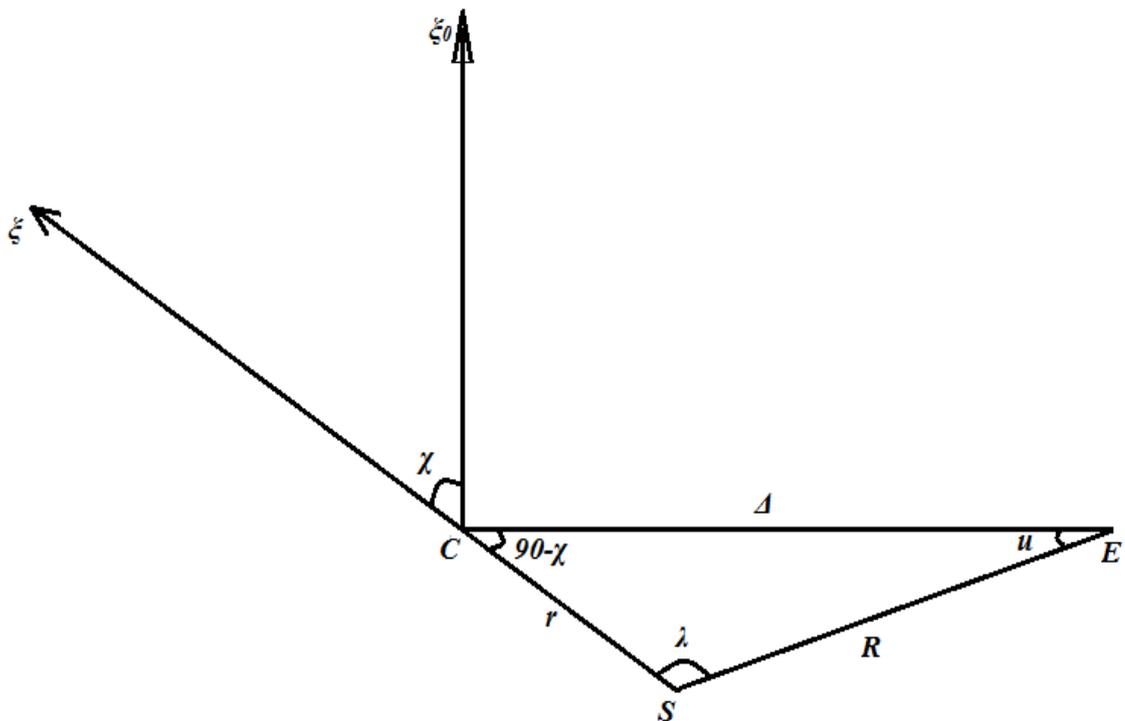


Рис. 1.3. Схема положения Солнце –  $S$ , комета –  $C$  и Земля –  $E$ .

5) Решая систему уравнений (1.4) находим промежуточные величины:

$$\left\{ \begin{array}{l} A_0 = x_c \cos \gamma + y_c \sin \gamma \\ B_0 = x_c \sin \gamma + y_c \cos \gamma \\ A = \rho(\cos \gamma \mp \sin \gamma \sin \varphi \operatorname{tg} \psi) \\ B = \rho(\sin \gamma \pm \cos \gamma \sin \varphi \operatorname{tg} \psi) \\ C = \rho(\pm B_0 \sin \varphi \operatorname{tg} \psi - A_0) \\ D = \pm \rho \sin \gamma \cos \varphi / \cos \psi \\ E = \mp \rho \cos \gamma \cos \varphi / \cos \psi \\ F = \mp \rho B_0 \cos \varphi / \cos \psi \\ a = \pm B_0 \sin \gamma \operatorname{tg} \psi - \cos \gamma \sin \varphi \\ b = \mp B_0 \cos \gamma \operatorname{tg} \psi - \sin \gamma \sin \varphi \\ c = A_0 \sin \chi \mp B_0 \operatorname{tg} \psi + F \cos \varphi \end{array} \right. \quad (1.4)$$

В формулах системы (1.4) верхние знаки применяются при правом повороте (рис. 1.4).

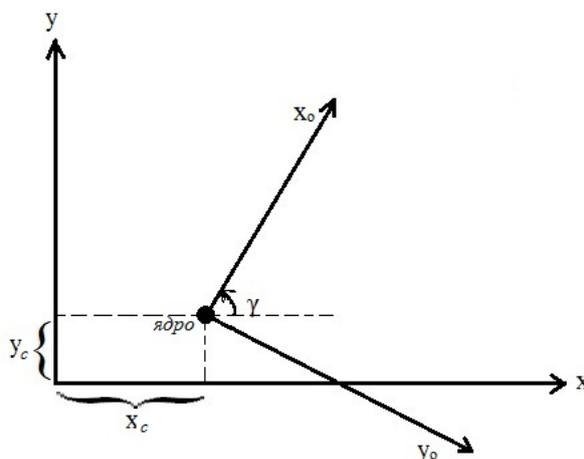


Рис.1.4. Прямоугольная система координат и проекция продолженного радиус-вектора –  $x_0$  на изображении кометы.

б) В итоге по (1.5) находим кометоцентрические координаты  $\xi$  и  $\eta$ :

$$\xi = \frac{Ax+By+C}{ax+by+c}; \quad \eta = \frac{Dx+Ey+F}{ax+by+c}. \quad (1.5)$$

При вычислении кометоцентрических координат по методу Штумпфа ошибки могут быть при измерении угла поворота осей координат  $\gamma$  и определения центра фотометрического ядра кометы, так как фотометрическое ядро – протяженный объект. Так же, необходимо рассмотреть вопрос о влиянии прецессии и собственного движения звезд на конечный результат. Эти вопросы будут рассмотрены в Главе 2.

## **§ 1.2. Скорость солнечного ветра по оптическим наблюдениям и по данным космических аппаратов**

В данном параграфе приведены основные параметры СВ, метод определения радиальной скорости СВ по наблюдению отклонения плазменного хвоста кометы от продолженного радиус-вектора, а также, результаты определения скорости СВ по данным оптических наблюдений и КА.

Можно считать установленным, что именно вариации солнечного ветра являются одной из главных причин событий, происходящих в кометах. В связи с этим, систематическое наблюдение СВ и обобщение результатов важны для понимания не только физики комет, но и для звездного ветра, аэрономии, геофизики и др.

Экспериментальные измерения параметров СВ с помощью космических аппаратов (КА) локальны, т.е., имеют весьма ограниченный объем и не могут передать закономерность общей картины межпланетной среды. С другой стороны, запуск КА довольно дорогостоящее мероприятие. В отличие от КА, кометы можно наблюдать на широких интервалах гелиорасстояний и гелиоширот. Плазменный хвост кометы мгновенно реагирует на изменение параметров СВ и определение этих параметров возможно и по наблюдениям комет.

### **§ 1.2.1. Солнечный ветер и методы его измерения**

Одним из главных нестационарных факторов солнечного происхождения, влияющие на процессы в кометах, наряду с ультрафиолетовым и рентгеновским излучением, являются корпускулярные потоки. Корпускулярный поток эмитируемый Солнцем состоит из СВ и космических лучей. Солнце – единственная звезда, ветер которой мы можем исследовать.

Различают три вида солнечного ветра [42]: спокойный солнечный ветер, его скорость на орбите Земли равна 300 – 400 км/с; солнечный ветер, связанный с хромосферными вспышками, его скорость может достигать 1000 – 2000 км/с; солнечный ветер, связанный с  $M$ -областями на Солнце, его скорости достигают 700 – 800 км/с. В последнем случае наблюдается 27-дневная периодичность в изменениях величины скорости. В [43, 44] приводятся аналогичная классификация по магнитогидродинамическим параметрам СВ.

Нестационарность СВ проявляется в зависимости от долготы и широты Солнца, а также по мере удаления от Солнца и фазы активности. Основные результаты исследования солнечного ветра основаны на полученных дистанционно данных на расстоянии 1 а.е., которые могут интерполироваться и экстраполироваться для других интервалов [45].

Систематические измерения параметров СВ с помощью КА ведутся с 1974 г. [44]. Измерения проводились в точке Лагранжа  $L_1$  за пределами магнитосферы Земли и преимущественно в плоскости эклиптики [46]. Изучения СВ в полярных областях Солнца начались несколько позже [46]. Изменения параметров Солнца в зависимости от 11-летнего цикла приведены в обзорной статье [48], где в основном рассматриваются высокоскоростные потоки СВ.

В [11, 12] представлены результаты наблюдений космического аппарата *Ulysses* за весь период стабильных измерений с 1990 до 2008 гг., показывающие, что эволюция скорости СВ  $w_r$  с гелиорасстоянием  $r$  существенно зависит не только от гелиошироты, но и от фазы цикла солнечной активности. Ожидаемый плавный рост  $w_r$  при удалении от Солнца характерен лишь для максимума солнечной активности и лишь для низких гелиоширот (широт ниже  $\pm 40^\circ$ ), в то время как на высоких широтах присутствуют две ветви: растущая и падающая. В максимуме солнечной активности на высоких широтах  $w_r$  растет при приближении к полюсу лишь в северном полушарии и падает в южном. В минимуме солнечной активности

профиль  $w_r(r)$  в низких широтах имеет локальный провал между 2 а.е. и 5 а.е. Обнаружение локального уменьшения скорости СВ в низких широтах подтверждается данными единичных пролетов других космических аппаратов с протяженной орбитой. Рассмотрены разные гипотезы о природе наблюдаемых явлений, в том числе гипотеза о существенном влиянии на профиль скорости потоков из корональных дыр, спускающихся в низкие широты в минимуме активности. Показано, что обнаруженный эффект падения  $w_r$  за орбитой Земли может быть объяснен в рамках стационарной одножидкостной идеальной МГД-модели при учете результатов по профилю скорости солнечного ветра в короне до 5.5 радиуса Солнца, полученным на базе комбинированных наблюдений SOHO/UVCS, LASCO и Mauna Loa [8,9].

В работе [48], по 22-летним наблюдениям обратной корреляции скорости СВ и расширения магнитной трубки в солнечной короне, выводится полуэмпирическая модель расчета скорости СВ на гелиоцентрическом расстоянии 1 а.е. В работе [50] смоделирован расчет скорости квазистационарного СВ на орбите Земли, основанный на потенциальном приближении площади источников быстрого квазистационарного СВ.

В работе [51] дан анализ разных способов определения скорости и концентрации околосолнечной плазмы методом радиопросвечивания с использованием высокостабильных сигналов космических аппаратов и представлены результаты исследований характеристик СВ на гелиоцентрических расстояниях от 3 до 50 радиусов Солнца. Также, данным методом в [52] изучена зависимость скорости СВ от магнитного поля короны в различных фазах солнечной активности.

Помимо этого существуют данные по скорости СВ, определенные по ориентации плазменных хвостов комет. При этом учитываются следующие наблюдательные факты:

1. Как правило, плазменный хвост лежит в плоскости орбиты [18];

2. Ось симметрии плазменного хвоста кометы, как правило, отклоняется от продолженного радиус-вектора (абerrация плазменного хвоста кометы) в направлении противоположном движению кометы [10, 14];

3. Углы отклонения чаще всего менее  $5^\circ$  [14];

4. Плазменный хвост кометы может опережать продолженный радиус-вектор (отрицательная абerrация) лишь незначительно [14];

5. И отрицательная абerrация, и отклонение назад на большие углы порядка  $15-20^\circ$ , очень редки [14].

По результатам нахождения скорости СВ по плазменным хвостам комет были сделаны следующие выводы [53, 54]:

1. Абerrационные скорости СВ, определяемые по отклонению осей хвостов I типа от продолженного радиус-вектора, наблюдавшихся длительное время, позволяют выявить особенности распределения скоростей СВ в зависимости от гелиографической широты.

2. Установлено, что на разных гелиографических широтах абerrационные скорости различны: имеет место понижение в области экватора и увеличение над активными областями Солнца.

3. Обнаружено смещение активных зон СВ в течение 11-летнего цикла в соответствии с общим ходом солнечной активности.

4. Средняя величина абerrационной скорости СВ вблизи минимума солнечной активности больше, чем в ее максимуме.

5. Величина скорости СВ в пределах 0.5-2.5 а.е. не зависит от гелиоцентрического расстояния.

Полученные выводы аналогичны вышеприведенным выводам, сделанным на основе скоростей СВ, измеренных КА. Следовательно, для уверенной интерпретации результатов в модели СВ необходимо использование большего количества данных, полученных с помощью КА и кометных наблюдений. В этой связи акцентируется необходимость дальнейшего изучения процессов, как в кометах, так и в солнечном ветре для выявления физической природы солнечно-кометного взаимодействия [20,

53].

### §1.2.3. Метод определения скорости солнечного ветра по углу абберации плазменного хвоста кометы

Согласно Бирману [28], вызванный ускорением абберационный угол оси плазменного хвоста -  $\varepsilon$  определяется относительными направлениями и значениями скоростей радиально расширяющейся солнечной плазмы и кометы, движущейся по своей орбите (рис. 1.5). Такое объяснение позволяет понять, почему кометный плазменный хвост может оставаться прямолинейным [18].

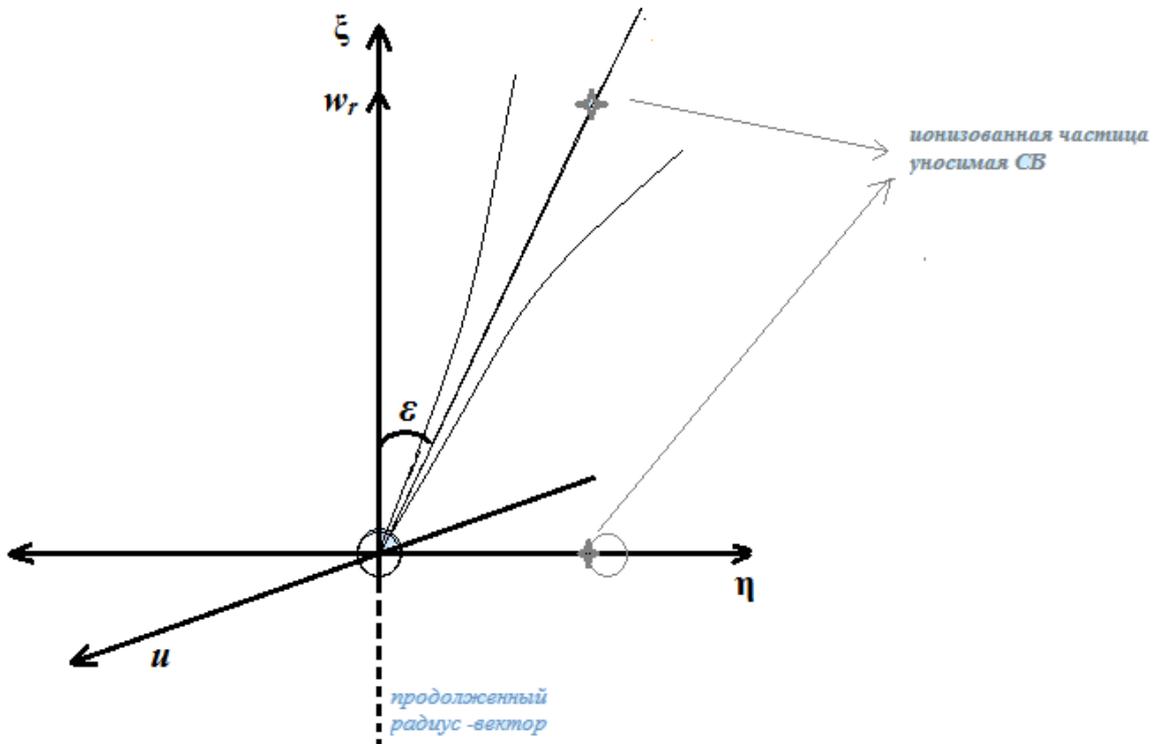


Рис. 1.5. Схематическое изображение плазменного хвоста кометы в кометоцентрических координатах.

Из рис. 1.5 видно, что значение радиальной скорости СВ –  $w_r$ , может быть определено по формуле (1.6) [28]:

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{u_t}{w_r}, \quad (1.6)$$

где  $u_t$  – трансверсальная скорость кометы, метод вычисления которой приведен в [55].

Аналогичную по сути, но с учетом азимутальной компоненты скорости СВ –  $w_\varphi$  и радиальной скорости кометы формулу приводит Брандт [19]:

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{V \sin \gamma - w_\varphi \cos i'}{w_r - V \cos \gamma}, \quad (1.7)$$

где  $V$  – орбитальная скорость кометы,  $\gamma$  – угол между продолжением радиус-вектора и вектором скорости кометы,  $i'$  – угол наклона орбиты кометы к плоскости солнечного экватора.

В работе [20] по данным около 1600 наблюдений комет из [21] представлены результаты, касающиеся скорости плазмы СВ и делаются следующие выводы: радиальная компонента СВ имеет довольно резкий минимум скорости в среднем равным  $150 \pm 50$  км/с; скорость СВ имеет эмпирические соотношения с геомагнитной активностью и с индексом поверхностного магнитного возмущения; эти соотношения оценивают среднюю скорость плазмы как  $500 \pm 50$  км/с и дают ее различие для солнечных максимумов и минимумов; тангенциальная составляющая СВ около Земли имеет скорость около 10 км/с и имеет направление совпадающее с направлением вращения Солнца [20]. Также отмечено, что широтные вариации скорости СВ не могут быть определены в связи с малочисленностью данных [20].

Гелиоширотные исследования распределения скорости СВ по наблюдениям комет, находящихся на расстояниях до  $r \sim 2$  а.е., проведены в [54], где показано, что по мере удаления от Солнца активные области смещаются в высокие гелиографические широты  $b$ . В минимуме солнечной активности более активны низкие широты  $b = \pm 5-15^\circ$ . Выводы делаются на основе определенных значений скорости потока СВ по абберации плазменных хвостов комет.

В работе [56] по наблюдениям кометы Tago-Sato-Kosaka 1969IX вычислены углы aberrаций плазменного хвоста кометы, значения которых лежат в интервале  $0-6.17^\circ$  и показано, что наблюдаемые радиальные скорости СВ, соответствующие этому интервалу углов, лежат в пределах 142-467 км/с. Используя данные радиальной скорости 300-400 км/с, измеренные с помощью КА «Vela», авторы выводят значения для азимутальной компоненты СВ в пределах 0.2-25.2 км/с [56].

В работе [57] по наблюдениям комет C/2001 Q4 (NEAT) и C/2002 T7 (LINEAR) в период апрель – май 2004 г. получены значения для радиальной скорости солнечного ветра 300-500 км/с, и показано, что азимутальная компонента скорости пренебрежимо мала по сравнению с радиальной. Однако полученные значения в этой работе не коррелируют (за исключением одного измерения) с данными КА Advanced Composition Explorer [58] и это объясняется тем, что измеряемые потоки различаются.

По наблюдениям комет C/2001 Q4 (NEAT), C/2004 Q2 (Machholz) и C/2006 M4 (SWAN) Сизоненко [23, 24] определяет скорость СВ и сравнивает с данными КА. За период наблюдения получены значения, изменяющиеся в пределах 237-1498 км/с. В то время, как прямые измерения КА дали в среднем величину скорости СВ 750 км/с. Возможной причиной расхождений значений по наблюдениям aberrаций плазменного хвоста комет и прямых измерений, Сизоненко считает наличие поперечных сил. При средней радиальной скорости 750 км/с, имеются, как минимум, шесть отклонений поперечной скорости солнечного ветра от средней азимутальной скорости 10 км/с, которые варьируют в пределах от -20 км/с до +80 км/с [23, 24].

По данным прямых измерений автоматического спутника Advanced Composition Explorer в [59] показано, что поперечная скорость может быть 35-60 км/с и выше, и отмечено существование 28 суточной периодичности поперечной скорости.

Измеряемые с помощью КА данные имеют свои недостатки, например, данные термической плазмы, получаемые с КА ACE и DSCOVR, могут быть сомнительными при низкой плотности частиц СВ [58].

Исходя из вышеизложенного, можно сделать заключение: наземные оценки скорости СВ, в частности, по наблюдениям комет, существенно пополняют банк данных локальных параметров СВ и могут быть использованы для изучения солнечно-кометного взаимодействия и других проблем, например, интерпретации модели расширяющейся короны Солнца.

### **§1.3. Механизмы ионизации кометных молекул**

Ионизация атома или молекулы — это эндотермическая реакция, в которой электрон атома либо удаляется в бесконечность, либо приближается в радиус действия ядра.

Различают три основных способа ионизации молекул в газах:

- 1) термическая ионизация — ионизация при столкновении с другими частицами;
- 2) полевая ионизация — ионизация при воздействии внешнего электрического или магнитного полей;
- 3) радиационная ионизация — ионизация при воздействии фотонов и других элементарных частиц.

В свою очередь, термическая ионизация происходит в двух случаях [60]: соударение первого рода (бомбардировка) и — второго (резонансная ионизация или перезарядка).

В настоящее время существуют различные мнения по поводу доминирующего механизма ионизации кометных молекул. Наиболее вероятными механизмами по предложенным моделям считаются фотоионизация [25, 25], ударная ионизация энергичными электронами [26], перезарядка [28, 28]. В [61] ионизация молекул объясняется комбинированием нескольких механизмов. В перечисленных работах

ионизация кометных молекул рассматривается на гелиоцентрическом расстоянии 1 а.е., где действительно рассмотренных механизмы эффективны.

В большинстве работ ионизация кометных молекул при бомбардировке исключается по причине непостоянства действия данного механизм образования ионов. Объясняют это тем, что на гелиоцентрическом расстоянии 1 а.е. у ядра кометы образуется атмосфера, в том числе и так называемая ионопауза – плазменная составляющая атмосферы, и СВ обтекает ионопаузу кометы [62]. Но на больших гелиоцентрических расстояниях (свыше ~5 а.е.) [63], когда у кометы более разряженная атмосфера, СВ может достигнуть поверхности ядра кометы и, как следствие, будет наблюдаться ионизация кометных молекул в результате соударений 1-го рода, т.е. бомбардировки [64]. Эффективность ионизации кометных молекул бомбардировкой на больших гелиоцентрических расстояниях (свыше ~5 а.е.) показана и в [63]. В настоящей работе впервые показано, что бомбардировка частицами СВ поверхности ядра кометы может происходить при отсутствии у последней ионопаузы.

По данным космических миссий поверхность ионопаузы находится на расстоянии ~5000 км от ядра кометы [65], хотя, согласно [66], при учете некоторых физических процессов расположение ионопаузы может несколько отличаться. Как известно, тепловые скорости молекул  $u = \sqrt{3RT/M}$  в интервале температуры  $T$  от 200 до 1000 К лежат соответственно в диапазоне  $u \approx 10^2 - 10^3$  м/с. Тем самым, расстояние от поверхности ядра до ионопаузы молекулы пройдут в среднем за  $\tau_{cp} \approx 10^{3.5}$  с, то есть, за это время молекула должна ионизоваться (время жизни молекулы).

Продолжительность жизни молекулы в поле солнечного излучения определяется соотношением  $\tau \sim \sigma_r^{-1} \rho^{-1}$ , где  $\sigma_r$  – вероятность ионизации (эффективное сечение),  $\rho$  – плотность ионизирующего излучения [29].

В [29] оценена продолжительность жизни молекул нейтрального азота  $N_2$  при фотоионизации, которая равна  $\tau \approx 10^6$  с. Используя данные для спокойного и активного Солнца, в [67] получено значение времени жизни для молекул  $CO$  при фотодиссоциации как  $7.9 \cdot 10^5$  с, а в период солнечного максимума оно равно  $4 \cdot 10^5$  с.

В работе [28] ионизация кометных молекул объясняется перезарядкой, но для этого берется плотность потока на несколько порядков превышающая реальную плотность СВ. В [28] оценивается время жизни молекул  $CO$  при перезарядке, которое соответствует  $\tau \approx 10^6$  с. Время жизни молекул  $N_2$  при перезарядке по расчетам [68, 31] составляет  $\tau_{cp} \approx 3.8 \cdot 10^6$  с, которое с учетом кумулятивного эффекта [69] снижается на несколько порядков. Данный эффект мог бы объяснить относительно высокую ионизованность кометных молекул при перезарядке [69], но в [70] показана стабильность ионопаузы и ее непроницаемость для магнитного поля солнечного ветра и плазмы.

Как видно, приведенные данные по времени жизни молекул не соответствует наблюдаемой продолжительности ионизации  $\tau_{cp} \approx 10^{3.5}$  с, что свидетельствует о недостаточной эффективности перечисленных ионизирующих механизмов. Кроме того, согласно [29, 68, 31] все рассматриваемые механизмы слабы, чтобы обеспечить наблюдаемую степень ионизации и вопрос о доминирующем механизме ионизации кометных молекул по настоящее время остается открытым.

В диссертации приведен количественный анализ, подтверждающий эффективность бомбардировки как первичного механизма ионообразования в атмосфере комет.

### §1.3.1. Бомбардировка – как механизм ионизации молекул

Для рассмотрения бомбардировки как механизма ионизации кометных молекул, приведем некоторые основные положения, которые подробно описаны в [71].

Первичный ион, ударившись о поверхность, может передать запас своей кинетической энергии атому (мишени). Если переданная при столкновении энергия превышает теплоту испарения атома, а его импульс направлен в сторону вакуума, то такой атом покидает поверхность (рис. 1.2). Зарядовое состояние вылетевшей с поверхности атомной частицы устанавливается на некотором расстоянии  $x_{кр}$  от поверхности, когда практически прекращается туннельный обмен электронами между твердым телом и покидающей его частицей. Часть атомов будет вылетать из мишени в виде ионов. Эту компоненту вторичного (движущегося от поверхности) потока частиц называют вторичной ионной эмиссией.

При вторичной ионной эмиссии могут эмитироваться не только положительные, но и отрицательные ионы (в том случае, если атом обладает не равным нулю электронным сродством). Коэффициент положительной вторичной эмиссии  $K^+$  есть отношение числа положительных вторичных ионов  $n_{is}^+$ , выбитых из мишени, к числу упавших на мишень первичных ионов  $n_{ip}$  ( $p$  - primary,  $s$  - secondary) [71]:

$$k^+ = \frac{n_{is}^+}{n_{ip}}.$$

Аналогично записывается выражение для коэффициента отрицательной вторичной эмиссии  $K^-$ :

$$k^- = \frac{n_{is}^-}{n_{ip}},$$

где  $n_{is}^-$  – число отрицательных вторичных ионов.

Вторичная ионная эмиссия составляет лишь небольшую часть (около 1%) от полного потока атомных частиц, возникающих при ионной бомбардировке твердых тел.

Экспериментальное оборудование для исследования ион-ионной эмиссии должно включать источник ионов, систему ускорения и фокусировки ионов, масс-анализатор вторичных ионов и детектирующее устройство.

### **§1.3.2. Экспериментальное моделирование бомбардировки поверхности ядра кометы и результаты**

В Лаборатории экспериментальной астрофизики Института астрофизики НАН Таджикистана ранее были проведены эксперименты по катодному распылению ионов с поверхности льда  $H_2O+CO_2$  при бомбардировке ионами щелочных металлов и инертного газа [72].

Краткая методика проведения экспериментов заключается в следующем. После получения вакуума порядка  $3-4 \cdot 10^{-6}$  Па, камера масс-спектрометра при постоянной откачке прогревалась до температуры 670 К в течение 2-3 часов, затем охлаждалась до комнатной температуры и снимался масс-спектр остаточного газа. Далее, по достижению давления в камере  $10^{-6}$  Па, металлическая подложка охлаждалась до температуры 80 К. Углекислый газ и вода осаждались в виде ледяной пленки на металлическую подложку из баллонов с помощью двух специальных натекателей. Температура углекислого газа и воды при напылении на подложку была на 2-3 градуса выше температуры плавления этих веществ. С учетом времени напыления, скорости натекания и коэффициента конденсации этих веществ на подложке образовалась ледяная пленка, толщина которой была порядка нескольких тысяч атомных слоев, что исключало влияние материала самой подложки на эмиссию ионов.

Надо отметить, что соотношение содержания  $CO_2$  и  $H_2O$  в исследуемой пленке льда было невозможно точно установить. Во-первых, коэффициент конденсации на поверхности подложки при данной ее температуре для этих

молекул различен, во-вторых, упругость паров в баллончиках при данной температуре тоже зависит от содержимого вещества.

Полученную плёнку льда, охлаждённую жидким азотом до температуры 80 К, бомбардировали положительными ионами Cs при вакууме  $2 \cdot 10^6$  Па. Ионная составляющая продуктов распыления вытягивалась электрическим полем и анализировалась лабораторным магнитным масс-спектрометром. Масс-спектр записывался с помощью двух-координатного потенциометра, горизонтальная развёртка которого производилась током питания электромагнита масс-анализатора, а вертикальная развёртка - ионным током масс-анализатора. При исследовании динамики изменения интенсивности отдельных ионов в случае бомбардировки ледяной модели кометы для повышения точности измерений использовали метод двойной модуляции [73]. Полученные результаты в ходе проведения эксперимента приведены в § 4.2 [74, 75].

## ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 1

В первоисточниках разработанных и предложенных для использования различных методов исследований основной акцент, как правило, направлен на их доказательство (превосходство, схожесть, достоверность), но при их использовании на практике оказывается, что остаются не раскрытыми некоторые моменты, возможно даже очень простые, но требующие немалого времени и усилий при освоении и применении данных методов. Так, в методе Штумпфа [16] не описано как определяется центр фотометрического ядра кометы, тогда как фотометрическое ядро кометы протяженный (не точечный) объект. Также, не показано влияние прецессии и собственного движения звезд на точность определения кометоцентрических координат. Поскольку исследование точности определения скорости СВ по аберрации плазменного хвоста кометы необходимо проводить с учетом погрешности методов перспективного

проектирования, решения перечисленных вопросов предлагаются в **Главе 2** настоящей работы.

Для определения скорости СВ по наблюдениям отклонения плазменных хвостов комет можно использовать методы Бирмана [28] и Брандта [19]. Однако, недостатком их уравнений является отсутствие учета поперечных сил. Полученные таким методом значения скорости СВ часто занижены относительно измеренных с помощью КА и занижение тем больше, чем меньше скорость СВ. Также, результаты, полученные таким образом, вызывают некоторые сомнения, связанные со следующими трудностями: а) ось хвоста проводится на глаз; б) предполагается, что плазма, по данным наблюдений комет, находящаяся на определенной широте, покидает Солнце на той же самой широте [12]. Проблемы, связанные с поперечным действием СВ и его учетом, рассматриваются в **Главе 3**.

Поскольку СВ взаимодействует в основном с плазменной составляющей атмосферы кометы, то значительный интерес для исследования представляет процесс ионизации кометных молекул. Как видно из обзора, приведенного в §1.3, эффективности механизмов, ионизирующих кометные молекулы, таких как фотоионизация, ионизация энергичными электронами, перезарядка, недостаточно для объяснения наблюдаемого времени ионизации. Кроме того, не все они освещены в литературе на должном уровне, по крайней мере, с количественной точки зрения. Так, например, может происходить эффективно ионизация рентгеновской радиацией, когда электрон получивший энергию кванта ионизирует нейтральные молекулы путем неупругих столкновений первого рода. Или, возможно, потенциал ионизации имеется в ядре кометы. Из перечисленных механизмов в **Главе 4** исследован процесс ионизации кометных молекул при бомбардировке поверхности ядра кометы протонами солнечного ветра.

## ГЛАВА 2. ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОМЕТОЦЕНТРИЧЕСКИХ КООРДИНАТ ОСИ ПЛАЗМЕННЫХ ХВОСТОВ КОМЕТ

### §2.1. Усовершенствование метода Штумпфа

В данном параграфе рассматривается разработанный новый подход, упрощающий измерения и увеличивающий точность в методе перспективного проектирования по Штумпфу. Усовершенствованный метод Штумпфа применен для измерения кометоцентрических координат изображений кометы C/2014 Q2 (Lovejoy) полученных в ГисАО 27.707558 января 2015 г. по мировому времени. На момент наблюдения комета находилась на геоцентрическом расстоянии 0.7 а.е. и имела развитую структуру хвоста. Ось хвоста, кометоцентрические координаты которой определяются в данной работе, проводилась так, чтобы лучевая система хвоста располагалась относительно ее симметрично.

В методе Штумпфа не ясно, как наносится начало отсчета кометоцентрических координат. В этой связи, для точного определения фотометрического центра ядра кометы мы исходим из того, что система уравнений (1.3, 1.4) в методе перспективного проектирования [17] для общего случая имеет бесконечное множество решений. Естественно, в этом случае необходимо найти частное решение. Таким решением может быть ввод следующего условия: при равенстве значений определяемых прямоугольных координат кадра координатам центра ядра ( $x=x_c$ ;  $y=y_c$ ) для кометоцентрических координат должны получиться нулевые значения ( $\xi=0$ ,  $\eta=0$ ), что наглядно демонстрирует рис. 2.1. На практике это достигается путем использования в вычислительной программе значений прямоугольных координат центральной области фотометрического ядра.

	A	B
1	$\rho$ -геоцентрическое расстояние	0,6920
2	$\Omega$ -долгота восходящего узла	95,97561
3	$r$ -гелиоцентрическое расстояние	1,291
4	$l$ -гелиоцентрическая долгота	127,39
5	$i$ -угол наклона орбиты к эклиптике	80,30119
6	$f$ -фокусное расстояние объектива	2820,00
7	$R$ -гелиоцентрическое расстояние Земли	0,98472
8	$\gamma$ -угол поворота	13,415
9	$x$ -абсцисса точки хвоста	53,40
10	$y$ -ордината точки хвоста	139,40
11	$X$ -абсцисса ядра кометы	53,40
12	$Y$ -ордината ядра кометы	139,40
13	$U=$	99,21060686
14	$\lambda=$	31,94517303
15	$\alpha=$	41,15577989
29	$\xi=$	0,00000E+00
30	$\eta=$	0,00000E+00
31	$\varepsilon$	#ДЕЛ/0!

Рис. 2.1. Заданные параметры и значения кометоцентрических координат.

Согласно перспективному проектированию кометоцентрических координат на плоскость изображения по методу Штумпфа [17] заданы:  $i$ ,  $\Omega$  – наклонение и долгота восходящего узла кометы;  $\Delta$ ,  $r$  – геоцентрическое и гелиоцентрическое расстояния кометы;  $l$ ,  $R$  – гелиоцентрические долгота и расстояние Земли;  $f$  – фокусное расстояние телескопа (рис. 2.1.). Определим кометоцентрические координаты кометы C/2014 Q2 (Lovejoy), элементы орбиты и эфемериды которой использованы из [76], солнечно-земные данные приведены из [77].

Согласно алгоритму (§1.2) определения кометоцентрических координат производим следующие действия:

1) записываем  $\alpha_c$ ,  $\delta_c$  и  $\alpha_s$ ,  $\delta_s$  – экваториальные координаты кометы и Солнца на момент наблюдения. В нашем случае:  $\alpha_c = 38^\circ.02333$ ,  $\delta_c = 34^\circ.885986$  и  $\alpha_s = 309^\circ.90800$ ,  $\delta_s = -18^\circ.39444$ ;

2) по экваториальным координатам –  $\alpha$ ,  $\delta$  отождествленных звезд (таблица 2.1) на изображение кометы наносим сетку экваториальных координат (рис.2.2);

Таблица 2.1. Экваториальные и прямоугольные координаты проведенной сетки на изображении кометы

$X$	$\alpha$ , градусы	$x$ , мм	$Y$	$\delta$ , градусы	$y$ , мм
1	38.01589	48.7	a	34.81097	96.8
2	38.02333	53.4	b	34.83897	111.6
3	38.04117	59.5	c	34.85986	123.3
4	38.06984	73.0	d	34.87428	131.7
5	38.10588	89.2	e	34.89194	139.4
6	38.14903	108.5	f	34.90619	147.9
7	38.1765	121.2	g	34.92416	157.9
8	38.19871	131.0	h	34.93894	166.1
9	38.22938	145.2	i	34.96328	179.9
10	38.25029	155.5	j	34.97574	186.5

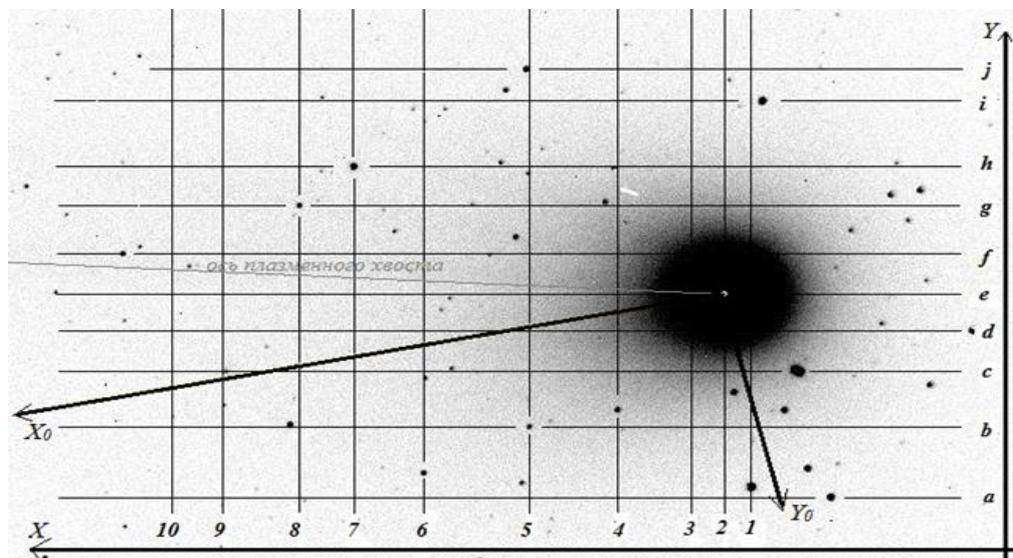


Рис. 2.2. Изображение кометы C/2014 Q2 (Lovejoy) с сеткой экваториальных координат.

3) решая уравнение (1.1) большого круга [10], определяем склонение  $\delta_{r-v}$  продолженного радиус-вектора (табл. 2.2) по прямому восхождению  $\alpha$  опорных звезд и кометы. Ошибка определения прямоугольных координат (табл. 2.2) составляет  $\pm 0.1$  мм. Далее,

проводим проекцию  $x_0$  на изображении кометы (рис.2.2);

Таблица 2.2. Экваториальные и прямоугольные координаты продолженного радиус-вектора

$\alpha$	38°.06984	38.14903	38.10588	38.19871	38.42650
$\delta_{r-v}$	+34°.9036	+34.9225	+34.9122	+34.9343	+34.9882
$x_0$ , мм	73.0	89.2	108.5	145.2	155.5
$y_0$ , мм	134.1	130.7	126.3	114.4	117.3

4) по уравнению (1.2) определяем угол поворота  $\gamma$ , используя прямоугольные координаты таблицы 2.1 и рисунка 2.2:  $\gamma = 13^\circ.3 \pm 1^\circ.7$ . Итак, погрешность определения угла по прямоугольным измеренным координатам составляет почти  $2^\circ$ .

Усовершенствуем методику с целью снижения ошибки. На рис. 2.2 ось  $x_0$  совпадает с проекцией продолженного радиус- вектора, а ось  $y_0$  направлена против движения кометы. Учитывая, что поле изображения  $45' \times 45'$ , можно перейти к геометрии на плоскости. Изображение получено на телескопе с экваториальной монтировкой, то есть прямоугольная система координат совпадает с экваториальной системой координат (рис. 2.2, 2.3) и угол поворота  $\gamma$  можно вычислить по уравнению:

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{|\delta_{r-v} - \delta_c|}{|\alpha - \alpha_c|}. \quad (2.1)$$



Рис. 2.3. Изображение звездного неба, полученное при выключенном часовом механизме.

Значение угла, полученное по формуле (2.1) с использованием экваториальных координат продолженного радиус-вектора и данных таблицы 2.2, составляет  $\gamma = 13^{\circ}.4 \pm 0^{\circ}.08$ . Как видно, погрешность вычисления угла уменьшилась более, чем на порядок. При вычислении таким способом угол поворота и его погрешность зависят от каталожных значений экваториальных координат опорных звезд, что значительно повышает точность. Другим преимуществом данной модификации методики является то, что отпадает необходимость нанесения сетки координат на изображение кометы.

Другой вопрос связан с ориентацией оси хвоста кометы, по углу отклонения которого от продолженного радиус-вектора находится скорость СВ. Недостатком здесь является то, что ось хвоста проводится «вручную» (на глаз) и, естественно, возникает вопрос о влиянии данного действия на точность измерений.

Для проведения оси хвоста, необходимо определить структуру плазменного хвоста (рис. 2.4.): а) лучевая или б) веерообразная.

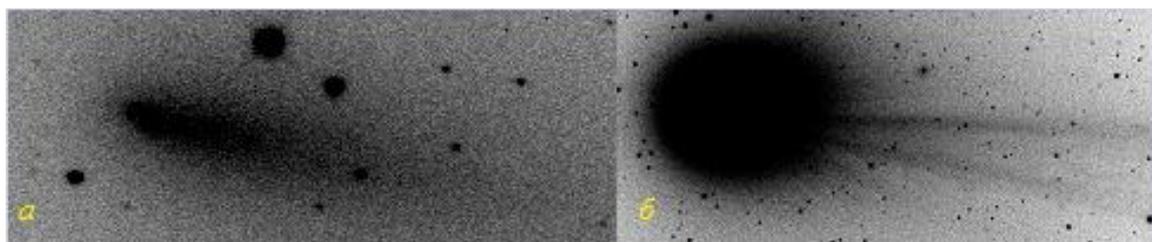


Рис. 2.4. Кометы с лучевой (а) и веерообразной (б) структурой плазменного хвоста.

В случае кометы с лучевой структурой, на примере измерения кометы C/2019 Y4 (ATLAS), рассмотрим поведение оси хвоста. При изменении положения оси хвоста относительно продолженного радиус-вектора на  $\pm 0.1$  мм (предел точности измерения в измеряемых программах «Astroart», «Paint») отклонение угла составляет  $\sim 0^{\circ}.3$ . В случае кометы C/2014 Q2

(Lovejoy), структура плазменного хвоста которой веерообразная, ось проводится между наиболее яркими лучами. Согласно [78], лучи системы захлопываются к оси симметрии. Вычисления показывают отклонение  $\pm 0^\circ.5$ . Иными словами, в обоих рассмотренных случаях при смещении оси на 0.1 мм нарушается симметрия. Соблюдение условия сохранения симметрии обеспечивает достаточную точность проведения оси плазменного хвоста.

## **§2.2. Влияние прецессии и собственного движения звезд на определение кометоцентрических координат**

В [37] приводится метод расчета собственного движения звезд по методу Блажко [79]. Однако в [37] результаты учета прецессии и собственных движений звезд на определение кометоцентрических координат не приведены.

В данном параграфе рассматривается учет влияния прецессии и собственного движения звезд на определение кометоцентрических координат по методу Штумпфа [16] с использованием наблюдений кометы C/2019 Y4 (рис. 2.5 – 2.8) проведенных с помощью телескопа АЗТ-8 ГисАО. Элементы орбиты и эфемериды кометы C/2019 Y4 использованы из [80], солнечно-земные данные из [81].

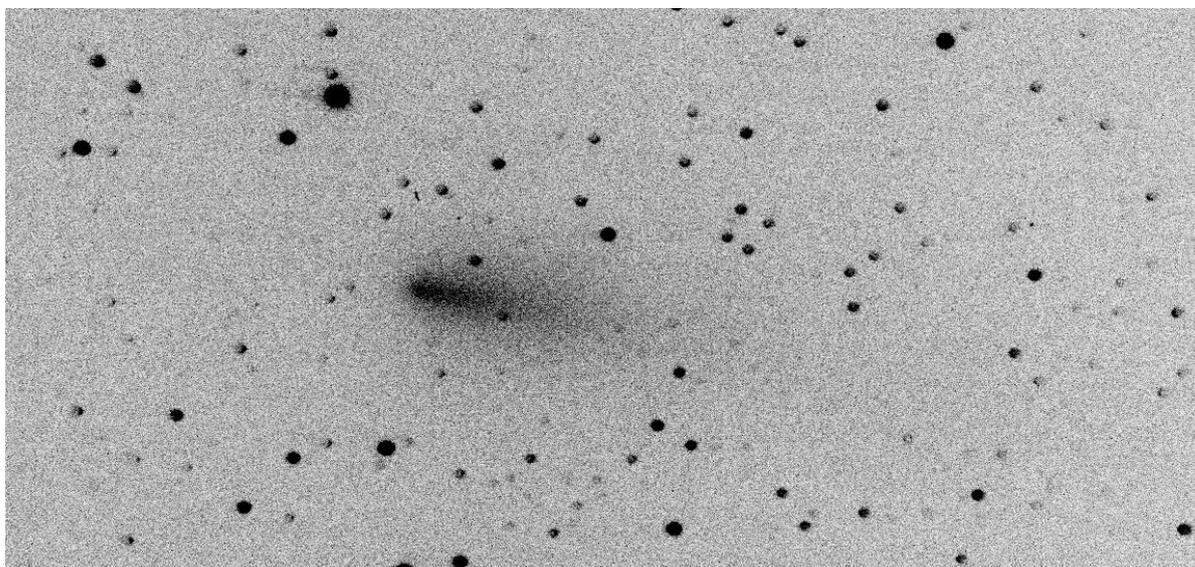


Рис. 2.5. Комета C/2019 Y4 (ATLAS) по наблюдению 20.6994 /04 /2020.

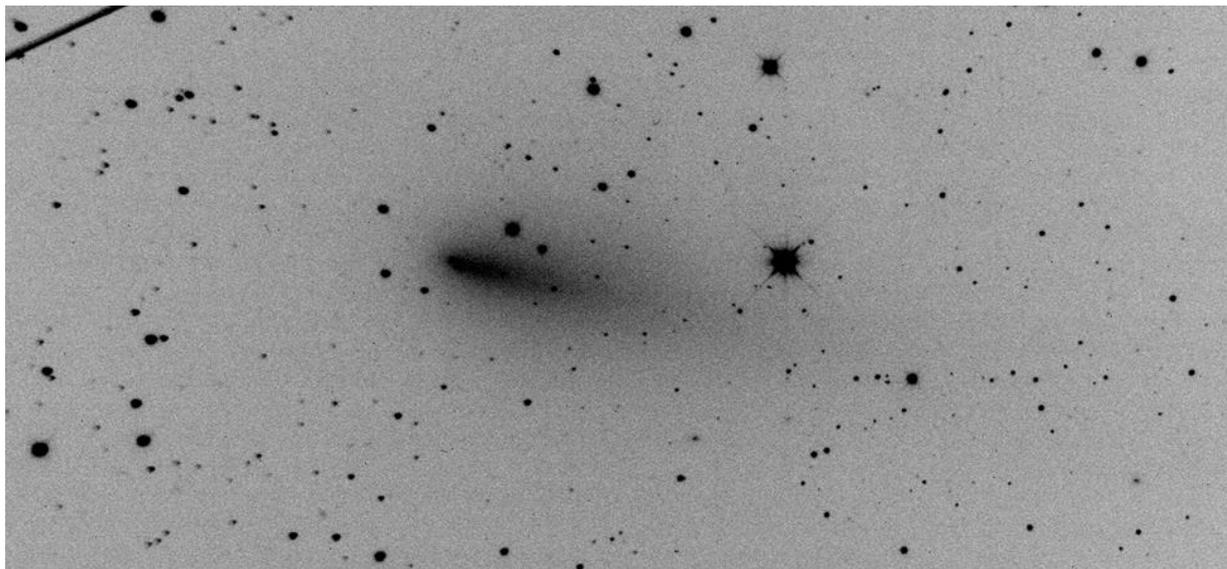


Рис. 2.6. Комета C/2019 Y4 (ATLAS) по наблюдению 21.6652 /04 /2020.

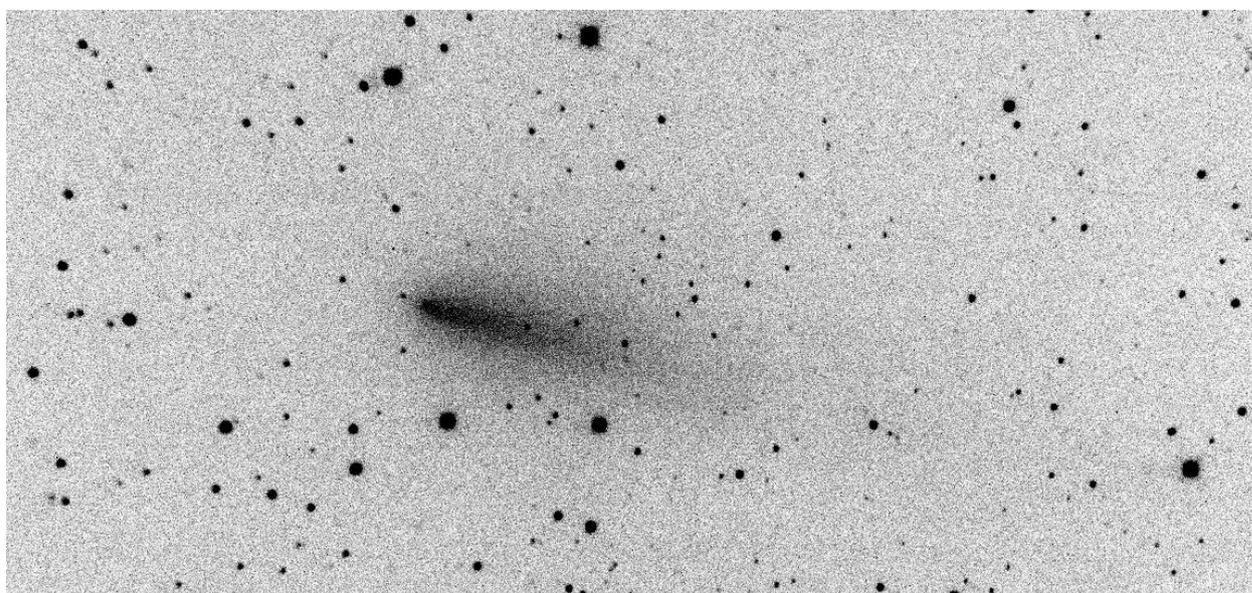


Рис. 2.7. Комета C/2019 Y4 (ATLAS) по наблюдению 22.7131 /04 /2020.

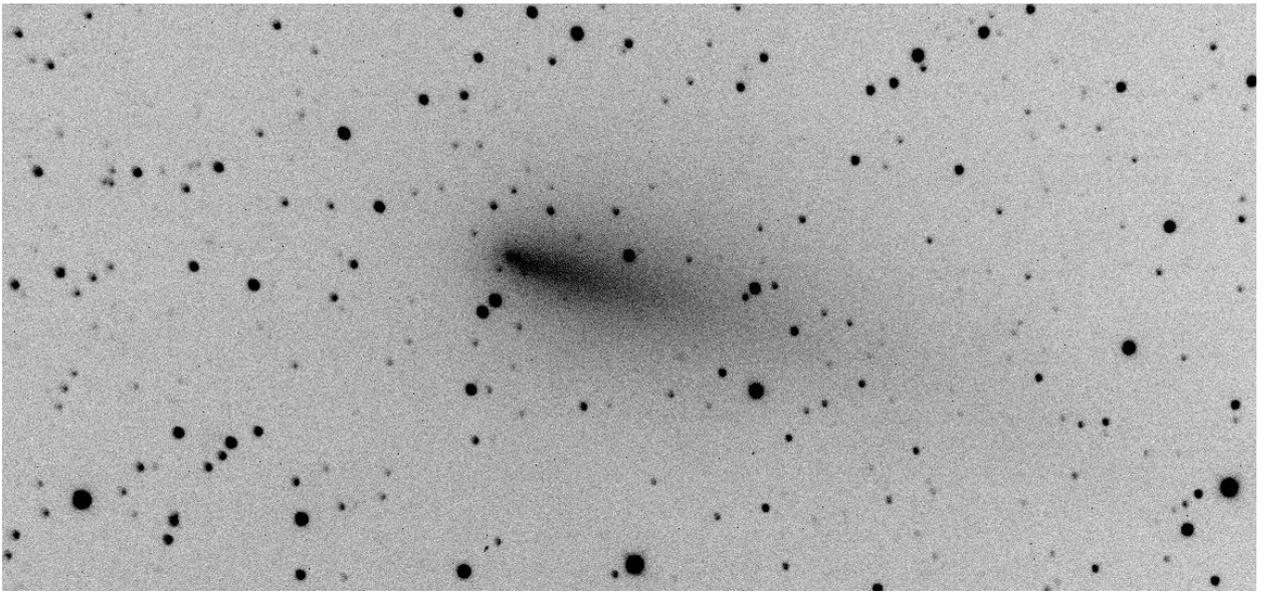


Рис. 2.8. Комета C/2019 Y4 (ATLAS) по наблюдению 23.6326 /04 /2020.

Вследствие прецессии изменяются экваториальные координаты звезд, причем изменение происходит, в основном, в значении прямого восхождения, тогда как изменения в склонении незначительны  $\Delta\delta \rightarrow 0$ . Наиболее простой способ вычисления прецессии приводится в [82]:

$$\begin{cases} \alpha = \alpha_0 + (m + n \sin \alpha_0 \operatorname{tg} \delta_0) \cdot \Delta t \\ \delta = \delta_0 + (n' \cos \alpha_0) \cdot \Delta t \end{cases}, \quad (2.2)$$

где  $\alpha_0$  и  $\delta_0$  – экваториальные координаты на эпоху каталога,  $\alpha$  и  $\delta$  – экваториальные координаты на момент наблюдения,  $m$ ,  $n$  и  $n'$  – табличные данные [82],  $\Delta t$  – разница между эпохой каталога и эпохой наблюдения.

Таким образом, с помощью формулы (2.2) были определены координаты Солнца, кометы C/2019 Y4 (ATLAS) и опорных звезд. Результаты исследования влияния прецессии на точность определения кометоцентрических координат, приведены в табл. 2.3, где  $\Delta\xi$  и  $\Delta\eta$  – разность между кометоцентрическими координатами, вычисленных без и с учетом прецессии.

Разность кометоцентрических координат кометы C/2019 Y4 (ATLAS)  
с учетом прецессии

Дата дд/мм/гг	$\Delta\xi$ , а.е.	$\Delta\eta$ , а.е.
20.6994 /04 /2020	0.00002	0.00007
21.6652 /04 /2020	0.00002	0.00007
22.7131 /04 /2020	0.00005	0.00009
23.6326 /04 /2020	0.00002	0.00006

Изменение координат происходит и вследствие собственного движения звёзд [83]. Собственные движения звёзд являются скоростями изменения их координат:

$$\begin{cases} \mu_\alpha = \frac{d\alpha}{dt} \\ \mu_\delta = \frac{d\delta}{dt} \end{cases} \quad (2.3)$$

где  $\mu_\alpha$  – собственное движение по прямому восхождению,  $\mu_\delta$  – собственное движение по склонению.

По традиции, вызванной удобством использования и сравнения с  $\mu_\delta$ , вместо величины  $\mu_\alpha$  используют нормированную к большому кругу величину  $\mu_\alpha^*$ , которая приводится в электронной и в печатной версиях каталогов [83]:

$$\mu_\alpha^* = \mu_\alpha \cos \delta. \quad (2.4)$$

Влияние учета собственного движения звезд на определение кометоцентрических координат производится по формулам системы [83]:

$$\begin{cases} \alpha = \alpha_0 + \mu_\alpha^* \Delta t \\ \delta = \delta_0 + \mu_\delta \Delta t \end{cases} \quad (2.5)$$

По формуле (2.5) найдены разность кометоцентрических координат кометы C/2019 Y4 (ATLAS) с учетом собственного движения звезд (табл. 2.4).

Разность кометоцентрических координат кометы C/2019 Y4 (ATLAS)  
с учетом собственных движений звезд

Дата дд/мм/гг	$\Delta\xi$ , а.е.	$\Delta\eta$ , а.е.
20.6994 /04 /2020	0.0000009	0.0000024
21.6652 /04 /2020	0.0000006	0.0000018
22.7131 /04 /2020	0.0000061	0.0000147
23.6326 /04 /2020	0.0000028	0.0000079

Разброс значений вычисленных погрешностей связан с ошибкой определения центра протяженного фотометрического ядра. Согласно [84, 85], точность определения экваториальных координат звезд находится в диапазоне  $7 \cdot 10^{-8} - 1.4 \cdot 10^{-6}$  рад/год, а собственных движений звезд –  $5 \cdot 10^{-9} - 5 \cdot 10^{-8}$  рад/год. То есть, если выразить полученные значения разности в этих же величинах, то для максимального значения (табл. 2.3) получим  $9.69 \cdot 10^{-7}$  рад/год, что на порядок ниже точности учитываемых факторов и их учет является нецелесообразным.

### **§ 2.3. Определение кометоцентрических координат оси хвоста комет C/2019 Y4 (ATLAS) и 67/P Churyumov – Gerasimenko**

В данном параграфе измеряются кометоцентрические координаты оси хвоста комет C/2019 Y4 (ATLAS) по наблюдениям ГисАО с 19 по 23 апреля 2020 г. и 67/P (рис. 2.9), изображения которой получены на телескопе Цейсс-1000 Международной астрономической обсерватории Санглок (МАОС) 5.8677 октября 2021 г. по всемирному времени (UT). Методика измерения приведена в параграфе 2.1.

Затем с использованием измеренных кометоцентрических координат и соотношения  $tg \varepsilon = \eta/\xi$  определены углы абберации  $\varepsilon$  оси хвоста кометы C/2019 Y4 (ATLAS), которые приведены в табл.2.5.

Таблица 2.5. Угол абберации оси хвоста кометы C/2019 Y4 (ATLAS) по наблюдениям в апреле 2020 г.

Сутки	$\varepsilon$ , градусы
19.6952	$4.1 \pm 0.3$
20.6994	$4.4 \pm 0.3$
21.6652	$1.6 \pm 0.3$
22.7132	$3.1 \pm 0.3$
23.6326	$3.4 \pm 0.3$

Таким же образом, вычислим угол абберации по изображению кометы 67/P Churyumov – Gerasimenko (рис. 2.9)

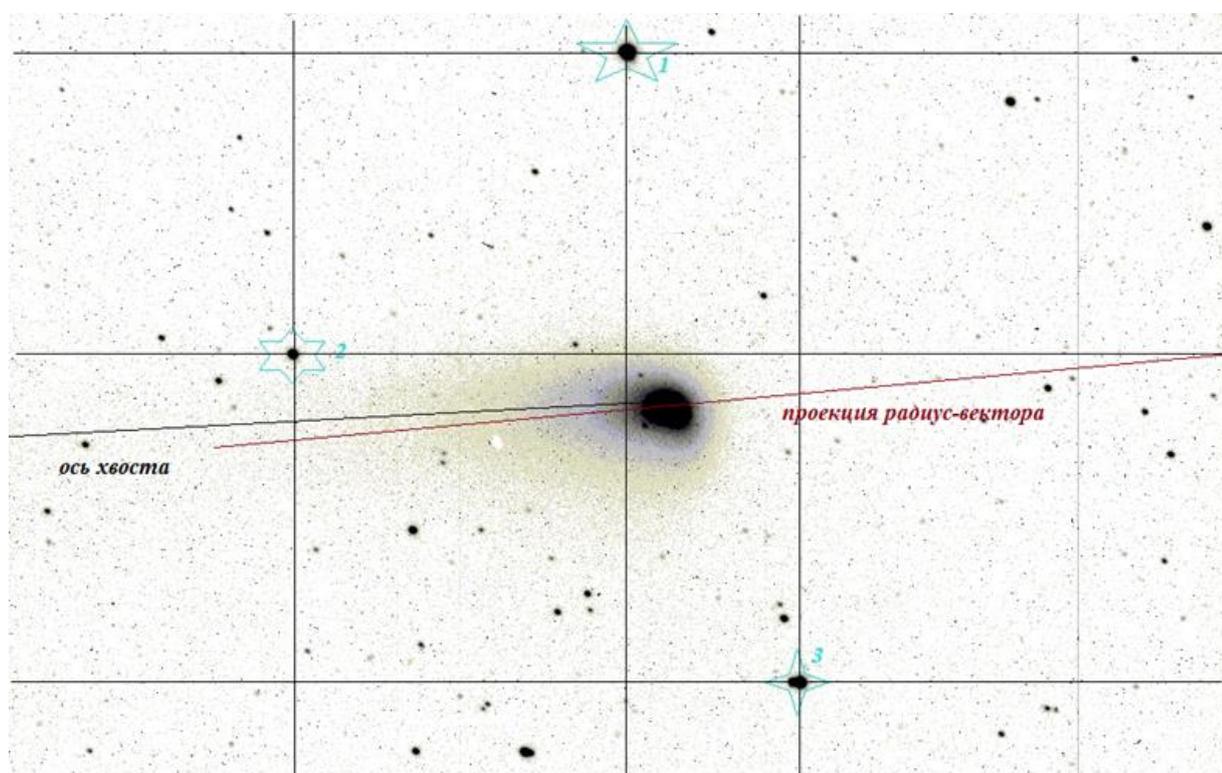


Рис. 2.9. Изображение кометы 67P, обработанное в программах “Astroart” и “Paint”.

Таблица 2.6. Исходные и вычисленные экваториальные координаты

	Солнце	Комета	Продолженный радиус-вектор		
$\alpha^\circ$	192,62071	80,19792	80,19089	80,14170	80,21291
$\delta^\circ$	-5,41131	+ 22,59028	+ 22,58986	+ 22,58695	+ 22,59116

The screenshot shows an Excel spreadsheet with the following data:

	A	B
1	$\rho$ -геоцентрическое расстояние	0,4790
2	$\Omega$ -долгота восходящего узла	36,335303
3	$r$ -гелиоцентрическое расстояние	1,258
4	$l$ -элонгация+180	12,83725
5	$i$ -угол наклона орбиты к эклиптике	3,8716997
6	$f$ -фокусное расстояние объектива	13300
7	$R$ -гелиоцентрическое расстояние Земли	0,99991
8	$\gamma$ -угол крена	3,380
9	$x$ -абсцисса точки хвоста	12,0
10	$x$ -абсцисса точки хвоста	258,9
11	$y$ -ордината точки хвоста	90,0
12	$X$ -абсцисса ядра кометы	122,8
13	$Y$ -ордината ядра кометы	83,6
14	$U=$	111,6434712
15	$\lambda=$	20,72715438
16	$\alpha=$	42,37062562
30	$\xi=$	5,98009E-03
31	$\eta=$	7,80E-04
32	$\epsilon$	7,42958937

Рис. 2.10. Исходные данные и результаты вычислений  
 кометоцентрических координат.

Как известно, обычно, у комет наблюдаются два типа хвостов. Плазменный – прямой и длинный, а также, пылевой – относительно короткий и изогнутый. Есть условия, при котором визуальное различие типа хвостов затрудняется: чем ближе Земля к плоскости орбиты кометы, тем прямее пылевой хвост; в случае нестационарного истечения кометных частиц и на небольшом расстоянии от ядра, пылевой хвост может казаться прямым;

для визуального наблюдателя, чтобы обнаружить кривизну хвоста, его длина должна быть не менее  $6 - 7^\circ$  [86].

Однако, тип хвоста можно определить и по его ориентации: плазменные хвосты, обычно, имеют угол отклонения относительно продолженного радиус-вектора менее  $10^\circ$ , а пылевые более  $20^\circ$  [18, 31]. Полученные значения кометоцентрических координат оси хвоста для кометы 67/P (рис. 2.10) дают значение угла отклонения  $\varepsilon = 7.4^\circ \pm 0.3^\circ$  (менее  $8^\circ$ ) и для оси хвоста кометы C/2019 Y4 углы абберации составляют менее  $5^\circ$  (табл.2.5), что свидетельствует о плазменной природе наблюдаемых хвостов. Плазменная природа наблюдаемого хвоста кометы C/2019 Y4 подтверждается также спектральными наблюдениями в работе [86].

## ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 2

Результаты измерений изображений комет показывают, что прямоугольные координаты центра ядра на изображении определяются не однозначно из-за того, что ядро кометы не точечный объект. Для устранения этого предложено применение прямоугольных координат центральной области фотометрического ядра в качестве координат искомой точки ( $x=x_c$ ;  $y=y_c$ ), что является условием точного определения начала отсчета кометоцентрических координат. При выполнении данного условия равенство нулю кометоцентрических координат искомой точки ( $\xi=0$ ,  $\eta=0$ ) является частным решением системы уравнений в методе Штумпфа. Усовершенствованный подход реализован для нахождения точки отсчета кометоцентрической системы координат на изображениях двух комет, результаты показывают его надежность и достоверность.

Другой важный результат исследования – это выявление зависимости, позволяющей выразить угол между проекцией продолженного радиус-вектора и одной из осей прямоугольных координат через значения экваториальных координат картинной плоскости. Данная модификация

позволила уменьшить погрешность определения проекционного угла до  $0.08^\circ$ , тогда как прежде при определении указанного проекционного угла через прямоугольные координаты ошибка составляла  $1.7^\circ$ . Предложенная модификация может быть реализована при наблюдении комет с телескопами с экваториальной монтировкой и малым углом обзора (например,  $45' \times 45'$ ). Другим преимуществом является то, что отпадает необходимость нанесения сетки экваториальных координат на изображение.

Показано, что проводимая ось симметрии плазменного хвоста имеет погрешность несколько десятков доли градуса. Точность проведения оси для комет с лучевым хвостом выше, чем для комет с веерообразной структурой хвоста.

Выявлено, что влияние прецессии и собственных движений звезд на определение кометоцентрических координат является незначительным. В литературе приводятся значения кометоцентрических координат до десятитысячной доли единицы, а вычисленные нами разности значений с учетом прецессии и собственного движения звезд и без их учета являются на порядок ниже.

Полученные значения кометоцентрических координат оси хвоста кометы 67/P дают значения угла отклонения менее  $10^\circ$ , что свидетельствует о плазменной природе хвоста.

Результаты, полученные в данной главе, являются решением вопросов, поставленных в §1 Главы 1, и могут быть использованы не только для определения кометоцентрических координат, но и для сравнения результатов полученных с помощью других методов перспективного проектирования. Также, значения кометоцентрических координат оси плазменного хвоста используются при вычислении скорости СВ.

## ГЛАВА 3. ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА ПО ОРИЕНТАЦИИ ПЛАЗМЕННЫХ ХВОСТОВ КОМЕТ

В 1943 г. Хоффмейстер [19] опубликовал результаты всестороннего изучения ориентации ионизованных хвостов комет, которые являются первым количественным исследованием солнечного ветра. На одном из его графиков приведено изменение тангенса угла  $\varepsilon$  между осью хвоста и продолжением радиус-вектора в зависимости от скорости кометы. Как указывает Брандт [19], детальный анализ данных Хоффмейстера дает среднее значение радиальной скорости солнечного ветра  $474 \pm 21$  км/с. Сам Брандт [19], на основе ориентации плазменных хвостов комет, получил для радиальной скорости спокойного солнечного ветра значения: среднее  $450 \pm 11$  км/с и минимальное  $225 \pm 50$  км/с.

### § 3.1. Определение радиальной скорости солнечного ветра по отклонению плазменных хвостов комет

Известно, что радиальная скорость СВ, измеренная с помощью космических аппаратов “Vela”, варьирует в пределах от 200 до 1200 км/с [88] и выше [43]. Скорости СВ –  $w_r$ , определенные по отклонению плазменных хвостов комет относительно продолженного радиус-вектора, варьируют в тех же пределах [89, 53].

Как уже указывалось (Глава 1), отношение трансверсальной скорости кометы –  $u_t$  [2] к радиальной скорости солнечного ветра –  $w_r$ , согласно [3, 4], равно тангенсу угла аберрации  $\varepsilon$  (3.1) и, соответственно, отношению кометоцентрических координат (рис. 1.5):

$$tg\varepsilon = \frac{u_t}{w_r} = \frac{\eta}{\xi}, \quad (3.1)$$

где  $\xi, \eta$  – кометоцентрические координаты оси плазменного хвоста кометы.

В свою очередь, трансверсальная и радиальная скорости кометы вычисляются, согласно [56], по системе уравнений:

$$\begin{cases} u_t = u_p \frac{q}{r} \\ u_r = u_p \frac{q}{r} \sqrt{\left(\frac{r}{q} - 1\right) \left(1 + \frac{r}{q} \frac{e-1}{e+1}\right)}, \\ u_p = 29.78 \sqrt{\frac{1+e}{q}} \end{cases} \quad (3.2)$$

где  $r$  – гелиоцентрическое расстояние кометы в а.е.,  $q$  и  $e$  – перигелийное расстояние в а.е. и эксцентриситет кометы.

Для околосолнечных комет семейств Крейца, Марсдена, Крахта и Мейера с перигелийными расстояниями  $q$  несколько солнечных радиусов на гелиоцентрическом расстоянии  $r$  порядка одной астрономической единицы, отношение  $q/r \approx 10^{-2} - 10^{-3}$ . Это дает значение трансверсальной скорости кометы, равное нескольким километрам в секунду (3.2). При минимальном значении радиальной скорости СВ ( $\sim 200$  км/с) угол абберации оси плазменного хвоста относительно продолженного радиус-вектора составит менее одного градуса ( $\varepsilon < 1^\circ$ ). Как уже указывалось в Главе 2, с учетом достаточной точности измерения кометоцентрических координат, скорости СВ, значения которых вычислены по наблюдениям комет, находятся в доверительном интервале при  $\varepsilon \geq 0.3^\circ$ . При  $\varepsilon = 0$ , определение скорости СВ по абберации плазменных хвостов комет становится невозможным.

### **§ 3.1.1. Определение радиальной скорости солнечного ветра по наблюдениям плазменного хвоста кометы C/2012 S1 (ISON)**

В настоящем параграфе определяется скорость солнечного ветра по изображениям кометы C/2012 S1 (ISON), полученным в сентябре 2013 г. Наблюдения проведены на 70-см телескопе АЗТ-8 Гиссарской

астрономической обсерватории (ГисАО) НАН Таджикистана. Регистрация кометы проводилась с помощью ПЗС – камеры FLI 1001E с использованием стандартных широкополосных В, V, R, I фильтров системы Джонсона-Козинса.

Гелио- и геоцентрические расстояния кометы на момент наблюдений [90] приведены в табл. 3.1, видимая звёздная величина объекта составляла  $11.2^m$  [76] и у кометы зарегистрировано вполне заметное увеличение яркости вблизи ядра. Угловой диаметр комы составлял примерно 17 угловых секунд, что на расстоянии 2.5 а.е. соответствует около 30 тыс. км.

Экваториальные координаты ядра кометы определялись методом привязки к близлежащим звездам по электронной карте звездного неба GUIDE, точность которой, примерно,  $\pm 0.4$  угловых секунд [91]. Были использованы элементы орбиты кометы, приведённые в циркуляре MPC 87064 [92].

Перспективное проектирование кометоцентрических координат на плоскость изображения выполнено по методу Штумпфа (см. § 2.1). Результаты определения экваториальных координат и радиальной скорости СВ по наблюдениям плазменного хвоста кометы приведены в табл. 3.1, где  $\alpha$  и  $\delta$  – экваториальные координаты кометы на момент наблюдений,  $r$ ,  $\Delta$  – гелио- и геоцентрические расстояния кометы,  $w_r$  – вычисленная радиальная скорость СВ и  $w_{КА}$  – радиальная скорость СВ по данным КА [58]. Зависимость  $w_r$  от времени наблюдений в графическом виде приведена на рис. 3.1.

Прежде, чем проанализировать полученные скорости СВ и сравнить их с измерениями КА, определим гелиографическую широту кометы, определяемую по формуле [18]:

$$\sin b = \sin(\omega + \varphi) \cdot \sin i, \cos \varphi = \frac{2q}{r} - 1,$$

где  $\omega$ ,  $\varphi$  и  $i$  – элементы орбиты кометы. Оказалось, что комета находится на гелиографической широте  $21^\circ$  и данная широта близка к широте нахождения

КА [93].

Таблица 3.1

Скорость солнечного ветра на сентябрь 2013 г. на гелиографической широте  $21^0$

№	Время наблюдения (сутки)	$\alpha$ ,	$\delta$	$r$ , а.е.	$\Delta$ , а.е.	$w_r$ , км/с	$w_{КА}$ , км/с
1	25.00886	$9^h 23^m 08^s$	$+18^0 42' 33''$	1.757	2.326	230	415.0
2	26.00148	$9^h 25^m 06.5^s$	$+18^0 31' 46''$	1.740	2.297	296	375.3
3	28.99443	$9^h 31^m 07.1^s$	$+17^0 57' 54''$	1.703	2.210	239	265.6
4	30.00953	$9^h 33^m 13.4^s$	$+17^0 46' 23''$	1.685	2.180	229	266.2

Вычисленные скорости по нашим наблюдениям 1 – 4, приведенные в табл. 3.1, соответствуют минимальному значению спокойного солнечного ветра (рис. 3.1) и соответствуют подтвержденному интервалу скоростей СВ 200-1200 км/с [58]. Однако полученные значения занижены относительно данных измеренных с помощью КА ACE [58], что, видимо, связано с тем, что в уравнении (1.6) не учитываются тангенциальная компонента СВ и радиальная скорость кометы.

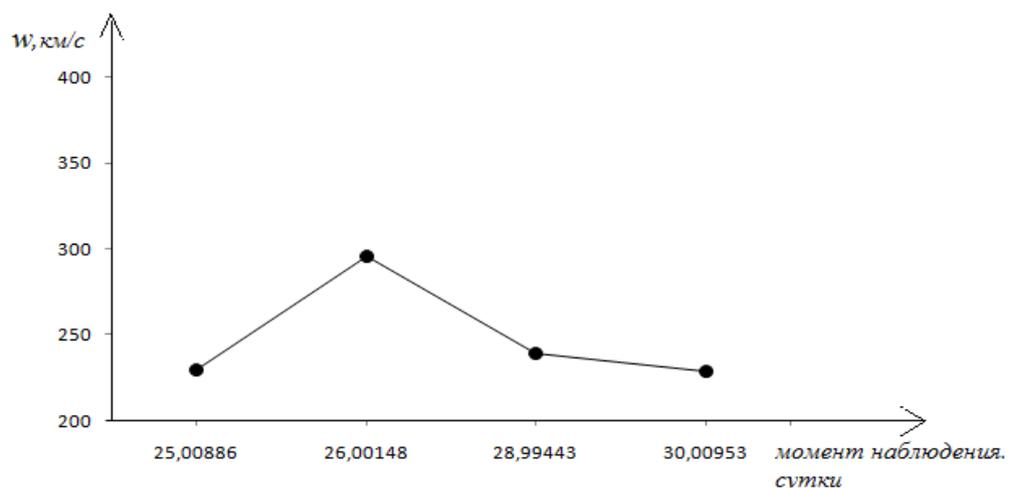


Рис. 3.1. Изменения радиальной скорости солнечного ветра в период наблюдений кометы C/2012 ISON в сентябре 2013 г.

Кроме того, скорость СВ определяется по координатам проведенной оси симметрии плазменного хвоста и зачастую она не является строго прямолинейной, что может повлиять на значения определяемой скорости СВ. Такую ось симметрии наглядно демонстрирует рис. 3.2. В этом случае, необходимо измерять прямоугольные координаты в точке стыка ломаных линий проведенной оси симметрии.

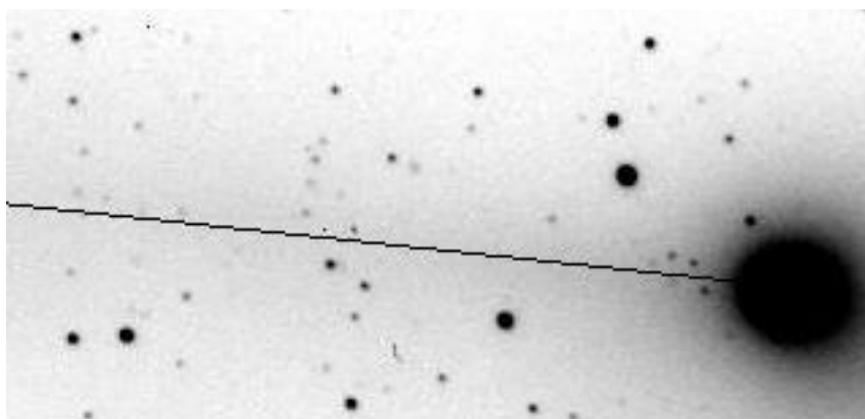


Рис. 3.2. Проведенная ось хвоста кометы.

### § 3.1.2. Определение радиальной скорости солнечного ветра по наблюдениям плазменного хвоста кометы C/2014 Q2 Lovejoy

С целью определения радиальной скорости СВ измерялся угол аберрации плазменного хвоста кометы C/2014 Q2 Lovejoy, изображение которой (рис. 3.3) получено с помощью 70-см телескопа АЗТ-8 ГисАО в широкополосном фильтре  $R$  с экспозицией 30 с. Комета на момент наблюдения (27.707558 января 2015 г.) имела развитый плазменный хвост, образованный из лучевых систем, и находилась на гелиографической широте  $b=14^\circ$  и гелиоцентрическом расстоянии  $r=1.291$  а.е [94]. Согласно [69, 31], лучи развитого плазменного хвоста «захлопываются» к оси симметрии, поэтому ось хвоста проводится между двумя наиболее яркими лучами.

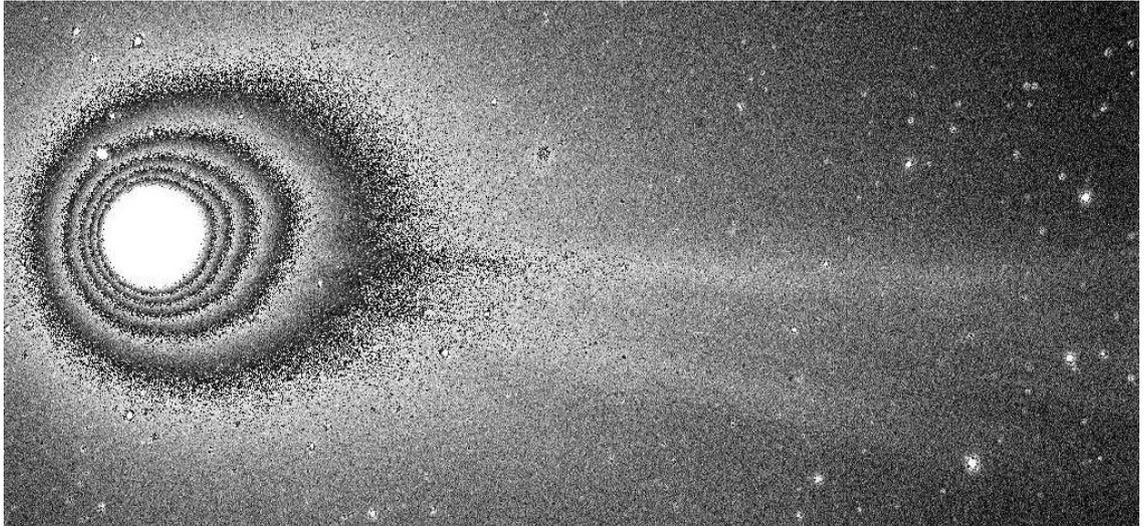


Рис. 3.3. Изображение кометы C/2014 Q2 (Lovejoy), открытое в окне программы «Astroart», АЗТ-8 ГисАО, 27 января 2015 г.

Вдоль проведенной оси симметрии хвоста для радиальной скорости СВ получено среднее значение равное  $w_r=617\pm 15$  км/с. Отклонение вычисленных значений радиальной скорости СВ вдоль проведенной оси хвоста от среднего значения связано с тем, что проведенная линия оси на изображении имеет свои размеры. При изменении положения оси хвоста относительно продолженного радиус-вектора на  $\pm 0.1$  мм (предел точности измерения в используемой программе) отклонение угла составляет  $\sim 0.5^\circ$  на изображении, а отклонение значения скорости СВ составит для этой величины, примерно,  $\Delta w_r=\pm 6$  км/с.

По измеренным данным КА ACE [58], на момент наблюдения кометы C/2014 Q2, скорость СВ  $w=483.5$  км/с и разница относительно значения, определенного по aberrации хвоста кометы, составляет  $\Delta w=134$  км/с, хотя комета находится на низкой гелиошироте и значения должны быть близки. Согласно [19], средняя ошибка определения скорости по aberrации плазменных хвостов составляет  $\pm 11$  км/с и данная величина не может объяснить полученную разность значений  $\Delta w$ . В [95] показано, что на низких гелиографических широтах, как и на высоких, возникают высокоскоростные потоки. Разность сравниваемых наших значений может быть обусловлена наличием таких высокоскоростных потоков и различием локального

расположения кометы и КА. Кроме того, причиной различия может быть нерадиальность скорости СВ [11, 12] (будет рассмотрено в следующем параграфе).

Для уверенного объяснения условий соответствия значений скорости СВ, измеренных с помощью КА и определенных по наблюдению комет, необходимо проводить плотный ряд наблюдений. При этом, по эпизодическим наблюдениям комет можно определить характер потока: спорадический, высокоскоростной, спокойный.

### **§3.2. Действие тангенциальной компоненты солнечного ветра**

В этом параграфе рассматривается тангенциальная скорость как причина отличия экспериментально измеренных и определенных по абберации плазменных хвостов значений радиальной скорости СВ.

Согласно гидродинамической модели Паркера [96], СВ это стационарное радиальное расширение солнечной короны. Но в этой модели магнитное поле короны явным образом не учитывается [1]. Значительное отклонение в профиле скорости СВ от гелиоцентрического расстояния  $w(r)$  от кривой в модели Паркера отмечено и в [12]. Если рассматривать скорость СВ как один из ключевых параметров, выражающего направление распространения корпускулярного потока, то необходимо рассмотреть наряду с радиальной компонентой и тангенциальную.

В работах [20, 19] по данным около 1600 наблюдений комет из [21] получено среднее значение для тангенциальной скорости СВ  $w_t=8.4\pm 1.3$  км/с и отмечено, что в геомагнитноспокойные периоды эта скорость  $w_t=4\pm 2$  км/с, а для возмущенных периодов на порядок больше. Тангенциальная составляющая СВ около Земли имеет скорость почти 10 км/с и имеет направление, совпадающее с направлением вращения Солнца.

По данным прямых измерений автоматического спутника ACE в [59]

показано, что тангенциальная (поперечная, трансверсальная, азимутальная - в зависимости от выбора системы отсчета) скорость может быть 35-60 км/с и выше, и существует тенденция к периодичности. Направление может быть как сторону вращения Солнца, так и против него.

За несколько десятилетий до прямых измерений тангенциальной компоненты СВ, в работе [97] по наблюдению кометы Bredfield 1979I было показано, что тангенциальная скорость может иметь значение  $\sim 50$  км/с.

Таким образом, выясняется, что наряду с радиальной компонентой скорости СВ на ориентацию плазменного хвоста влияет и тангенциальная составляющая скорости. Причиной возникновения такой скорости может послужить а) диссипация магнитного поля расширяющейся короны Солнца, б) солнечное вращение, в) вспышечная активность Солнца, г) взаимодействие разноскоростных потоков СВ и другие условия. Рассмотрим приведенные причины более подробно.

а) Скорость диссипации магнитного поля Солнца характеризуется временем  $t_d$  [98], за которое оно распространяется из области, первоначально им занимаемой, на расстояние  $L$ :

$$t_d \sim \sigma_e L^2,$$

где  $\sigma_e$  – проводимость плазмы, определяемая столкновениями электронов с нейтральными атомами. Если проводимость велика, что говорит о редких столкновениях между электронами и ионами, то диссипация поля занимает большое время. В частности, для солнечных пятен, при  $L=1$  а.е.,  $t_d$  порядка 300 лет, что значительно меньше частоты событий возникновения тангенциального СВ и, следовательно, это явление не может обусловить возникновение тангенциальной компоненты СВ.

б) Несмотря на то, что жесткого совместного вращения Солнца с его короной не наблюдается, СВ действительно отводит значительную часть углового момента, обусловленного магнитным полем. Согласно [99], тангенциальное значение скорости СВ, максимально увеличиваясь до  $\sim 40$

км/с на расстоянии  $20 r_{\odot}$  ( $r_{\odot}$  - солнечный радиус), уменьшается до 10 км/с на расстоянии  $220 r_{\odot}$  ( $\approx 1 \text{ а.е.}$ ). Следовательно, солнечное вращение также можно исключить как условие возникновения тангенциальной компоненты СВ.

в) Вспышечная активность Солнца может приводить к локальному нагреву плазменного хвоста по аналогии процесса указанного в работе [100], что может привести к уменьшению аберрационного угла плазменного хвоста кометы, но данный эффект не может объяснить anomalously большие отклонения плазменного хвоста кометы от продолженного радиус-вектора.

г) Прохождение кометой секторной структуры СВ или области магнитного пересоединения, где происходит сложное взаимодействие ударных волн и магнитных полей, также, может быть условием возникновения значительной тангенциальной компоненты скорости СВ, требующее дальнейшего уточнения.

Оставляя истинные причины возникновения тангенциальной скорости СВ открытыми и считая ее основным механизмом возникновения взаимодействия разноскоростных потоков, проанализируем ориентацию плазменного хвоста кометы в кометоцентрических координатах с учетом всех действующих компонент, включая тангенциальную скорость СВ и радиальную скорость кометы (рис. 3.4.).

Рассмотрим значение радиальной скорости комет на основе наблюдений долгопериодических комет ( $e \rightarrow 1$ ) с благоприятными условиями наблюдений для земных телескопов на расстоянии до 3 а.е. Трансверсальные скорости комет будут лежать в пределах от нескольких до десятков км/с. В частности, для кометы C/1882 R1 [101] нами вычислена трансверсальная скорость кометы  $u_t \approx 1.2$  км/с на расстоянии 3 а.е., и при условии видимости на расстоянии  $\sim 5^\circ$  от Солнца в перигелийной области определено значение трансверсальной скорости кометы как  $u_t \approx 74$  км/с. А также вычислена радиальная скорость этой кометы, находящаяся в пределах 24-173 км/с, при перигелийной скорости 478 км/с. С учетом того, что ошибка определения

скорости СВ составляет  $\pm 15$  км/с (§ 3.1.2), то учет радиальной составляющей скорости кометы необходим, поскольку значение радиальной скорости кометы может быть выше ошибки определения радиальной скорости СВ.

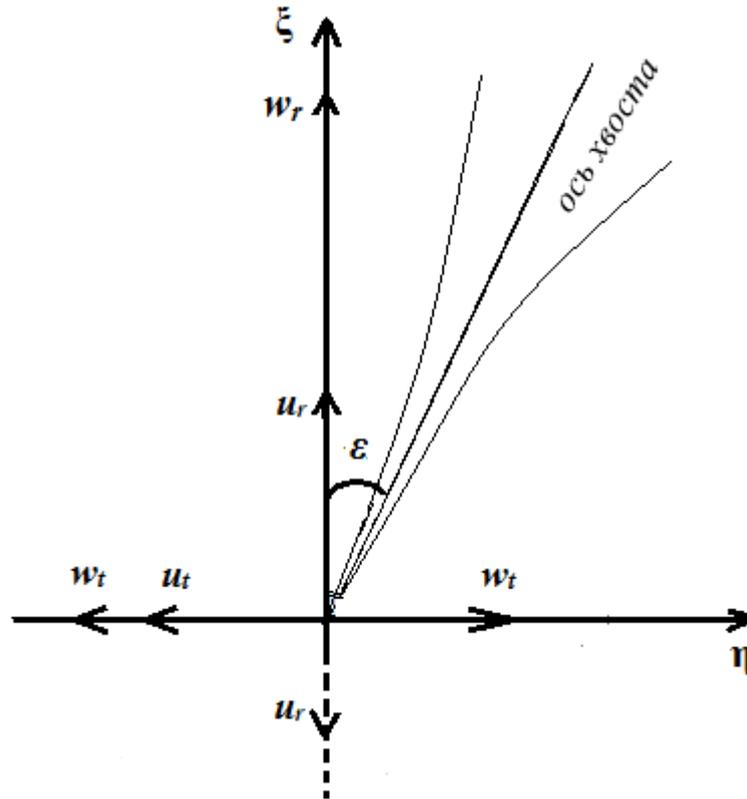


Рис. 3.4. Ориентация плазменного хвоста кометы с учетом всех кинематических векторов.

Учитывая зависимость угла аберрации от кинематических векторов (рис. 3.4.), запишем:

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{w_{\eta} - u_{\eta}}{w_{\xi} - u_{\xi}}, \quad (3.3)$$

где  $w_{\eta}$ ,  $u_{\eta}$  – проекции тангенциальной скорости СВ и трансверсальной скорости кометы на ось  $\eta$ ,  $w_{\xi}$ ,  $u_{\xi}$  – проекции радиальных скоростей СВ и кометы на ось  $\xi$ .

Из (3.3) видно, что при  $w_{\eta} > u_{\eta}$  и при условии совпадения направлений  $w_{\eta}$  и  $u_{\eta}$ , будет наблюдаться отрицательная аберрация, а при противоположном направлении тангенциальной скорости СВ и трансверсальной скорости кометы будут наблюдаться большие отклонения ( $\sim 15$ - $20^{\circ}$ ) оси хвоста от продолженного радиус-вектора.

### § 3.2.1. Явление отрицательной аберрации

Причины отрицательной аберрации, несмотря на частые наблюдения данного явления, раскрыты не полностью. Имеется несколько предположений. Этот эффект Бессель [102] приписал периодическим колебаниям плазменного хвоста по обе стороны продолженного радиус-вектора и связал колебания с эффектом осевого вращения ядра. Действительно, периодические колебания угла аберрации  $\varepsilon$  с периодом порядка несколько суток у некоторых комет, обусловленные еще не изученными внутренними причинами, подтверждены наблюдениями [18]. В качестве этих причин Бессель [102] постулирует «полярные силы», удерживающие ось ядра в направлении радиуса – вектора. Этот же вопрос обсуждал Бредихин [38] и затем Малез [103] на примере кометы Бернема 1960 II, у которой периодически изменялся угол аберрации  $\varepsilon$  с периодом около 4<sup>d</sup>. Также Маммано и Вурм [35] по 67 снимкам комет Морхауза 1908 III и Брукса 1911 III нашли частые изменения положения плазменного хвоста относительно продолженного радиус вектора и отметили, что угол  $\varepsilon$  испытывал значительные нерегулярные колебания.

Кроме такого колебания всего хвоста относительно радиус-вектора наблюдалось также вращательное движение отдельных структурных деталей около оси хвоста [18]. Это относится к хвостам, напоминающим по форме греческую букву гамма ( $\gamma$ ), изученным Бредихиным [18]. Кроме того, зарегистрировано винтовое движение отдельных облачных образований, когда одно и то же облачное образование, постепенно удаляясь от головы, появляется то на одном, то на другом краю хвоста. Примером может служить наблюденное движение отдельного образования в хвосте кометы 1957 d, имевшего период в несколько суток [104].

Итак, вращение плазменного хвоста может быть причиной отрицательной аберрации. Однако в этом объяснении имеются некоторые затруднения. Например, линейные размеры плазменного хвоста миллионы

километров и частицы конца хвоста при вращении должны иметь очень высокие скорости. При этом, плазма кометного хвоста находится в «вмороженном» магнитном поле СВ и передача импульса вращения на многие километры труднообъяснима.

Мы считаем, что явление отрицательной аберрации в кометах может быть следствием действия тангенциального распространения СВ, поскольку оно тоже может вызвать колебания плазменного хвоста относительно продолженного радиус-вектора. Винтовое же движение облачных образований можно приписать к вращению плазменного хвоста относительно оси симметрии, что более естественно. С другой стороны, подтверждается и тот факт, что на больших гелиоцентрических расстояниях отрицательная аберрация наблюдается чаще.

Трансверсальная скорость кометы на больших гелиорасстояниях мала и вероятность действия тангенциального СВ даже с небольшим значением скорости, но превосходящим трансверсальную скорость кометы, увеличивается. Если на гелиоцентрических расстояниях от 1 до 3 а.е. отрицательная аберрация плазменных хвостов может наблюдаться при среднем значении тангенциальной скорости СВ  $w_t \approx 8$  км/с, полученной по наблюдениям комет [21], то на расстояниях в десятки солнечных радиусов этому может сопутствовать значительное значение тангенциальной скорости СВ (порядка несколько десятков км/с). Так же на малых гелиоцентрических расстояниях стоит учитывать вращение расширяющейся короны, действие которой будет разной для комет с прямым и обратным движением.

Исходя из вышеизложенного, делаем вывод. При вычислении значений тангенциальной скорости СВ по формуле (3.3) необходимо руководствоваться тем, что действие тангенциальной компоненты СВ кратковременно, около двух суток [59]. В качестве значений радиальной компоненты скорости СВ можно использовать величины с учетом веса каждого наблюдения или просто по числу наблюдений, или же данные полученные прямыми измерениями при условии соответствия измеряемых

потоков космическими аппаратами.

Отрицательная аберрация плазменных хвостов комет является следствием действия тангенциальной скорости солнечного ветра, значение которой выше трансверсальной скорости кометы и совпадает по направлению с движением кометы.

### §3.2.2. Результаты определения скорости солнечного ветра по эпизодическим наблюдениям кометы C/2019 Y4 (ATLAS)

Рассмотрим определение значения скорости СВ по одному наблюдению кометы C/2019 Y4 (рис. 3.5) на момент  $2020^y04^m23^d.667625$  (UT). Обстоятельства наблюдений кометы приведены в § 2.2, напомним, что на момент рассматриваемого наблюдения комета находилась на гелиоцентрическом расстоянии  $r=0.962$  а.е., геоцентрическом расстоянии  $\Delta=1.035$  а.е. и на гелиографической широте  $b=13^\circ.4$ .

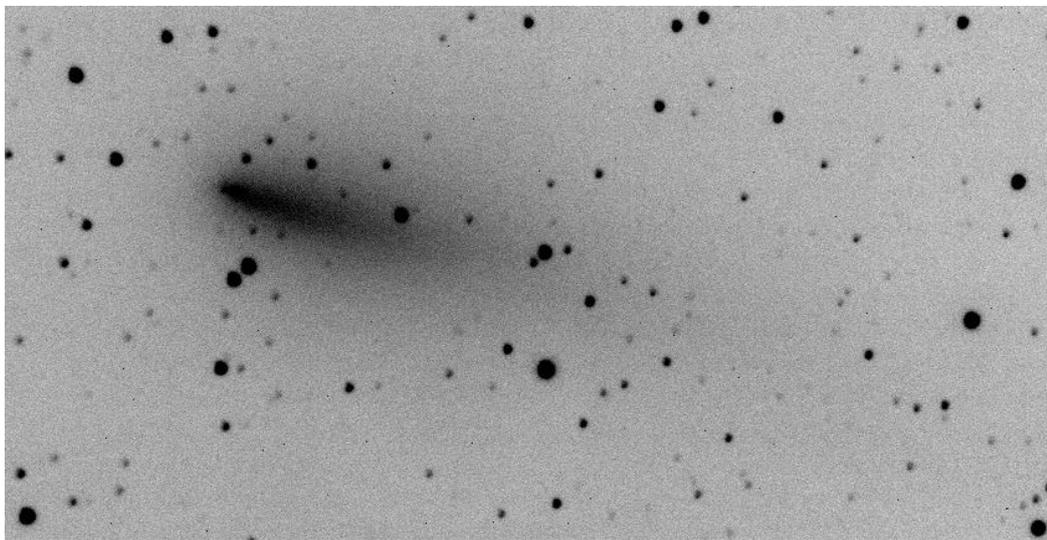


Рис. 3.5. Изображение кометы C/2019 Y4 (ATLAS) по наблюдению  $23.667625 /04 /2020$ .

Проводим ось симметрии и определяем абберационный угол  $\varepsilon=3.6\pm 0.2^\circ$ . Используя формулу (8), вычисляем абберационную скорость СВ

$w_r=320\pm 25$  км/с. Трансверсальная и радиальная компоненты орбитальной скорости кометы вычислены по соотношениям (3.2) [56] и равны, соответственно,  $v_t=20.4$  км/с и  $v_r=35.9$  км/с.

По данным измерений космического аппарата ACE [58] на низких широтах радиальная скорость СВ равна  $w_r= 390\pm 7$  км/с, что выше скорости найденной нами по аберрации плазменного хвоста.

Если в качестве значения радиальной скорости СВ принять данные КА [58], то тангенциальная скорость, вычисленная по формуле (3.3), равняется  $w_t\approx 7$  км/с и направлена против движения кометы. При условии, что комета и измеряющий аппарат находятся в одном потоке СВ, воздействие тангенциальной скорости может объяснить увеличение отклонения плазменного хвоста кометы от продолженного радиус-вектора и, соответственно, занижение значения аберрационной скорости по сравнению с измерениями КА. Для подтверждения данного факта необходимы наблюдательные данные более двух суток. Эта задача рассмотрена в следующем параграфе.

### **§3.2.3. Результаты определения скорости солнечного ветра по ряду наблюдений кометы C/2019 Y4 (ATLAS)**

В данном параграфе анализируются значения скорости СВ определенные по ряду наблюдений кометы C/2019 Y4 с 19 по 23 апреля 2020 г. (рис. 3.6). Нами по приведенной методике в § 3.2 измерены углы аберрации плазменного хвоста относительно продолженного радиус-вектора и по найденным отклонениям вычислены скорости СВ. Измеренные углы аберрации лежат в интервале  $1.5^\circ < \varepsilon < 4.5^\circ$ , напомним, что такие малые величины свидетельствуют о плазменной природе наблюдаемого хвоста кометы (§ 3.1). Кроме того, результаты спектральных наблюдений кометы C/2019 Y4 в этот же период подтверждают плазменную природу хвоста [105]. Также в работе [106] по более длительному наблюдению кометы C/2019 Y4

указано, что в конце марта 2020 г. из-за обильного газовыделения цвет сместился в сторону голубого спектра.

Результаты приведены в табл. 3.2, где  $w_r$  – скорость СВ, вычисленная по аберрации плазменного хвоста.

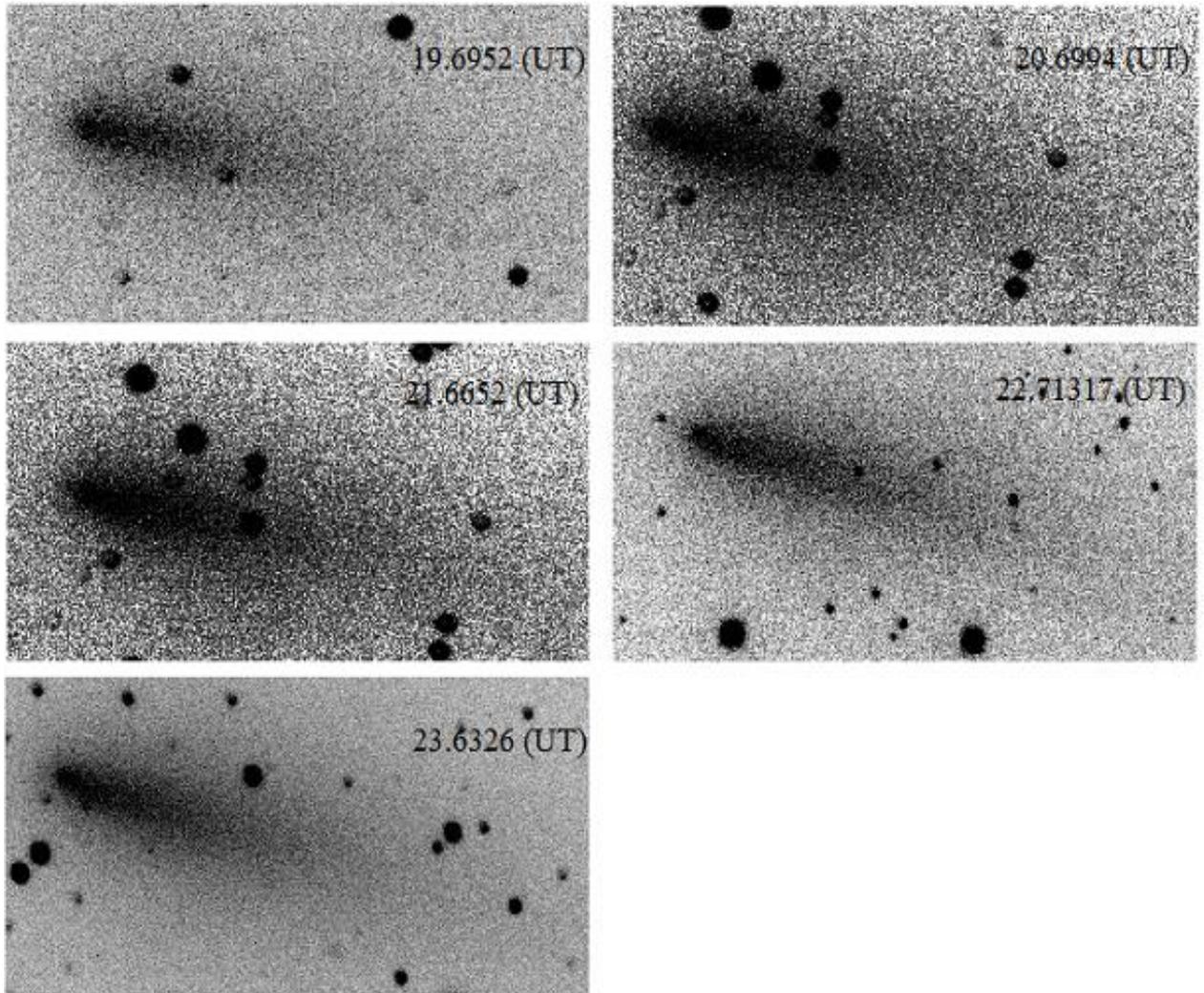


Рис. 3.6. Изображения кометы C/2019 Y4 по наблюдениям на АЗТ-8 ГисАО в апреле 2020 г., эксп. 60 с.

Таблица 3.2

Скорость солнечного ветра по наблюдениям кометы C/2019 Y4 в апреле 2020 г. на гелиографической широте  $b=13^\circ$

Дата	$u_t$ , км/с	$u_r$ , км/с	$w_r$ , км/с	$w_{KA}$ , км/с
19.6952	18.970	35.025	$301 \pm 6$	294.9
20.6994	19,316	35.249	$272 \pm 6$	333.1

21.6652	19.657	35.465	635±6	415.0
22.7132	20.067	35.719	377±6	442.4
23.6326	20.455	35.953	336±6	381.2

В последнем столбце табл. 3.2 приведены значения радиальной скорости СВ, измеренных экспериментально с помощью КА [58]. Сравнение результатов скорости, определенных по абберации плазменного хвоста кометы C/2019 Y4, с данными КА [58] показывает их соответствие с коэффициентом корреляции 0.6. Более наглядно эта зависимость приводится в виде графика (рис. 3.7), где вертикальная ось - значение скорости СВ, а горизонтальная – время наблюдений.

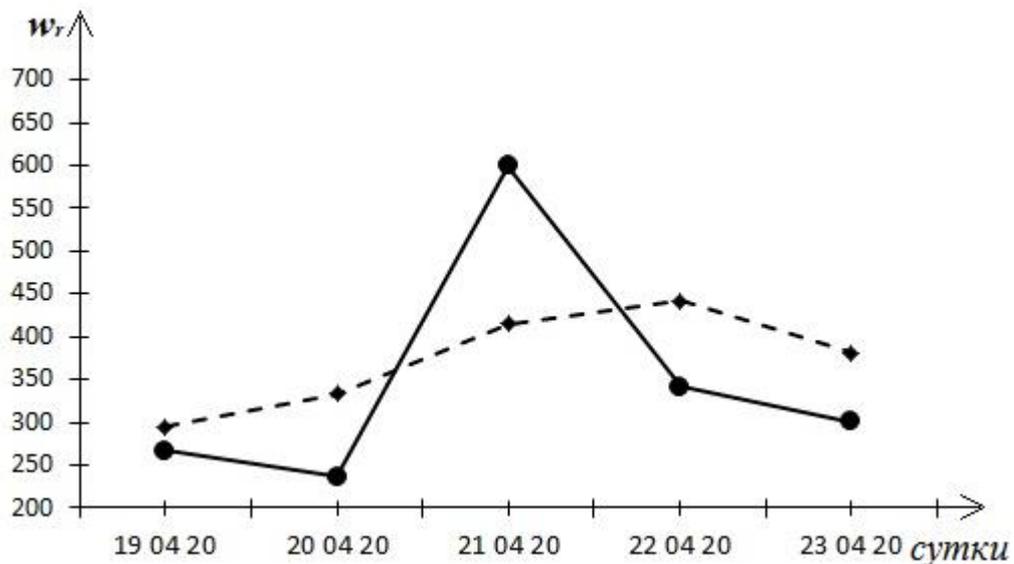


Рис. 3.7. Скорости СВ, определенные по абберации хвоста кометы C/2019 Y4 (сплошная линия) и измеренных с помощью КА ACE (пунктирная линия).

Как видно из рис. 3.7, 21 апреля 2020 г. наблюдается отклонение в ходе вычисленных значений, которое можно связать с действием тангенциальной составляющей СВ –  $w_t$ . Для вычисления значения  $w_t$  по формуле (3.3) примем радиальную скорость равной  $w_r = 365$  км/с, при которой значение коэффициента корреляции становится равным 0.9. Согласно формуле (3.3) и данным таб. 3.2, имеем:

$$w_t = (w_r - u_r) \operatorname{tg} \varepsilon - u_t = -10.1 \text{ км/с.}$$

Полученное значение тангенциальной скорости СВ, которая направлена по движению кометы, с высокой вероятностью, является причиной резкого уменьшения угла абберации, и как следствие, высокого значения радиальной скорости СВ.

С учетом вклада тангенциальной составляющей СВ, вид зависимости вычисленных значений радиальной скорости СВ от времени становится аналогичным данным КА с некоторым параллельным сдвигом в сторону занижения (рис. 3.8). Занижение скорости СВ, вычисленной по наблюдениям комет, относительно измеренных КА отмечено и другими авторами [18, 24, 19]. В частности, Сизоненко [23] связывает систематическое занижение с тем, что в уравнении (1.6) не учтены действия поперечных сил на плазменный хвост. Вопрос о поперечных силах будет рассмотрен в следующем параграфе.



Рис. 3.8. Скорости СВ, определенные по абберации хвоста кометы C/2019 Y4 с учетом кратковременного воздействия тангенциальной компоненты СВ .

Сравнивая данные параграфов 3.2.2 и 3.2.3, можно заключить, что эпизодические наблюдения не могут отразить истинную картину

происходящих процессов. Многосуточные наблюдения обеспечивают более надежную информацию об исследуемых параметрах.

### **§3.3. Учет поперечных сил при взаимодействии солнечного ветра с плазменным хвостом кометы**

Систематическое занижение скорости СВ (на 50-100 км/с), выявленной по наблюдениям комет (особенно при больших углах отклонения оси плазменного хвоста порядка  $15^\circ$ ) по сравнению с измеренными КА данными, невозможно объяснить ошибками измерений [23]. Причина такого занижения скорости, по-видимому, связана с наличием силы, не учтенной векторным уравнением для оси кометного хвоста  $T = w - V$ , где  $T$  – вектор направления хвоста,  $w$  – вектор скорости СВ,  $V$  – вектор орбитальной скорости кометы [19]. При больших значениях скорости СВ действие этой силы не существенно, она сказывается лишь при минимальном воздействии СВ на плазменный хвост.

Природа образования плазменных и пылевых хвостов комет может пролить свет на эту проблему. Частицы, из которых состоят хвосты кометы, обладают неодинаковым составом и свойствами и по-разному располагаются относительно продолженного радиус-вектора (рис. 3.9).

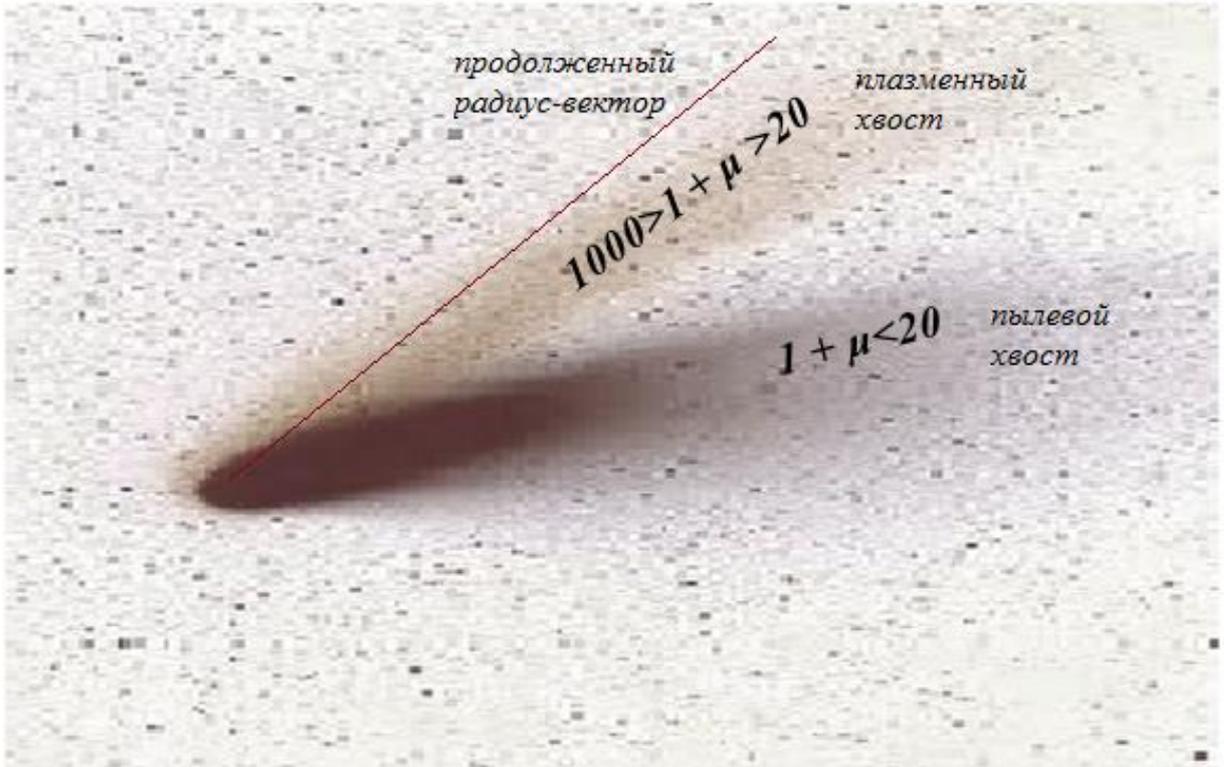


Рис. 3.9. Классификация хвостов по Бредихину.

По исторически сложившейся традиции ускорения  $(1+\mu)$  в хвостах комет принято выражать безразмерной величиной:

$$\frac{F_r}{F_g} = 1 + \mu = \frac{a}{g_{\odot}},$$

где  $a$  и  $F_r$  — ускорение и сила отталкивания,  $g_{\odot}$  и  $F_g$  — солнечное гравитационное ускорение и сила на данном гелиоцентрическом расстоянии. Значение эффективного ускорения можно получить по наблюдениям движения сгущений или каких-либо образований в плазменном хвосте кометы [107]. Бредихиным была проведена классификация хвостов по величине  $1 + \mu$ , которая сохранена и по настоящее время [38]. По этой классификации хвосты комет делят на типы, по которым  $1000 > 1 + \mu > 20$  соответствует плазменным хвостам и  $1 + \mu \sim 1$  — пылевым (рис.3.8). Таким образом, видно, что отклонение оси хвоста от продолженного радиус-вектора зависит и от эффективного ускорения (эффективной силы), и эту зависимость запишем в виде:

$$\operatorname{tg} \Delta \varepsilon \sim \frac{\sqrt{1+\mu}}{1+\mu}, \quad (3.4)$$

где  $\Delta\varepsilon$  – угол отклонения (смещения) оси хвоста гравитацией Солнца. Эффект смещения оси хвоста от продолженного радиус-вектора гравитацией Солнца для условных границ  $1+\mu$  плазменного хвоста, найденный по соотношению (3.4), составит  $1.8^\circ < \Delta\varepsilon < 12.6^\circ$ .

С учетом воздействия поперечных сил, для абберационного угла оси плазменного хвоста можем записать:

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{w_\eta - v_\eta}{w_r - v_\xi} + \frac{\sqrt{1+\mu}}{1+\mu}. \quad (3.5)$$

Из (3.5) следует, что учет поперечных сил ведет к увеличению угла абберации на величину, соответствующую интервалу  $\Delta\varepsilon$ . Увеличение угла абберации обуславливает систематическое занижение абберационных скоростей СВ относительно данных космических аппаратов. Добавим, что действие поперечных сил наиболее выражено при низких скоростях СВ.

### ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 3

Вычисленные значения радиальной скорости СВ по наблюдениям аббераций плазменных хвостов комет

- а) соответствуют диапазону данных, измеренных с помощью КА;
- б) по эпизодическим наблюдениям дают информацию лишь о характере потока - спорадический, высокоскоростной, спокойный;
- в) показывают, что для получения достоверной информации необходимо проводить плотный ряд (не менее трех суток) наблюдений.

Для определения величины тангенциальной составляющей СВ необходимо брать значение радиальной скорости, при которой достигается максимальная корреляция с данными КА. Таким образом будут учитываться и экспериментальные данные, и данные теоретических расчетов.

Причиной отрицательной абберации плазменных хвостов комет предлагается действие тангенциальной составляющей скорости СВ, которая по величине больше трансверсальной скорости кометы и параллельна ей по

направлению. Данная интерпретация, в отличие от вращения плазменного хвоста относительно продолженного радиус-вектора как условие отрицательной аберрации, не требует постулирования внутренних эффектов. Также действие тангенциальной составляющей может объяснить наблюдаемый факт больших отклонений (около  $15^\circ$ ) плазменного хвоста в антипараллельном направлении трансверсальной скорости кометы.

Если принять во внимание, что периодичность возникновения тангенциального СВ связана с периодом вращения Солнца, то подтверждается вывод: источником высокоскоростного СВ являются корональные дыры и наиболее вероятным механизмом возникновения тангенциального СВ является взаимодействие разноскоростных потоков.

Вычисленные значения радиальной скорости СВ занижены относительно экспериментально полученных данных в связи с тем, что в уравнении зависимости взаимодействующих величин, определяющих аберрацию плазменного хвоста, не учитывается действие поперечных (в нашем случае - тангенциальных) сил. Предложенный эффект смещения оси хвоста гравитацией Солнца может объяснить занижение значений, определенных по аберрации плазменного хвоста, а также аномально большие отклонения (около  $20^\circ$ ) плазменного хвоста относительно продолженного радиус-вектора. Смещение оси хвоста с учетом поперечных сил лежит в диапазоне  $1.8^\circ < \Delta \varepsilon < 12.6^\circ$ . Максимальное значение угла смещения соответствует низкой скорости радиально расширяющейся короны Солнца и подтверждает наблюдательные факты.

Для получения более достоверных данных по скорости СВ по кометным наблюдениям необходимо вносить поправки за два предложенных воздействия, а именно тангенциальная составляющая скорости СВ и дополнительное смещение оси хвоста вследствие солнечной гравитации.

В данной главе предложены решения случаев отмеченных исследователями в работах [19, 23, 24, 53, 54] и описанных в §1.2. Результаты вычисления скорости СВ по наблюдениям аберрации плазменных хвостов

комет могут быть использованы для сравнения значений параметров СВ экстраполируемых с помощью данных КА.

Результаты данной главы приведены в статьях 1, 3 и 4 из списка публикаций автора.

## ГЛАВА 4. МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ИОНОВ В КОМЕТАХ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ КОРПУСКУЛЯРНОГО ПОТОКА СОЛНЕЧНОГО ВЕТРА

В данной главе рассматривается количественная модель образования ионов с ледяной поверхности ядра при бомбардировке протонами солнечного ветра.

### §4.1. Ионное распыление поверхности льда

Многие наблюдаемые в кометах явления не только качественно, но и количественно остаются не изученными. К их числу, в частности, относится природа формирования различных кометных молекул, радикалов и их ионов. Наличие сложных молекул, таких, как  $C_2$ ,  $C_3$  и их ионов вблизи ядра кометы Галлея подтвердили измерения с помощью космических аппаратов «Giotto», «Вега-2» [108, 109, 110]. Более обширная информация о плазме кометы, в последнее время, получена приборами «ROSINA», «COSIMA» миссии «ROSETTA» к комете 67/P [111, 32, 33]. Динамику и численные данные образующихся ионов на поверхности ядра кометы, таких как скорость образования, плотность, скорость накопления, скорость рекомбинации и т.п., можно получить путём посадки космического аппарата непосредственно на поверхность исследуемого объекта или при зондировании вблизи этой поверхности. Но природа и механизм образования регистрируемых частиц останется неопределенной, так как при зондировании кометы на расстоянии КА начинает регистрировать частицы, которые образовались в результате распыления поверхности головы кометы корпускулярными частицами солнечного ветра, и ионы, которые образовались в результате столкновения с ледяными зёрнами и пылевыми частицами в атмосфере [112, 113]. Такого рода данные можно получить путем моделирования кометных явлений или экспериментальным методом.

После того, как было обнаружено, что ледяные объекты во внешней Солнечной системе подвергаются воздействию относительно интенсивных потоков ионов и электронов, были проведены лабораторные измерения распыления льдов. Такие измерения показали, что скорости распыления велики и что распыление производится за счет бомбардирующих ионов, электронов и ультрафиолетовым излучением. Следовательно, распыление может привести к резким и незначительным изменениям, как оптического коэффициента отражения, так и окружающей газовой и плазменной среды ледяных тел [114]. Основным определяющим параметром ионно-ионной эмиссии является коэффициент –  $k$ .

Имеются много опубликованных экспериментальных и теоретических работ по исследованию образования молекул и ионов, в том числе сложных, которые формируются в результате воздействия корпускулярных частиц на льды объектов Солнечной системы. Так, в работе [115] при лабораторных исследованиях эффективности распыления водяного льда при его облучении однократными ионами  $^{13}\text{C}^+$ ,  $\text{N}^+$ ,  $\text{O}^+$ ,  $\text{Ar}^+$  и двухзарядными ионами  $^{13}\text{C}^{2+}$ ,  $\text{N}^{2+}$ ,  $\text{O}^{2+}$  энергией 4 кэВ ( $T=10$  К) выявлено, что коэффициенты распыления хорошо согласуются с предсказаниями теоретической модели. Существенной разницы в выходе одно- и двухзарядных ионов нет [115]. Однако, в работе [116] измеренные коэффициенты распыления превышают теоретические предсказания, основанные на других видах ионов, в 2–3 раза для большинства энергий. В работе [116] пленки льда облучались ионами серы энергией от 10 до 140 кэВ. Также, в работе [117], при бомбардировке ионами водорода, гелия, углерода и кислорода в диапазоне МэВ, показано, что коэффициенты распыления на порядок выше, чем ожидаемые из традиционных теорий распыления. Более широкий диапазон энергий для исследования коэффициента распыления рассмотрен в работе [118]. Облучение аморфного льда ионами  $\text{He}$  и  $\text{Ar}$  с энергией 0.35–4 кэВ при температуре 80 К показывает линейную зависимость коэффициента

распыления от энергии, а с увеличением энергии возникает квадратичная зависимость.

Таким образом, из приведенных выше работ видно, что явной зависимости коэффициента распыления от энергии пока не выявлено, и, следовательно, для моделирования взаимодействия СВ с ледяной поверхностью кометы необходимо использовать данные лабораторных экспериментов в диапазоне  $\sim 1$  кэВ.

#### **§4.2. Определение коэффициентов ионно-ионной эмиссии по данным лабораторных экспериментов**

Приведем некоторые основные положения бомбардировки ионами поверхности вещества или, выражаясь аналогичной терминологией, ионно-ионной эмиссии (§1.3.1). Первичный ион, ударившись о поверхность, может передать запас своей кинетической энергии атому. Если, переданная при столкновении энергия превышает теплоту испарения атома, а его импульс направлен в сторону вакуума, то такой атом покидает облучаемую поверхность (рис 4.1). Некоторые частицы покидают ее в виде ионов. Для количественной характеристики ионно-ионной эмиссии вводят коэффициент ионно-ионной эмиссии  $k$ . При вторичной ионной эмиссии могут эмитироваться как положительные  $-k^+$ , так и отрицательные ионы  $-k^-$ .

Если с ростом плотности потока бомбардирующих частиц почти линейно растёт количество вторичных ионов во вторичном потоке, то с увеличением его энергии наблюдается резкое изменение соотношения спектральных линий во вторичных ионах, а также наблюдается появление и рост двух- и более заряженных ионов [119]. Коэффициенты вторичной ионной эмиссии зависят от энергии бомбардирующих частиц и эта зависимость не линейна [120].

Образец –  $H_2O+CO_2$ ; температура ~ 80 К;

энергия ионов -  $2,4 \cdot 10^{-16}$  Дж



Рис. 4.1. Схема бомбардировки поверхности образца ионами.

С другой стороны известно, что коэффициент ионно-ионной эмиссии зависит от массы бомбардирующих ионов [121, 122] и эта зависимость линейна в пределах одного периода элементов [71]. В качестве проверки такой зависимости и исследования закономерности образования ионов на поверхности ядра комет в Лаборатории экспериментальной астрофизики ИА НАНТ были проведены эксперименты по определению коэффициента вторичной эмиссии в условиях близких к условиям поверхности кометного ядра [32, 74, 75, 119, 120, 123, 124]. Бомбардировка поверхности льда  $H_2O+CO_2$  производилась положительными однозарядными ионами  $Na$ ,  $K$ ,  $Rb$ ,  $Cs$  и  $Ar$ , энергия которых равна 1.5 кэВ. Доза облучения равна  $3 \cdot 10^8$  ион  $см^{-2} с^{-1}$ , давление  $P_0=3 \cdot 10^{-6}$  Па, температура  $T_0=80$  К. Давление и температура в ходе экспериментов увеличивались [32, 74, 75, 119, 120, 123, 124].

В экспериментах определение интегральных коэффициентов положительной и отрицательной ионно-ионной эмиссии производились по следующей формуле [121]:

$$k = \frac{\Sigma I_i^{-+}}{I_0^+},$$

где  $I_0^+$  –ток бомбардирующих ионов,  $I_i^{-+}$ –ток вторичных ионов  $i$ -того атома, радикала или молекулы, распыленных с поверхности льда. В результате

получены коэффициенты ионно-ионной эмиссии при бомбардировке положительными ионами щелочных металлов и инертного газа.

Таблица 4.1. Коэффициенты ионно-ионной эмиссии для положительных и отрицательных ионов с поверхности льда  $H_2O + CO_2$

Бомбардирующие ионы	$Na^+$	$K^+$	$Rb^+$	$Cs^+$
$m$ , а.е.м.	23	39	85	133
Коэффициент положительной эмиссии $k^+$	0.12	0.18	0.25	0.3
Коэффициент отрицательной эмиссии $k^-$	0.15	0.20	0.29	0.37

В табл. 4.1 приведены результаты экспериментально полученных коэффициентов ионно-ионной эмиссии для отрицательных и положительных ионов в случае бомбардировки модели ядра из замороженной смеси  $H_2O$  и  $CO_2$  по проведенным экспериментам [119]. В этой же работе показано, что количество формирующихся ионов в результате бомбардировки кометного вещества имеет почти линейную зависимость от дозы бомбардирующих ионов. Результаты экспериментов показывают, что доля одноименных ионов в масс-спектрах, полученных при бомбардировке положительными ионами с разными массовыми числами ( $Na$ ,  $K$ ,  $Rb$ ,  $Cs$ ), пропорционально равны [124]. Имеется незначительное расхождение, которое видимо, связано с технологией эксперимента. В первой строке табл. 4.1 приведены названия бомбардирующих положительных ионов, во второй указаны атомные единицы массы (а.е.м.) этих ионов, в третьей и четвертой строках приведены коэффициенты положительной и отрицательной ионно-ионной эмиссий. Из табл. 4.1 видно, что независимо от различия физических и химических свойств атомов щелочных металлов  $Na$ ,  $K$ ,  $Rb$  и  $Cs$ , коэффициент вторичной ионно-ионной эмиссии для обоих знаков заряда зависит только от массы этих

атомов. Чем больше масса бомбардирующего иона, тем больше коэффициент эмиссии.

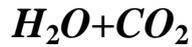
Так как коэффициент эмиссии  $k$  пропорционален радикалу массы бомбардирующего иона [121, 122], то коэффициент пропорциональности эмиссии можно вычислить по формуле:

$$k = \gamma \cdot \sqrt{m}, \quad (4.1)$$

где  $k$ -коэффициент эмиссии,  $\gamma$  - коэффициент пропорциональности,  $m$  - атомная масса бомбардирующих ионов.

С учетом зависимости (4.1) и результатов табл. 4.1, вычислим значение  $\gamma$  - коэффициента пропорциональности для положительных и отрицательных ионов. Усредненное значение коэффициента пропорциональности для положительной ионной эмиссии составило  $\gamma = 0.027 \pm 0.1$  и для отрицательной  $\gamma = 0.032 \pm 0.1$  а.е.м.<sup>-1/2</sup>. Полученные значения коэффициента  $\gamma$  позволяют трансформировать первичный поток для любого вида бомбардирующих частиц в пределах одного периода химических элементов. Усредненная масса частиц плазмы солнечного ветра, которая состоит в основном из протонов, электронов и из некоторых тяжелых ионов, близка к массе протона, то есть ее можно рассматривать как водородный положительный ион. Принимая  $m^{1/2} = 1$  для протона и учитывая экспериментально полученные значения коэффициентов вторичной эмиссии, получим коэффициенты ионно-ионной эмиссии при бомбардировке льда корпускулярным потоком СВ, которые будут равны  $k^+ = 0.027 \pm 0.001$  для положительных вторичных ионов и  $k^- = 0.032 \pm 0.001$  для отрицательных вторичных ионов. Учитывая линейную зависимость скорости образования, можно утверждать, что данная погрешность относится и к вычисляемым скоростям ионообразования в параграфах 4.3 – 4.4.

### §4.3. Скорость образования сложных ионов с поверхности льда



Известно, что скорость образования вторичного потока  $N$  с единицы поверхности можно вычислить следующим образом:

$$N_{\text{вт}} = knu \quad , \quad (4.2)$$

где  $n$  – концентрация первичного потока,  $u$  – скорость частиц этого потока.

Учитывая зависимость концентрации частиц потока солнечного ветра от гелиоцентрического расстояния, формулу (4.2) для кометы можно написать в следующем виде:

$$N_{\text{вт}} = k \frac{n_0 u}{r^2} \quad , \quad (4.3)$$

где  $n_0$  – концентрация частиц СВ на расстоянии 1 а.е. ( $\sim 10 \text{ см}^{-3}$ ),  $r$  – расстояние кометы от Солнца в а.е.

Учитывая полученные экспериментально-аналитическим путем значения коэффициентов вторичной ионной эмиссии, формулу (4.3) запишем в виде:

$$N_+ = \frac{0.027 n_0 u}{100 r^2} p \quad , \quad (4.4)$$

$$N_- = \frac{0.032 n_0 u}{100 r^2} p \quad , \quad (4.5)$$

где  $p$  – процентное содержание образовавшихся ионов в масс-спектре [32].

Используя процентные данные спектральных линий, полученных при бомбардировке любого кометного материала положительными ионами любой массы, можно вычислить количество формирующихся ионов под воздействием корпускулярного потока СВ. При моделировании скорости образования ионов с поверхности кометного ядра использовался масс-спектр положительных и отрицательных ионов при бомбардировке ионами  $Cs^+$  [125].

Таблица 4.2. Скорость образования положительных ионов, распылённых с поверхности свеженанесённой плёнки льда, состоящего из смеси  $H_2O+CO_2$

Масса ионов, m, а.е.м.	Ионы	p, %	N, ион см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>	Масса ионов, m, а.е.м.	Ионы	p, %	N, ион см <sup>-2</sup> с <sup>-1</sup>
12	C <sup>+</sup>	21.7	$1.6 \cdot 10^6$	28	CO <sup>+</sup>	10.2	$7.7 \cdot 10^5$
16	O <sup>+</sup>	12.3	$9.3 \cdot 10^5$	32	O <sub>2</sub> <sup>+</sup>	2.0	$1.5 \cdot 10^5$
17	OH <sup>+</sup>	4.7	$3.5 \cdot 10^5$	44	CO <sub>2</sub> <sup>+</sup>	45.4	$3.4 \cdot 10^6$
27	?	3.7	$2.8 \cdot 10^5$				

В табл. 4.2 приведён масс-спектр положительных ионов, распылённых с поверхности свеженанесённой и ранее не подвергавшейся бомбардировке плёнки льда, состоящего из смеси  $CO_2$  и  $H_2O$ , при бомбардировке её ионами  $^{133}Cs^+$  с энергией 1.5 кэВ. Этот масс-спектр состоит из ионов замороженных молекул  $CO_2$ ,  $H_2O$  и ионов-продуктов их распада. Тяжёлые ионы цезия применялись в работе для того, чтобы исключить из спектра масс в рассматриваемой области от 10 до 60 а.е.м. бомбардирующие ионы и их соединения. Значение скорости бомбардирующих частиц принимается скорость потока спокойного СВ (~ 400 км/с). Доля в процентах приводится в перспективе для выявления соотношения и сравнения с измерениями КА.

Если скорость формирования ионов, распылённых с поверхности свеженанесённой плёнки льда, в начальный момент бомбардировки равна нулю, то после 10 часов бомбардировки скорость образования этих ионов, доходя до максимума своего значения, стабилизируется (табл. 4.3, 4.4).

Таблица 4.3. Скорость образования положительных ионов, распылённых с поверхности плёнки льда  $H_2O+CO_2$  после 10 часов облучения

Масса ионов, $m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион $m^{-2}c^{-1}$	Масса ионов, $m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион $m^{-2}c^{-1}$
12	$C^+$	22.1	$1.6 \cdot 10^{10}$	27	?	6.2	$4.7 \cdot 10^9$
13	$CH^+$	3.8	$2.8 \cdot 10^9$	28	$CO^+$	7.0	$5.3 \cdot 10^9$
16	$O^+$	1.0	$7.6 \cdot 10^8$	32	$O_2^+$	7.2	$5.4 \cdot 10^9$
17	$OH^+$	1.9	$1.44 \cdot 10^9$	36	$C_3^+$	2.1	$1.6 \cdot 10^9$
24	$C_2^+$	3.6	$2.74 \cdot 10^9$	44	$CO_2^+$	32.6	$2.4 \cdot 10^{10}$
25	$C_2H^+$	5.6	$4.24 \cdot 10^9$	48	$C_4^+$	1.0	$7.5 \cdot 10^8$
26	$C_2H_2^+$	5.8	$4.4 \cdot 10^9$				

Таблица 4.4. Скорость образования отрицательных ионов, распылённых с поверхности плёнки льда  $H_2O + CO_2$  после 10 часов облучения

Масса ионов, $m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион $m^{-2}c^{-1}$	Масса ионов, $m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион $m^{-2}c^{-1}$
12	$C^-$	12.1	$1.1 \cdot 10^6$	25	$C_2H^-$	11.8	$1.0 \cdot 10^6$
13	$CH^-$	11.5	$1.0 \cdot 10^6$	26	?	5.9	$5.3 \cdot 10^5$
14	?	1.0	$8.9 \cdot 10^4$	32	$O_2^-$	1.6	$1.4 \cdot 10^5$
16	$O^-$	24.2	$2.2 \cdot 10^6$	36	$C_3^-$	4.4	$3.9 \cdot 10^5$
17	$OH^-$	8.3	$7.4 \cdot 10^5$	39	$C_3H_3^-$	2.6	$2.3 \cdot 10^5$
18	?	0.6	$5.4 \cdot 10^4$	44	$CO_2^-$	1.0	$8.9 \cdot 10^4$
24	$C_2^-$	13.5	$1.2 \cdot 10^6$	48	$C_4^-$	1.4	$1.3 \cdot 10^5$

Данные табл. 4.4 показывают, что при ионной бомбардировке плёнки льда  $CO_2 + H_2O$ , наряду с положительными ионами, наблюдается целый ряд молекул и радикалов в виде отрицательных ионов. В табл. 4.2 - 4.4

вопросительными знаками отмечены масс-спектральные линии, которые не удалось отождествить.

Если замороженную плёнку льда из смеси  $CO_2$  и  $H_2O$  продолжительное время держать без облучения, в начальный момент ионного облучения молекулярные ионы углерода и другие сложные ионы не наблюдаются. Далее, при последующей ионной бомбардировке в результате взаимодействия бомбардирующих ионов с продуктами распада пленки льда формируются сложные ионы, то есть, ионы, не являющиеся продуктами распада образца. Сопоставление данных табл. 4.3 и 4.4 показывает, что формирование отрицательно-ионной эмиссии  $CH$ ,  $O$ ,  $OH$ ,  $C_2^-$ ,  $C_3$ , по сравнению с положительной эмиссией, происходит с большей скоростью.

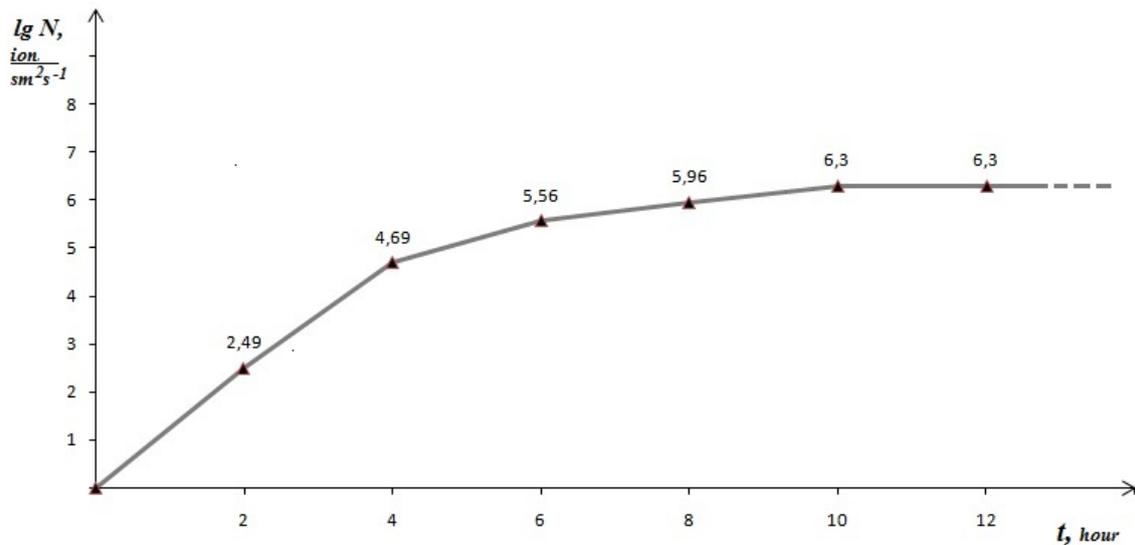


Рис. 4.1. Динамика скорости образования сложных положительных ионов с ледяной поверхности ядра.

На рис. 4.1 показана зависимость суммарной скорости формирования всех положительных ионов от времени с поверхности ядра при бомбардировке замороженной смеси  $H_2O$  и  $CO_2$  положительными ионами  $^{133}Cs^+$  энергией 1.5 кэВ.

При взаимодействии СВ с кометой происходит эффект его «загрузки» ионами или поляризованными молекулами кометного происхождения, захваченных магнитным полем, которые играют важную роль при

взаимодействии с кометной атмосферой [126]. Из уравнения (4.3) видно, что скорость образования ионов прямо пропорциональна квадратному корню от массы, т.е. «захваченные» СВ более тяжелые частицы должны увеличить скорость образования ионов при бомбардировке. С другой стороны, при эффекте «загрузки» происходит передача энергии, и скорость будет падать по квадратичному закону. Таким образом, эффект «загрузки» не будет влиять на скорость образования ионов при их распылении с поверхности кометы.

#### **§4.4. Образование кластерных ионов в кометах**

Масс-спектрометром COSIMA на борту Rosetta при исследовании кометы 67P/Чурюмов-Герасименко зарегистрированы кластерные частицы разного размера [127]. В работе [128] предложены гипотезы образования кластеров в кометах: кластеры существовали в достаточном количестве в протокометном облаке и кластеры образовались на поверхности ядра вследствие поверхностной ионизации и фотоэффекта. С целью определения динамики образования кластеров в лабораторных условиях изменялась температура поверхности эмитируемого ядра исследуемого образца. Краткая технология и методика проведения эксперимента описаны в Главе I § 3.2.

Как уже отмечалось в § 4.3 при длительной ионной бомбардировке, в результате взаимодействия бомбардирующих ионов с продуктами распада пленки льда формируются сложные образования ионов, не являющиеся продуктами распада образца.

Исследование скорости образования кластерных ионов обоих зарядов с поверхности чистого льда ( $H_2O$ ) показывает, что в диапазоне температур 80 - 120 К происходит незначительное изменение в значении скорости ионообразования (табл. 4.6 - 4.10). При температуре 140 К и выше во вторичном потоке для легких кластеров наблюдается снижение скорости образования кластерных ионов почти на порядок, а для более тяжелых наблюдается стремление скорости к нулю (табл. 4.10). Такая динамика

образования кластеров обеих зарядов говорит о том, что эти ионы формируются в результате многоступенчатого ионно-ионного и ионно-молекулярного взаимодействий. С ростом температуры вероятность таких взаимодействий в твердой фазе в приповерхностном слое снижается. Скорость образования вторичного потока ионов по отношению к скорости сублимации молекул ничтожно мала.

Таблица 4.5. Скорость образования положительных кластерных ионов с поверхности чистого льда  $H_2O$  при бомбардировке ионами  $^{39}K^+$ , энергией 1.5 кэВ,  $T=80$  К

$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>
1	$H^+$	48.03	$3.63 \cdot 10^{10}$	32	$O_2^+$	0.08	$6.04 \cdot 10^7$
2	$H_2^+$	0.17	$1.28 \cdot 10^8$	37	$H^+(H_2O)_2$	0.93	$7.03 \cdot 10^8$
16	$O^+$	21.34	$1.61 \cdot 10^{10}$	55	$H^+(H_2O)_3$	0.62	$4.68 \cdot 10^8$
17	$OH^+$	26.68	$2.01 \cdot 10^{10}$	73	$H^+(H_2O)_4$	0.26	$1.96 \cdot 10^8$
18	$H_2O^+$	0.62	$4.68 \cdot 10^8$	91	$H^+(H_2O)_5$	0.15	$1.13 \cdot 10^8$
19	$H^+(H_2O)$	1.06	$8.01 \cdot 10^8$				

Таблица 4.6. Скорость образования положительных кластерных ионов с поверхности чистого льда  $H_2O$  при бомбардировке ионами  $^{39}K^+$ , энергией 1.5 кэВ,  $T=120$  К

$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>
1	$H^+$	43.59	$3.3 \cdot 10^{10}$	32	$O_2^+$	0.06	--
2	$H_2^+$	0.18	$1.3 \cdot 10^8$	37	$H^+(H_2O)_2$	0.89	$6.7 \cdot 10^8$
16	$O^+$	18.68	$1.4 \cdot 10^{10}$	55	$H^+(H_2O)_3$	0.58	$4.0 \cdot 10^8$
17	$OH^+$	24.02	$1.8 \cdot 10^{10}$	73	$H^+(H_2O)_4$	0.22	$2.0 \cdot 10^8$
18	$H_2O^+$	0.58	$4.3 \cdot 10^8$	91	$H^+(H_2O)_5$	0.11	$8.3 \cdot 10^7$
19	$H^+(H_2O)$	1.02	$7.6 \cdot 10^8$				

Таблица 4.7. Скорость образования положительных кластерных ионов с поверхности чистого льда  $H_2O$  при бомбардировке ионами  $^{39}K^+$ , энергией 1.5 кэВ,  $T=140$  К

$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>
1	$H^+$	16.90	$1.3 \cdot 10^{10}$	32	$O_2^+$	--	--
2	$H_2^+$	0.04	$3.0 \cdot 10^7$	37	$H^+(H_2O)_2$	0.10	$7.5 \cdot 10^7$
16	$O^+$	7.29	$5.5 \cdot 10^9$	55	$H^+(H_2O)_3$	0.04	$3.0 \cdot 10^7$
17	$OH^+$	8.45	$6.4 \cdot 10^9$	73	$H^+(H_2O)_4$	0.01	$7.5 \cdot 10^6$
18	$H_2O^+$	0.18	$1.3 \cdot 10^8$	91	$H^+(H_2O)_5$	--	--
19	$H^+(H_2O)$	0.20	$1.5 \cdot 10^8$				

Таблица 4.8. Скорость образования отрицательных кластерных ионов с поверхности чистого льда  $H_2O$  при бомбардировке ионами  $^{39}K^+$  энергией 1.5 кэВ,  $T=80$  К

$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>
1	$H^-$	33.6	$3.0 \cdot 10^{10}$	33	$O_2H^-$	0.02	$1.8 \cdot 10^7$
2	$H_2^-$	0.05	$4.5 \cdot 10^7$	35	$OH^-(H_2O)$	1.01	$9.0 \cdot 10^8$
16	$O^-$	45.8	$4.1 \cdot 10^{10}$	53	$OH^-(H_2O)_2$	0.81	$7.2 \cdot 10^8$
17	$OH^-$	16.3	$1.4 \cdot 10^{10}$	71	$OH^-(H_2O)_3$	0.61	$5.5 \cdot 10^8$
18	$H_2O^-$	0.4	$3.6 \cdot 10^8$	89	$OH^-(H_2O)_4$	0.2	$1.8 \cdot 10^8$
19	$H^-(HO)$	1.01	$9.0 \cdot 10^8$	107	$OH^-(H_2O)_5$	0.07	$6.3 \cdot 10^7$
32	$O_2^-$	0.01	$8.9 \cdot 10^6$				

Таблица 4.9. Скорость образования отрицательных кластерных ионов с поверхности чистого льда  $H_2O$  при бомбардировке ионами  $^{39}K^+$  энергией 1.5 кэВ,  $T=120$  К

$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>
1	$H^-$	29.04	$2.6 \cdot 10^{10}$	33	$O_2H^-$	след	след
2	$H_2^-$	0.03	$2.7 \cdot 10^7$	35	$OH^-(H_2O)$	0.8	$7.2 \cdot 10^8$
16	$O^-$	41.77	$3.7 \cdot 10^{10}$	53	$OH(H_2O)_2$	0.75	$6.7 \cdot 10^8$
17	$OH^-$	15.49	$1.4 \cdot 10^{10}$	71	$OH(H_2O)_3$	0.55	$4.9 \cdot 10^8$
18	$H_2O^-$	0.36	$3.2 \cdot 10^8$	89	$OH(H_2O)_4$	0.1	$8.9 \cdot 10^7$
19	$H(NO)$	0.92	$8.2 \cdot 10^8$	107	$OH(H_2O)_5$	--	--
32	$O_2^-$	след	след				

Таблица 4.10. Скорость образования отрицательных кластерных ионов с поверхности чистого льда  $H_2O$  при бомбардировке ионами  $^{39}K^+$  энергией 1.5 кэВ,  $T=140$  К

$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>
1	$H$	10.70	$9.6 \cdot 10^9$	33	$O_2H$	--	--
2	$H_2^-$	0.01	$9.0 \cdot 10^6$	35	$OH(H_2O)$	0.02	$1.8 \cdot 10^7$
16	$O^-$	15.28	$1.3 \cdot 10^{10}$	53	$OH(H_2O)_2$	0.01	$9.0 \cdot 10^6$
17	$OH$	6.21	$5.5 \cdot 10^9$	71	$OH(H_2O)_3$	0.01	$8.9 \cdot 10^6$
18	$H_2O^-$	0.17	$1.5 \cdot 10^8$	89	$OH(H_2O)_4$	--	--
19	$H(NO)$	0.30	$2.7 \cdot 10^8$	107	$OH(H_2O)_5$	--	--
32	$O_2^-$	0	0				

#### §4.5. Сравнение смоделированных значений образования ионов с ледяной поверхностью ядра с наблюдательными данными

Для сравнения результатов численного моделирования взаимодействия СВ с ледяной поверхностью ядра кометы с наблюдательными данными мы использовали результаты миссии «Rosetta» (рис. 4.4). Согласно [32], на гелиоцентрическом расстоянии  $\sim 3$  а.е. поток СВ достигает поверхности ядра кометы 67/P Churyumov – Gerasimenko со скоростью  $u_{sw}=370$  км/с, средняя концентрация кометных ионов в приповерхностной области составляет  $0.1 \text{ см}^{-3}$ .

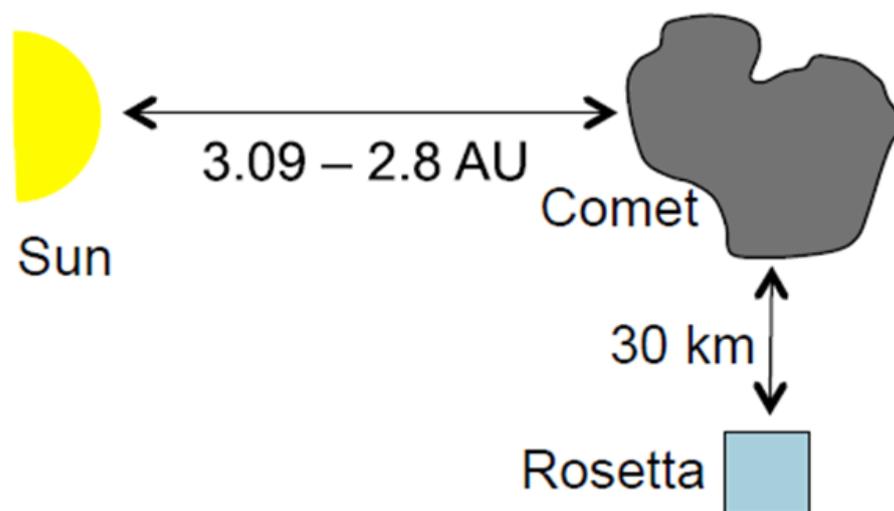


Рис. 4.4. Взаимное расположение Солнца, кометы 67/P и КА «ROSETTA» [32].

Используя масс-спектр ионов, расплывённых с поверхности смеси  $H_2O$  и  $CO_2$  в твёрдой фазе при бомбардировке ионами щелочных металлов (например,  $Cs^+$ ) и  $\gamma$  – коэффициент пропорциональности ионной эмиссии, по формулам (4.4, 4.5) определим скорость ионообразования с поверхности ядра кометы (табл.4.11, 4.12). Известно, что концентрация частиц СВ  $n_{sw}$  падает обратно пропорционально квадрату расстояния и с учетом этого на расстоянии 3 а.е. будем иметь в среднем  $n_{sw} \approx 1.1 \text{ см}^{-3}$ .

Таблица 4.11. Образование положительных вторичных ионов с ледяной поверхности ( $H_2O+CO_2$ ) кометы при бомбардировке протонами солнечного ветра на гелиоцентрическом расстоянии 3 а.е.

$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>
12	$C^+$	22.1	$2.4 \cdot 10^9$	27	?	6.2	$6.78 \cdot 10^8$
13	$CH^+$	3.8	$4.2 \cdot 10^8$	28	$CO^+$	7.0	$7.8 \cdot 10^8$
16	$O^+$	1.0	$1.1 \cdot 10^8$	32	$O_2^+$	7.2	$8.0 \cdot 10^8$
17	$OH^+$	1.9	$2.1 \cdot 10^8$	36	$C_3^+$	2.1	$2.3 \cdot 10^8$
24	$C_2^+$	3.6	$4.0 \cdot 10^8$	44	$CO_2^+$	32.6	$3.6 \cdot 10^9$
25	$C_2H^+$	5.6	$6.2 \cdot 10^8$	48	$C_4^+$	1.0	$1.1 \cdot 10^8$
26	$C_2H_2^+$	5.8	$6.4 \cdot 10^8$				

Таблица 4.12. Образование отрицательных вторичных ионов с ледяной поверхности ( $H_2O+CO_2$ ) кометы при бомбардировке протонами солнечного ветра на гелиоцентрическом расстоянии 3 а.е.

$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>	$m$ , а.е.м.	Ионы	$p$ , %	$N$ , ион·м <sup>-2</sup> ·с <sup>-1</sup>
12	$C^-$	12.1	$1.6 \cdot 10^9$	25	$C_2H^-$	11.8	$1.5 \cdot 10^9$
13	$CH^-$	11.5	$1.5 \cdot 10^9$	26	?	5.9	$7.7 \cdot 10^8$
14	?	1.0	$1.3 \cdot 10^8$	32	$O_2^-$	1.6	$2.1 \cdot 10^8$
16	$O^-$	24.2	$3.2 \cdot 10^9$	36	$C_3^-$	4.4	$5.8 \cdot 10^8$
17	$OH^-$	8.3	$1.1 \cdot 10^9$	39	$C_3H_3^-$	2.6	$3.4 \cdot 10^8$
18	?	0.6	$7.9 \cdot 10^7$	44	$CO_2^-$	1.0	$1.3 \cdot 10^8$
24	$C_2^-$	13.5	$1.8 \cdot 10^9$	48	$C_4^-$	1.4	$1.8 \cdot 10^8$

В табл. 4.11 и 4.12 приведены смоделированные значения скорости образования ионов по лабораторным экспериментам и данным космических миссий, где  $m$  – масса ионов,  $p$  – содержание интенсивности ионов в масс-спектре и  $N$  – скорость образования ионов. Знаком вопроса отмечены ионы,

линии которых не удалось точно отождествить при проведении эксперимента. Из вычисленных данных табл. 4.11 и 4.12 видно, что независимо от доминирования какого-либо иона, суммарная скорость образования будет равна  $N \approx 1.11 \cdot 10^{10}$  ион  $\text{м}^{-2}\text{с}^{-1}$  для положительных и  $N \approx 1.32 \cdot 10^{10}$  ион  $\text{м}^{-2}\text{с}^{-1}$  для отрицательных ионов. Для сравнения смоделированных значений необходимо выразить скорость ионообразования через концентрацию по формуле:

$$n_i = \frac{N}{u_i},$$

где  $n_i$  – концентрация эмитируемых ионов при бомбардировке протонами СВ,  $N$  – скорость ионообразования и  $u_i$  – скорость образовавшихся ионов.

Скорость ионов ( $u_i$ ) можно определить по уравнениям энергетического баланса. При движении ионов на них действует магнитное поле СВ и ионы будут дрейфовать по спирали с радиусом  $R_L$  в радиальном направлении от поверхности кометы. Считая, что частица СВ полностью передает энергию частице с поверхности ядра кометы, запишем:

$$E_{sw} = E_i + E_c + E_k,$$

где  $E_{sw}$  – энергия протона СВ,  $E_i$  – энергия ионизации молекулы,  $E_c$  – энергия связи молекулы и  $E_k$  – кинетическая энергия образовавшегося иона. Энергия протона СВ  $E_{sw} \approx 0.7$  кэВ, энергия ионизации для молекул воды лежит в пределах десятка эВ. Энергия связи молекулы может быть оценена с помощью следующего уравнения:

$$E_c = c_1 m \Delta T_1 + \lambda m + c_2 m \Delta T_2 + r m,$$

где  $m$  – масса молекулы,  $\lambda$  – удельная теплота плавления,  $r$  – удельная теплота парообразования и  $c_1$ ,  $c_2$ ,  $\Delta T_1$ ,  $\Delta T_2$  – удельные теплоемкости и разница температур для льда и воды. Энергия связи, например, для молекул воды составит несколько эВ. Таким образом, считая  $E_k \gg E_i + E_c$  и  $E_k \approx E_{sw}$ , будем иметь для максимальной скорости образовавшихся ионов  $u_i = (2E_{sw}/m_i)^{1/2}$ .

Таким образом, с учетом доминирования наблюдаемых ионов в атмосфере кометы будем иметь следующие параметры, приведенные в табл. 4.13.

Таблица 4.13. Концентрация, скорость и гирорадиус кометного иона в магнитном поле  $B=1$  нТл

Ион	$u_i$ , км/с	$n$ , см <sup>-3</sup>	$R_L$ , км
$H_2O^+$	87	0.12	$8.1 \cdot 10^3$
$CO^+$	70	0.16	$10.1 \cdot 10^3$
$OH^+$	89	0.12	$7.9 \cdot 10^3$

В табл. 4.13 вычислены минимальные значения концентрации образующихся ионов при бомбардировке ледяной поверхности ядра кометы в объеме площадью  $1 \text{ м}^2$  и стороной  $u_i$ , которые соответствуют измеренным данным полученными с помощью КА [32, 33].

Изменение плотности ионов в разной литературе различно для кометоцентрических интервалов, в частности в [129] показано, что до высоты  $\sim 5000$  км от поверхности интенсивность медленно падает или не изменяется.

Скорости распыления ионов с поверхности находятся в интервале от 55 до 89 км/с (табл. 4.13), что на порядок выше тепловых скоростей. По измерениям аппарата ИСА – ионного масс-энергетического спектрометра и имидж-сканера, скорости ионов находятся в пределах нескольких десятков км/с (рис. 4.5) [33], что также хорошо соответствует скоростям, вычисленных нами методом моделирования. Данный интервал скоростей, а также величины концентрации свидетельствует в пользу ионообразования бомбардировкой протонами СВ. Кроме того, хорошее соответствие результатов нашего моделирования процесса ионообразования данным измерений КА подтверждает достоверность и надежность предложенного метода.

Behar, E. et al.: The root of a comet tail: Rosetta ion observations at comet 67P/Churyumov–Gerasimenko

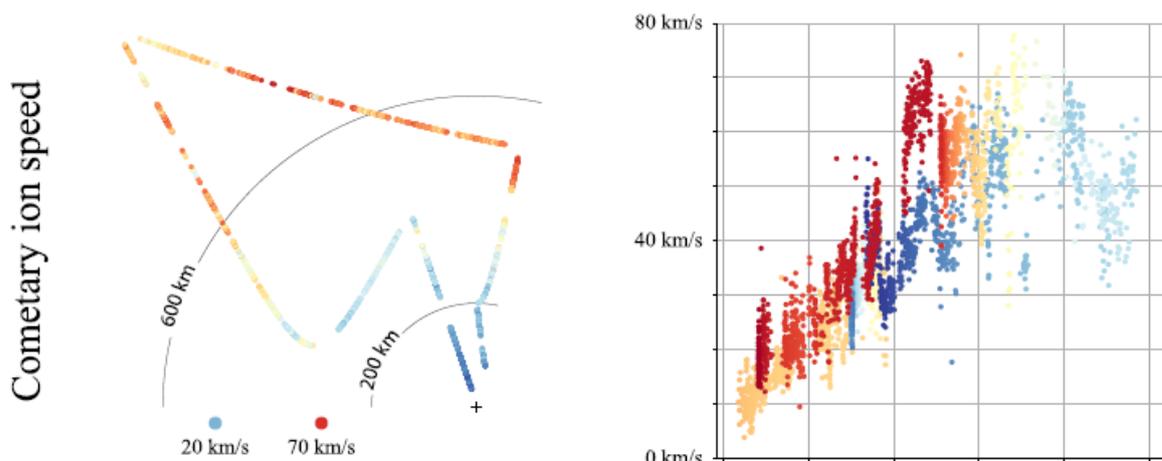


Рис. 4.5. Скорости кометных ионов [33].

#### §4.6. Вклад различных механизмов ионизации кометных молекул

Как было показано в предыдущем параграфе, ионно-ионная эмиссия может внести вклад как механизм ионообразования в кометах и ее действие осуществляется только на больших гелиоцентрических расстояниях (свыше  $\sim 3$  а.е.), где из-за низкой активности кометы, солнечный ветер может воздействовать на твердую поверхность ядра кометы. Однако стоит учесть, что, по мнению многих авторов, основными механизмами ионизации являются фотоионизация и перезарядка. Для сравнения эффективности механизмов ионизации необходимо сравнить коэффициент ионизации –  $\alpha$  при моделируемых параметрах (температура поверхности ядра кометы 80-130 К, концентрация потока СВ  $1.1 \text{ см}^{-3}$ , скорость ионов потока 400 км/с). Сравнения приведем для ионов воды.

Степень ионизации при бомбардировке можно определить по формуле:

$$\alpha_{\text{бомбардировки}} = \frac{n_i}{n_n} \cdot 100\% = 0.109 \%,$$

где  $n_n$  - концентрация распыленных нейтралов,  $n_i$  - концентрация распыленных ионов. Так как, распыляться будут в основном нейтральные молекулы, то в стационарном состоянии концентрация нейтральных молекул

будет стремиться к концентрации бомбардирующих протонов солнечного ветра  $n_n \rightarrow n_p = 1.1 \text{ см}^{-3}$ .

Учитывая наличие нейтральных молекул в рассматриваемом приповерхностном слое (30 км от поверхности ядра), следует предположить, что ионизация молекул кометы будет происходить и вследствие перезарядки. Для определения степени ионизации приведем следующие расчеты:

$$\sigma = 0.44Z \log \frac{17}{u_p/u_0} 10^{-15} = 4.533 \cdot 10^{-14} \text{ см}^2,$$

где  $\sigma$  – эффективное сечение молекулы воды при перезарядке протоном [130] при скорости протона  $u_p = 370 \text{ км/с}$  и тепловой скорости молекулы  $u_0 = 333 \text{ м/с}$ .

$$\tau = (n_p u_p \sigma)^{-1} = 5.42 \cdot 10^5 \text{ с},$$

где  $\tau$  – время жизни молекул при перезарядке протонами солнечного ветра [131].

$$\tau^* = \frac{l}{u_0} = l \sqrt{\frac{\mu}{3RT}} = 90 \text{ с},$$

где  $\tau^*$  – время нахождения молекулы воды в наблюдаемой области (до 30 км). Тогда, для степени ионизации при перезарядке находим:

$$\alpha_{\text{перезарядки}} = \frac{\tau^*}{\tau} \cdot 100\% = 0.0166\%. \quad (4.6)$$

Используя выражение (4.6) можно рассмотреть и степень ионизации для жесткого (ультрафиолетового) излучения Солнца, время жизни кометных молекул (например, для СО) для которого составляет, согласно [30],  $\tau \approx 10^6 \text{ с}$ , а согласно недавним исследованиям [132],  $\tau \approx 6 \cdot 10^5 \text{ с}$ . Таким образом, для фотоионизации получим близкое к перезарядке значение степени ионизации.

Как видно, из сравнения  $\alpha_{\text{бомбардировки}} / \alpha_{\text{перезарядки}} = 6.7$ , то есть, при принятых условиях (температура поверхности льда  $T = 80 \text{ К}$ ,  $u_p = 370 \text{ км/с}$ ), ионизация при бомбардировке эффективней относительно перезарядки и фотоионизации. Однако, как показано в § 4.3, при повышении температуры ( $T > 130 \text{ К}$ ) скорость распыления ионов падает на порядок и картина меняется в обратную сторону. Этим и объясняется снижение эффективности бомбардировки на малых гелиорасстояниях.

## ВЫВОДЫ К ГЛАВЕ 4

Полученные значения коэффициентов ионно-ионной эмиссии лабораторно-аналитическим путем показывают, что вторичная ионная эмиссия составляет лишь небольшую часть (около 1%) от полного потока частиц, возникающих при ионной бомбардировке льда в твердой фазе. Большая часть вторичных частиц вылетает в нейтральном состоянии.

Полученные результаты скорости образования ионов при бомбардировке протонами СВ показывают, что в результате взаимодействия заряженных частиц с молекулами рассмотренных вероятных кометных веществ в начале бомбардировки свеженанесённого моделируемого кометного вещества в основном наблюдаются ионы, представляющие собой продукты распада этих веществ. Многие наблюдаемые сложные молекулы (в том числе и органические) могут иметь различное происхождение, но возникают они только после поглощения определённой дозы облучения, т.е. в результате ионно-молекулярных взаимодействий. Следовательно, сложные ионы образуются, преимущественно, в результате многоступенчатого ионно-ионного и ионно-молекулярного взаимодействиями между продуктами распада первичного вещества с бомбардирующими ионами.

Результаты исследований показывают, что скорость образования сложных ионов в диапазоне энергий и плотности СВ, очень низкая и составляет  $1.11 \cdot 10^{10}$  для положительных и  $1.32 \cdot 10^{10}$  ион  $\text{м}^{-2}\text{с}^{-1}$  для отрицательных.

Известно, что при взаимодействии СВ с кометой происходит эффект его «загрузки» ионами или поляризованными молекулами кометного происхождения, захваченных магнитным полем, которые играют важную роль при взаимодействии с кометной атмосферой [126]. Из уравнения (4.3) видно, что скорость образования ионов прямо пропорциональна квадратному корню от массы, т.е. «захваченные» СВ более тяжелые частицы должны увеличить скорость образования ионов при бомбардировке. С другой

стороны, при эффекте «загрузки» происходит передача энергии, и скорость будет падать по квадратичному закону. Таким образом, эффект «загрузки» не будет влиять на скорость образования ионов при их распылении с поверхности кометы.

Предлагается, что для формирования в кометах более сложных ионов, таких как органические кислоты, формальдегид, метанол и др., потребуется более длительное время облучения.

Из полученных экспериментальных данных по определению скорости образования кластерных ионов следует, что на поверхностном слое ледяных кометных ядер под действием корпускулярных потоков Солнца и космических лучей могут образоваться ионно-молекулярные кластеры противоположных знаков заряда типа  $H^+(H_2O)$  и  $OH(H_2O)$ . Скорость формирования отрицательных кластеров имеет количественное преимущество относительно положительных.

Ионно-молекулярные кластеры эмитируются в виде сформировавшихся ионов под воздействием корпускулярных частиц СВ. При взаимодействии вторичного потока с сублимировавшимися молекулами воды в газовой фазе атмосферы модели ядра образование кластеров не наблюдается. Предварительные вычисления показывают, что при росте температуры от 120 К до 140 К скорость и плотность сублимировавшихся молекул в околоповерхностном пространстве увеличивается на порядок, однако при повышении скорости и плотности сублимации, пропорционального роста скорости образования кластерных ионов не наблюдалось. Резкое снижение скорости формирования ионов при больших температурах объясняется рассеянием облучения нейтральным вторичным потоком.

Бомбардировка поверхности ядра кометы на больших гелиоцентрических расстояниях, где СВ достигает поверхности ядра, может вносить существенный вклад в механизм образования ионов в атмосфере кометы. Смоделированные расчеты показывают, что при исследуемых

условиях (гелиорасстояние  $>3$  а.е., температура 80 К) действие основных механизмов ионизации (перезарядка, фотоионизация) слабы. Если степень ионизации при бомбардировке протонами СВ составляет 0.109%, то при перезарядке она составляет лишь 0.016%. Однако, как показано в § 4.4 при повышении температуры ( $T > 130$  К) скорость распыления ионов падает на порядок и картина меняется в обратную сторону. Этим объясняется снижение эффективности бомбардировки на малых гелиорасстояниях.

Результаты данной главы можно применять при взаимодействии СВ с ледяными объектами, атмосфера которых крайне разрежена.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В первоисточниках разрабатываемых методов основной акцент направлен на доказательство (превосходство, схожесть, достоверность), а при использовании остаются не раскрытыми некоторые моменты, возможно даже очень простые, но требующие немалого времени и усилий при освоении и применении метода. Так, в методе Штумпфа [16] не описано как определяется центр фотометрического ядра кометы, тогда как фотометрическое ядро кометы протяженный (не точечный) объект. Также, не показано влияние прецессии и собственного движения звезд на конечный результат.

В настоящей работе показано, что система уравнений (1.3, 1.4) в методе Штумпфа [16] в общем виде имеет бесконечное множество решений, в связи с этим приравнивание прямоугольных координат центра фотометрического ядра с задаваемыми (искомыми) прямоугольными координатами, является частным решением определения точки отсчета кометоцентрических координат. При определении координат центра ядра по изображениям комет C/2014 Q2 (Lovejoy) и C/2019 Y4 (ATLAS), начало координат был несколько смещен от видимого центра фотометрического

ядра к солнечной стороне, что подтверждает факт давления солнечным ветром комы и точность вычисления.

При получении изображения комет телескопами с экваториальной монтировкой и малым углом поля зрения, точность определения кометоцентрических координат значительно возрастает и упрощается вычисление угла совмещения проекции продолженного радиус-вектора с прямоугольными координатами изображения кометы. Так же отпадает необходимость нанесения сетки экваториальных координат на изображении.

Проводимая на глаз ось симметрии плазменного хвоста имеет погрешность несколько десятков доли градуса. Точность проведения оси для комет с лучевым хвостом выше относительно комет с веерообразной структурой хвоста.

Исследование влияния прецессии и собственных движений звезд на определение кометоцентрических координат оказалось незначительным. В литературе приводятся значения кометоцентрических координат до десятитысячной доли единицы, а вычисление влияния показывают на порядок ниже.

Что касается определения радиальной скорости СВ по наблюдению отклонения плазменных хвостов комет, то недостатком в уравнении Бирмана [28] и Брандта [19] является то, что не учитываются поперечные силы. Полученные значения скорости таким методом часто занижены относительно измеренных с помощью КА и занижение тем больше чем меньше скорость СВ. Также, результаты, полученные таким образом, вызывают некоторые сомнения, связанные со следующими трудностями: а) ось хвоста проводится на глаз; б) предполагается [12], что плазма, по данным наблюдений комет, находящаяся на определенной широте, покидает Солнце на той же самой широте.

В работе показано, что вычисленные значения радиальной скорости СВ по наблюдениям аберраций плазменных хвостов комет

- а) лежат в пределах данных полученных с помощью КА;

б) дают по эпизодическим наблюдениям информацию лишь о характере потока (спорадический, высокоскоростной, спокойный);

в) показывают, что для получения достоверного значения необходимо проводить плотный ряд (не менее трех суток) наблюдений.

Для определения величины тангенциальной составляющей СВ, необходимо брать значение радиальной скорости, которая дает максимальную корреляцию с данными КА. Таким образом, будут учитываться и экспериментальные данные, и данные теоретических расчетов. При допущении действия тангенциальной скорости СВ на плазменный хвост кометы стоит учитывать, что пределы ее значений лежат в интервале до 80 км/с и может возникать как по направлению вращения Солнца, так и против нее. Среднее значение  $w_r \approx 10$  км/с.

Условием отрицательной аберрации плазменных хвостов комет предлагается действие тангенциальной составляющей скорости СВ, которая по величине больше трансверсальной скорости кометы и параллельна ей по направлению. Данная интерпретация в отличие от вращения плазменного хвоста относительно продолженного радиус-вектора, как условие отрицательной аберрации, не требует постулирования внутренних эффектов. Также, действие тангенциальной составляющей, может объяснить наблюдаемый факт об аномально больших отклонениях (около  $15^\circ$ ) плазменного хвоста в антипараллельном направлении трансверсальной скорости кометы.

Если принять во внимание, что периодичность возникновения тангенциального СВ связана с периодом вращения Солнца, то напрашивается косвенный вывод: источником высокоскоростного СВ являются корональные дыры и наиболее вероятным механизмом возникновения тангенциального СВ является взаимодействие разноскоростных потоков.

Полученные значения радиальной скорости СВ занижены относительно экспериментально полученных данных в связи с тем, что в уравнении зависимости взаимодействующих величин, определяющих

абerrацию плазменного хвоста, не учитывается действие поперечных (в нашем случае - тангенциальных) сил. Предложенный эффект смещения оси хвоста гравитацией Солнца может объяснить занижения значений, определенных по абerrации плазменного хвоста, а так же, аномально большие отклонения (около  $20^\circ$ ) плазменного хвоста относительно продолженного радиус-вектора. Смещение оси хвоста с учетом поперечных сил лежит в диапазоне  $1.8^\circ < \Delta\varepsilon < 12.6^\circ$ .

Как видно по обзору, приведенному в §1.3, действия ионизирующих механизмов слабы и не все варианты освещены в литературе. Так, например, эффективно происходит ионизация рентгеновской радиацией. Проблема заключается в том, что не у всех комет наблюдаются излучение в данном диапазоне. Возможно, отсутствие излучения связано с комптоновским рассеянием. Другое объяснение может кроиться в вопросе: а не заложен ли потенциал плазмы в ядре кометы? Но из данных проблем в работе рассматривается только роль бомбардировки протонами солнечного ветра поверхности ядра кометы, которая приводится в Главе 4.

В настоящей работе разработана специальная методика для исследования скорости формирования ионов, которая обеспечивает условия, имитирующие воздействие солнечного ветра на кометные вещества и применяется для моделирования при вычислении количественных параметров ионообразования в кометных условиях при бомбардировке протонами СВ.

Полученные значения коэффициентов ионно-ионной эмиссии лабораторно-аналитическим путем показывают, что вторичная ионная эмиссия составляет лишь небольшую часть (около 1%) от полного потока частиц, возникающих при ионной бомбардировке льда в твердой фазе. Большая часть вторичных частиц вылетает в нейтральном состоянии.

Полученные результаты показывают, что в результате взаимодействия заряженных частиц с молекулами рассмотренных вероятных кометных веществ в начале бомбардировки свеженанесённого моделируемого

кометного вещества наблюдается в основном ионы, представляющие собой продукты распада этих веществ. Многие наблюдаемые сложные молекулы (в том числе и органические) могут иметь различные происхождения, но возникают только после поглощения определённой дозы облучения, т.е. в результате ионно-молекулярных взаимодействий.

Следовательно, сложные ионы образуются, преимущественно, в результате многоступенчатого ионно-ионного и ионно-молекулярного взаимодействиями между продуктами распада первичного вещества с бомбардирующими ионами.

Результаты исследований показывают, что скорость образования сложных ионов, в диапазоне энергий и плотности СВ, очень низкая. Предлагается, что для формирования в кометах более сложных ионов, таких как органические кислоты, формальдегид, метанол и др., потребуется более длительное время облучения.

Из полученных экспериментальных данных по определению скорости образования кластерных ионов следует, что на поверхностном слое ледяных кометных ядер под действием корпускулярных потоков Солнца и космических лучей могут образоваться ионно-молекулярные кластеры противоположных знаков заряда типа  $H^+(H_2O)$  и  $OH(H_2O)$ . Скорость формирования отрицательных кластеров имеет количественное преимущество над положительными.

Ионно-молекулярные кластеры эмитируются в виде сформировавшихся ионов под воздействием корпускулярных частиц СВ. При взаимодействии вторичного потока с сублимировавшимися молекулами воды в газовой фазе атмосферы модели ядра образование кластеров не наблюдается. Предварительные вычисления показывают, что при росте температуры от 120 К до 140 К скорость и плотность сублимировавшихся молекул в околоповерхностном пространстве растёт на порядок величины, однако при повышении скорости и плотности сублимации, пропорционального роста скорости образования кластерных ионов не

наблюдалось. Резкое снижение скорости формирования ионов при больших температурах ( $T > 130$  К) объясняется их рассеянием нейтральными молекулами приповерхностного слоя.

Бомбардировка поверхности ядра кометы на больших гелиоцентрических расстояниях, где СВ достигает поверхности ядра, может вносить существенный вклад в механизм образования ионов в атмосфере кометы.

Эффект «загрузки» солнечного ветра тяжелыми частицами кометного происхождения не влияет на скорость образования ионов при бомбардировке.

Для исследования скорости формирования ионов, разработана специальная методика, которая обеспечивает условия имитирующее воздействие солнечного ветра на кометные вещества и применяется для моделирования при вычислении количественных параметров ионообразования в кометных условиях.

### **Перспективы дальнейших исследований**

Исследования будут продолжены с целью повышения точности теоретических результатов, усовершенствования методов применяемых в данной работе. В частности, будет исследоваться проведение оси хвоста кометы, что даст возможность автоматизации процесса вычисления скорости СВ.

Полученные в диссертации результаты могут быть применены для определения: типа хвостов комет; значения и направления скорости СВ; реструктуризации СВ в широком интервале времени; количественной оценки ионизации льдов.

### **Личный вклад**

Соискатель в равной степени с другими соавторами участвовал в постановке задач, наблюдениях, астрометрической обработке изображений, разработке методов наблюдений, определения параметров и их исследования, проведении вычислений, получении и представлении результатов и выводов.

Обсуждение полученных результатов проводилось совместно с научным руководителем, а также с остальными соавторами. Публикации и доклады на конференциях были подготовлены в равных долях с другими соавторами. В наблюдениях, вычислениях, анализе и интерпретации результатов автору принадлежит равный с соавторами вклад.

### **Благодарности**

Автор выражает глубокую благодарность и признательность члену-корреспонденту НАН Таджикистана, д.ф.-м.н. Гулчехре Исроиловне Кохировой за обсуждение, редакцию, продвижение и всестороннюю поддержку, как отдельных работ, так и диссертации в целом.

Вместе с тем, автор выражает искреннюю признательность и благодарность академику РАН, д. ф.-м. н. Дмитрию Валерьевичу Бисикало, д. ф.-м. н. Валерию Ивановичу Шематовичу и член-корреспонденту РАН, д.ф.-м.н. Шустову Борису Михайловичу за внимание к работе и за весомые замечания, учет которых значительно улучшил ее научное содержание.

Автор благодарит к. ф.-м. н. Анну Петровну Карташову и к. ф.-м. н. Елену Сергеевну Баканас за интерес к данному исследованию.

Также, автор искренне выражает благодарность (ныне покойным) д. ф.-м. н., профессору Константину Владиславовичу Холшевникову и к. ф.-м. н., доценту Дмитрию Ивановичу Понявину, чьи слова одобрения дали уверенность в продолжении исследования.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Добровольский О.В. Нестационарные процессы в кометах и солнечная активность // Труды Института астрофизики АН ТаджССР. 1961. т. VIII. 195 с.
2. Под редакцией Маккина Р. Дж. и Негебауэр М. Солнечный ветер. – М.: «Мир». 1968. 440 с.
3. Whipple F.L. (1950). A comet model. I. The acceleration of comet Enke // *Astrophysics Journal*. III. 375-394.
4. Whipple F.L. (1951). A comet model. II. Physical relation for comets and meteors // *Astrophysics Journal*. 113. 464-474.
5. Biermann L. Kometenschweife und solare Korpuskularstrahlung // *Zeitschrift für Astrophysik*. 1951. Vol. 29. p.274
6. Чертков А.Д. Солнечный ветер и внутреннее строение Солнца. – М.: Наука. 1985. 200 с.
7. Исследование комет по программе международного года спокойного Солнца // Киев: Наукова Думка. 1964. 176 с.
8. Андриенко Д.А., Ващенко В.Н. Кометы и корпускулярное излучение Солнца. – М.: Наука. 1981. 164 с.
9. Pierrard V., Issautier K., Meyer-Vernet N., Lemaire J. Collisionless model of the solar wind in a spiral magnetic field // *Geophysical Research. Lett.* 2001. V. 28. No. 2. P. 223 – 226.
10. Lemaire J., Scherer M. Kinetic models of the solar wind // *Journal Geophysical Research*. 1971. V. 76. P. 7479 – 7490.
11. Khabarova O.V., Obridko V.N. et al. Evolution of the Solar Wind Speed with Heliocentric Distance and Solar Cycle. Surprises from Ulysses and Unexpectedness from Observations of the Solar Corona // *Plasma Physics Reports*. 2018. Vol. 44. No. 9. pp. 840 – 853. DOI: 10.1134/S1063780 X18090064.

12. Хабарова О. В., Обридко В. Н., Кислов Р. А., Малова Х. В., Бемпорад А., Зелёный Л. М., Кузнецова В. Д., Харшиладзе А. Ф. Эволюция скорости солнечного ветра с расстоянием от солнца в зависимости от фазы цикла. Сюрпризы от *ulysses* и неожиданности по данным наблюдений короны // ФИЗИКА ПЛАЗМЫ. 2018. том 44, № 9. с. 752–766.
13. Pflug K. The Direction of Gas Tails of Comets and Their Connection with Interplanetary Plasma and Solar Activity // *Nature et Origine des Cometes*. 1966. pp.372-377.
14. Федеренко Н.В. Ионизация при столкновениях ионов с атомами // Успехи физических наук. 1959. т. 58. вып. 3. с. 481-511.
15. Тарашук В.П. Проектирование изображений комет на плоскость орбиты // *Астрономия и астрофизика*. 1970. 11. с. 76.
16. Деменко А.А. О типах хвостов комет: дисс. к. ф-м. н. – Киев. 1965. 237 с.
17. Stumpff P. Uber die Projektion von beobachteten Schweifpunkten auf die Ebene der Kometenbahn // *Astronomische Nachrichten*. 1956. Band 283. pp. 245-248.
18. Добровольский О.В. Кометы. – М.: Наука. 1966. 288 с.
19. Брандт Дж. Солнечный ветер. – М.: Мир. 1973. 207 с.
20. Hundhausen A. J., Asbridge J. R., Bame S. J., Strong I. B. Vela Satellite Observations of Solar Wind Ions // *Journal of Geophysical Research*. 1967. Vol. 72. p. 1979.
21. Brandt J. C. Interplanetary gas. XIII. Gross plasma velocities from the orientations of ionic comet tails // *Astrophysics Journal*. 1967. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/ ApJ...147..201B>.
22. Belton M. J. S., Brandt J. C. Interplanetary gas. XII. A catalogue of comet-tail orientations // *Astrophysics Journal Series*. 1966. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/ 1966ApJS ...13..125B/abstract>.

23. Сизоненко Ю.В. Кометы C/2001 Q4 и C/2004 Q2: структуры плазменных хвостов // Кинематика и физика небесных тел. 2007. т. 23, № 5. с. 286-294.
24. Сизоненко Ю.В. Эволюция хвостов кометы C/2006 M4 (SWAN) // Кинематика и физика небесных тел. 2012. т. 28, № 1. с. 16-24.
25. Biermann L., Trefftz, E. Über die Mechanismen der Ionisation und der Anregung in Kometenatmosphären // Zeitschrift für Astrophysik. 1964. Vol. 59. p.1-28.
26. Vigren E. K. Altwegg, N. J. T. Edberg et al., Model-observation comparisons of electron number densities in the coma of 67P during 2015 January // Astrophysics Journal. 2016. 152. 59 (8pp).
27. Galand M., Héritier K. L., Odelstad E. et al., Ionospheric plasma of comet 67P probed by Rosetta at 3 au from the Sun // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2016. 462. pp. 331–351.
28. Biermann L. Physical processes in comet tails and their relation to solar activity // La physique des cometes. Louvain. 1953. 251 p.
29. Добровольский О.В. О причинах ионизации молекул в кометах // Астрономический Журнал. 1954. т.31. вып. 4. с.324-326.
30. Полосков С.М. Ионизация молекул в кометах // Астрономический Журнал. 1951. том 28. вып. 5. с. 373-381.
31. Марочник Л.С. Магнитогидродинамические явления в кометах и связь их с геомагнитными потоками // Успехи физических наук. 1964. 82. с. 221-252.
32. Хашимов Н.М, Ибадинов Х.И., Шоёкубов Ш.Ш. Масс-спектральное исследование ионного распыления ледяных моделей кометных ядер // Кометы и метеоры. 1989. №39. с. 29-30.
33. Fuselier S. A., Altwegg K., Balsiger H., Berthelier J. J., Bieler A. et al. Rosetta mission results pre-perihelion Special feature ROSINA/DFMS and IES observations of 67P: Ion-neutral chemistry in the coma of a

- weakly outgassing comet // *Astronomy & Astrophysics* 583. A2 (2015)  
DOI: 10.1051/0004-6361/201526210
34. Behar E., Nilsson H., Henri P. et al. The root of a comet tail: Rosetta ion observations at comet 67P/Churyumov–Gerasimenko // *Astronomy & Astrophysics* 616. 2018. A21. p. 1-11.
  35. Mammano A., Wurm K. Investigations concerning the tail axes of comets // *Icarus*. 1965. Volume 4. Issue 1. Pages 1-7.
  36. Belton M. J. S. Some Characteristics of Type II Comet Tails and the Problem of the Distant Comets // *Astrophysics Journal*. 1965. V. 70. N. 7. 451-466 p.
  37. Коноплева В.П., Розенбуш В.К. Перспективное проектирование изображений комет на плоскость орбиты // *Астрометрия и астрофизика*. 1974. 22. Наукова Думка. Киев. с. 61-69.
  38. Бредихин Ф. А. О хвостах комет. – М.,Л., 1934. 279 с.
  39. Орлов С.В. Кометы. – М.,Л., 1935. 195 с.
  40. Моисеев Н.Д. О вычислении кометоцентрических координат частицы кометного хвоста // *Астрономический Журнал*. 1924. № 1-2. с. 79-86.
  41. Всехсвятский С.К. Строение комет // *Астрономический Журнал*. 1929. № 6. с. 285-289.
  42. Крымский Г. Ф., Кузьмин А. И., Кривошапкин П. А., Самсонов И. С., Скрипин Г. В., Транский И. А., Чирков Н. П. Космические лучи и солнечный ветер // Новосибирск «Наука». 1981. 224 с.
  43. Родькин Д. Г., Капорцева К. Б., Лукашенко А. Т., Веселовский И. С., Слемзин В. А., Шугай Ю. С. Крупномасштабная и мелкомасштабная структура солнечного ветра, формирующаяся при взаимодействии потоков в гелиосфере // *Космические исследования*. 2019. том 57, № 1. с. 21–31.
  44. Слемзин В. А., Горяев Ф. Ф., Родькин Д. Г., Шугай Ю. С., Кузин С. В. Образование корональных выбросов массы в солнечной короне и

- распространение в гелиосфере порождаемых ими плазменных потоков // Физика плазмы. 2019. том 45, № 10. с. 867–902.
45. Owens M. J., Nichols J. D. Using in-situ solar-wind observations to generate inner-boundary conditions to outer-heliosphere simulations, 1: Dynamic time warping applied to synthetic observations // Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. 2021. Volume 508. Issue 2. pp. 2575-2582.
  46. Domingo V., Wyn-Roberts D. The  $L_1$ -lagrangian point orbit as a suitable site for helioseismologic measurements // Memorie della Società Astronomia Italiana. 1984. V. 55. p. 375-382.
  47. Wang Y.M., Sheeley N.R. Sources of the solar wind at Ulysses during 1990-2006 // Astrophysics Journal. 2006. V. 653. p. 708-718.
  48. David H.H. The solar cycle // Living Reviews. Solar Physics. 2010. V. 7. №1. 65 p.
  49. Wang Y.M., Sheeley N.R. Solar wind speed and coronal flux-tube expansion // Astrophysics Journal. 1990. V. 355. P. 727–732.
  50. Еселович В.Г., Файнштейн В.Г., Руденко Г.В. Еселович М.В., Кашапова Л.К. Прогноз скорости квазистационарного солнечного ветра и интенсивности выываемых им геомагнитных возмущений // Космические исследования. 2009. т. 47, № 2. с. 114-133.
  51. Яковлев О.И. Определение скорости, концентрации, мощности и ускорения солнечного ветра методом радиопросвечивания околосолнечной плазмы сигналами космических аппаратов // Известия ВУЗов. Радиофизика. 2014. т.47, № 5. с. 347-361.
  52. Лотова Н.А., Обридко В.Н. Зависимость скорости солнечного ветра от магнитного поля короны в ходе 23 цикла // Письма в астрономический журнал. 2013. т. 39, №7. с. 538–544.
  53. Таращук В.П. Активные области в солнечном ветре по данным наблюдений комет // Астрометрия и астрофизика. 1974. 22. с. 53-57.

54. Тарашук В.П. Скорость солнечного ветра на низких гелиографических широтах // Астрометрия и астрофизика. 1974. 22. с. 57-61.
55. Jockers K. The ion tail of comet Kohoutek 1973 XII during 17 days of solar wind gusts // Astronomy and Astrophysics Supplement Series. 198. 62. pp. 791-838.
56. Jockers K., Lust R., Nowak Th. The Kinematical Behaviour of the Plasma Tail of Comet Tago-Sato- Kosaka 1969IX // Astronomy & Astrophysics. 1972. 21. P. 199-207.
57. Buffington A., Bisi M. M., Clover J. M., Hick P. P., Jackson B. V., Kuchar T. A. Analysis of plasma-tail motions for comets C/2001 Q4 (NEAT) and C/2002 T7 (LINEAR) using observations from SMEI // Astrophysics Journal. 2008. vol. 677. P. 798-807.
58. <https://www.swpc.noaa.gov/products/real-time-solar-wind-phase-ii>
59. Scott C.J., Harrison R.G., Owens M.J., Lockwood M., Barnard L. Evidence for solar wind modulation of lightning // Environmental Research Letters. 2012. v. 9, No. 5. <http://iopscience.iop.org/1748-9326/9/5/055004/article>.
60. Капцов Н. А. Электрические явления в газах и в вакууме. – М.,Л., 1950. 837 с.
61. Simon Wedlund C., Alho M., Gronoff G., Kallio E., Gunell H., Nilsson H., Lindkvist J., Behar E., Stenberg W. G., and Miloch W. J. Hybrid modelling of cometary plasma environments // Astronomy & Astrophysics. 2017. 604. A73 DOI: 10.1051/0004-6361/201730514.
62. Wurz P. et al. Solar wind sputtering of dust on the surface of 67P/Churyumov-Gerasimenko // Geophysical Research Abstracts. 2016. Vol. 18. EGU2016-2136.
63. Иванова А.В. Малые тела солнечной системы, активные на больших гелиоцентрических расстояниях: исследования с помощью

- 6-м телескопа САО РАН // *Астрофизический бюллетень*. 2020. том 75, № 1. с. 35–56.
64. Galeev A. A., Cravens T. E., Gombosi T. I. Solar wind stagnation near comets // *The Astrophysical Journal*. 1985. 289 p. 807-819.
65. Neubauer F.M. The ionopause transition and boundary layers at comet Halley from Giotto magnetic field observations // *Journal Geophysical Research*. 1988. V. 93. № A7. P. 7272–7281.
66. Алексашов Д. Б., Баранов В. Б., Лебедев М. Г. Трёхмерная магнитогидродинамическая модель взаимодействия солнечного ветра с кометными атмосферами // *Механика жидкости и газа*. 2015. №1. с. 108-119.
67. Morgenthaler J. P., Harris W. M., Combi M.R. et al., Galex FUV observations of comet c/2004 q2 (Machholz): the ionization lifetime of carbon // *Astrophysics Journal*. 2011. 726. 8 (10pp). doi:10.1088/0004-637X/726/1/8
68. Марочник Л.С. О причине ионизации молекул в кометах // *Астрономический Журнал*. 1963. т. 40. вып. 4. с.714-716
69. Марочник Л.С. Взаимодействие солнечных корпускулярных потоков с атмосферами комет I // *Астрономический журнал*. 1962. 6. с. 1067-1073.
70. Ershkovich A.I., Mendis D.A. On the penetration of the solar wind into the cometary ionosphere // *Astrophysics Journal*. 1983. v.269. p. 743-750.
71. Подгорный В.И. Основы физики поверхностной ионизации атомов и эмиссионных процессов при ионной бомбардировке твердых тел. – Петрозаводск: ПетрГУ. 1999. 68 с.
72. Шоёкубов Ш.Ш. Экспериментальное исследование образования сложных веществ в кометах под действием частиц солнечного ветра: дисс. к. ф-м. н. – Душанбе. 2002. 99 с.

73. Арифов У. А. Взаимодействие атомных частиц с поверхностью твердого тела. – М: Наука. 1968. 370 с.
74. Хашимов Н.М, Шоёкубов Ш.Ш. (1986). Лабораторное моделирование образования ионно-молекулярных кластеров в кометных ядрах // Доклады Академии Наук Таджикской ССР. т.29, №7.
75. Хашимов Н.М., Шоёкубов Ш.Ш. (1989). Лабораторное моделирование образования ионов молекулярного углерода в кометах // Доклады Академии Наук Таджикской ССР. т. 32, №1. 22-25.
76. <https://minorplanetcenter.net//iau/MPEph/MPEph.html>. Дата обращения март 2015 г.
77. The Astronomical Almanac for the year 2015. ISBN 987-0-7077-41499. ISSN 0737-6421.
78. Марочник Л. С. Взаимодействие солнечных корпускулярных потоков с атмосферами комет. II // Астрономический журнал. 1963. XL. 3. с 504-5013.
79. Блажко С. Н. Курс сферической астрономии. – М.Л.: ОГИЗ. 1948. 217 с.
80. <https://minorplanetcenter.net//iau/MPEph/MPEph.html>. Дата обращения июнь 2020 г.
81. The Astronomical Almanac for the year 2020, ISBN 978-0-7077-46005, ISSN 07077-46000.
82. Duffett-Smith P., Zwart J. Practical astronomy with your calculator or spreadsheet // Cambridge University Press. 2011. p.235.
83. Цветков А.С. Руководство по практической работе с каталогом Hipparcos // Учебно-методическое пособие. – СПб. 2005. – 104 с.
84. Бобылев В.В., Бронникова Н.М., Шахт Н.А. Собственные движения 59 766 звезд, абсолютизированные с использованием

- галактик, в 149 площадках неба (PUL2) // Письма в  
Астрономический Журнал. 2004. том 30, №7. с. 519-529.
85. Витязев В. В., Цветков А.С., Систематические разности  
положений и собственных движений звезд каталогов PRMXL и  
UCAC4 // Письма в Астрономический Журнал. 2015. том 41, №7.  
с. 350–366.
86. Zolotova N., Sizonenko Yu., Vokhmyanin M., Veselovsky I. Indirect  
Solar Wind Measurements Using Archival Cometary Tail Observations  
// Solar Physics. 2018. Volume 293. Issue 5. article id. 85. 14 pp.
87. Hui Man-To, Ye Quan-Zhi Observations of Disintegrating Long-period  
Comet C/2019 Y4 (ATLAS): A Sibling of C/1844 Y1 (Great Comet) //The  
Astronomical Journal, Volume 160, Issue 2, id.91
88. Поток энергии Солнца и его изменения. Под ред. О.Уайта. – М.:  
Мир. 1980. 558 с.
89. Zvolankova J., Pittich E. M., Mirmakhmudov E. R. Plasma tail of  
comet P/Brosen-Metcalf 1989 X // Contributions of the Astronomical  
Observatory Skalnaté Pleso. 1992. 22. p. 187-192.
90. The Astronomical Almanac for the year 2013, ISBN 987-0-7077-  
41499, ISSN 0737-6421.
91. <http://www.projectpluto.com/>
92. <https://minorplanetcenter.net//iau/MPEph/MPEph.html>. Дата  
обращения октябрь 2013 г.
93. <https://www.nasa.gov/ace>
94. <https://minorplanetcenter.net//iau/MPEph/MPEph.html>. Дата  
обращения март 2015 г.
95. Веселовский И.С., Шугай Ю.С. Высокоскоростные потоки  
солнечного ветра вблизи орбиты земли и их источники на солнце по  
стереоскопическим наблюдениям в минимуме 23го цикла //  
Космические исследования. 2010. т. 48, № 1. с. 33–42.

96. Parker E.N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields // *Astrophysical Journal*. 1958. vol. 128, № 2. p. 249-274.
97. Brandt J.S., Hawley J.D., Niedner M.B. A very rapid turning of the plasma tail axis of comet Bradfield 1979I in 1980 february 6 // *Astrophysical Journal*. 1980. 241. p. 51-54.
98. Горбацкий В.Г. Космическая газодинамика. – М.: Наука. 1977. 360 с.
99. Weber E., Davis L. Jr. The Angular Momentum of the Solar Wind. – *Astrophysical Journal*. 1967. vol. 148. p. 217-227.
100. Бисикало Д. В., Черенков А. А., Шематович В. И., Фоссати Л., Местль К. Влияние звездной вспышки на динамическое состояние атмосферы экзопланеты HD 209458B // *Астрономический журнал*. 2018. том 95, № 10. с. 686–691.
101. Sekanina Z., Chodas P.W. Fragmentation hierarchy of bright sungrazing comets and the birth and orbital evolution of the Kreutz system. ii. The case for cascading fragmentation. – *Astrophysics Journal*. 2007. v.663. pp. 657-676.
102. Bessel I.F. Beobachtungen über die physische Beschaffenheit des Halleyschen Cometen und dadurch feranlaszte Bemerkungen // *Astronomchen Nachreschtan*. 1836. № 13. band 300.
103. Molaise D. Photographic observation of the tail activity of comet Burnham 1962 II // *Astronomical Journal*. 1963. 68. 561.
104. Lüst R. Die Bewegung und Form von Strukturen im Schweif des Kometen Mrkos 1957d. – *Zeitschrift für Astrophysik*. 1962. 54. 67.
105. Ivanova O., Luk'yanyk I., Tomko D., Moiseev A. Photometry and long-slit spectroscopy of the split comet C/2019 Y4 (ATLAS) // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*. 2021. Volume 507. Issue 4. pp. 5376-5389.

106. Man-To Hui, Quan-Zhi Ye Observations of Disintegrating Long-Period Comet C/2019 Y4 (ATLAS) – A Sibling of C/1844 Y1 (Great Comet) // The Astronomical Journal. Volume 160. Issue 2. id.91
107. Орлов А.Я. Избранные труды. – Киев: Издательство АН УССР. 1961. т. 2. 318 с.
108. Krankovsky, D., Lammerzahn, P., Herrwerth, I., Woweries, J., Eberhardt, P., Dolder, U., Herrmann, U., Shulte W., Berthelier, J.J., Illiano, J.M., Hodges, R.R., and Hoffman, J.H. In situ gas and ion measurements at comet Halley // Nature. – 1986. – 321. – № 6067. – P. 326-329.
109. Moreels, G., Gogoshev, M., Krasnopolsky, V.A., Clairemidi, J., Vincent, M., Parisot, J.P., Bertaux, J.L., Blamont, J.E., Festou, M. C., Gogosheva, Ts., Sargoichev S., Palasov, K., Moroz, V.I., Krysko A.A., Vanysek, V // Nature. 1991. V. 349. p.393- 396.
110. Krasnopolsky, V.A., Gogoshev, M., Moreels, G., Moroz, V.I., Krysko A.A., Gogosheva Ts., Palazov K., Sargoichev S., Clairemidi J., Vincent, M., Bertaux J.L., Blamont J.E., Troshin V.S., Valnicek B. Spectroscopic study of comet Halley by the Vega three-channel spectrometer // Nature 321. 1986. p. 269-270.
111. Goetz C., Scharré L., Wedlund C. S., Moeslinger A., Nilsson H., Odelstad E., Taylor M., Volwerk M. Solar Wind Protons in the Diamagnetic Cavity at Comet 67P/Churyumov-Gerasimenko // Journal of Geophysical Research: Space Physics. Volume 128. Issue 4. article id. e2022JA031249. 2023JGRA..12831249G.
112. Шематович В.И. Нейтральная атмосфера вблизи ледяной поверхности спутника Юпитера Ганимед // АСТРОНОМИЧЕСКИЙ ВЕСТНИК. 2016. том 50, № 4. с. 280–299.
113. Shematovich, V. I. (2016). Neutral atmosphere near the icy surface of Jupiter’s moon Ganymede // Solar System Research. 50. 262.

114. Johnson R. E. Sputtering of ices in the outer solar system Rev // Modern Physics. 1996. 68. 305.
115. Muntean E. A., Lacerda P., Field T. A., Fitzsimmons A., Fraser W. C., Hunniford A. C., McCullough R. W., (2016) A laboratory study of water ice erosion by low-energy ions Monthly Notices of the Royal Astronomical Society. Volume 462. Issue 3. p. 3361-3367.
116. Galli A., Vorburgera A., Wurza P., Cerubinia R., Tuleja M. (2016) Surface charging of thick porous water ice layers relevant for ion sputtering experiments // Planetary and Space Sciences. 126. 63-71.
117. Brown W. L., Lanzerotti L. J., Poate J. M., Augustyniak W. M. "Sputtering" of ice by MeV light ions // Physical Review Letters. 1978. Volume 40. Issue 15. pp.1027-1030.
118. Fama M., Shi J., Baragiola R.A. Sputtering of ice by low-energy ions Surface Science // 2008. Volume 602. Issue 1. p. 156-161
119. Хашимов Н.М., Ибадинов Х.И., Шоёкубов Ш.Ш. Лабораторное исследование образования возможности тугоплавких веществ в кометах // Доклады Академии Наук РТ. 1994. т. 37, № 1. с. 16-19.
120. Hashimov N. M., Tarakanov, V.L.. Surfase charge influence on sublimation rates of icy grains and cometary nucley // Кометы и метеоры. 1982. 32. 3-9.
121. Kaminsky M. Atomic and Ionic Impact Phenomena on Metal Surfaces (Structure and properties of matter in individual representations). Academic Press. New York. 1965. p. 98.
122. Shulman, L.M., 1987. Nuclei of comets // Nauka publisher. Moscow. 230 p.
123. Ибадов С., Кадиров, Н., Насриддинов, А. (1980). О получении паров углерода ионной бомбардировкой // Кометы и метеоры. № 27. с. 24-31.

124. Шоёкубов Ш.Ш. Хашимов Н.М. О скорости образования углерода в кометах // Доклады Академии Наук РТ. 2008. т. 51, № 1. с. 24-27.
125. Hashimov N. M., Shoyekubov Sh. Sh. Laboratory Modelling of Ion-Molecular Cluster Production in Cometary Nuclei // European Space Agency. ESA SP-250. 1986. p.189.
126. Баранов В. Б., Алексашов Д. Б. Влияние магнитного поля на распределение плотности протонов солнечного ветра и кометных ионов в ударном слое перед ионосферами комет // Письма в астрономический журнал. 2017. том 43, №2. с. 149–156.
127. Langevin Y., Hilchenbach M., Ligier N., Merouane S. et al. Typology of dust particles collected by the COSIMA mass spectrometer in the inner coma of 67P/Churyumov Gerasimenko // Icarus. June 2016. v. 271. pp. 76-97.
128. Шульман Л.М. Ионно-молекулярные кластеры в ядрах комет // Институт теоретической физики АН УССР. Киев. 1982. Препринт ИТФ 81-141Р. с. 22.
129. Стоева П.В., Гинева В.Х., Вернер Р. Пространственное распределение некоторых ионов во внутренней коме кометы Галлея // Солнечно-земная физика (2005). Вып. 8 52–54.
130. Абрамов В. А., Барышников Ф. Ф., Лисица В. С. Перезарядка атомов водорода на многозарядных ионах в горячей плазме. М: 1979. Ордена Ленина Институт атомной энергии им. И. В. Курчатова. 19 с.
131. Марочник Л.С. О причине ионизации молекул в кометах // Астрономический журнал. 1963. том 40, выпуск 4. стр. 714-716.
132. Morgenthaler J. P., Harris W. M., Combi M.R. et al., Galex FUV observations of comet c/2004 q2 (Machholz): the ionization lifetime of carbon. – AJ, 2011, 726, 8 (10pp), doi:10.1088/0004-637X/726/1/8.

**ПРИЛОЖЕНИЕ****Список сокращений**

СВ – солнечный ветер

КА – космический аппарат

ГисАО – Гиссарская астрономическая обсерватория

МАОС – Международная астрономическая обсерватория Санглох

ИА – Институт астрофизики

НАНТ – Национальная академия наук Таджикистана

ЭВМ – электронная вычислительная машина

МГД – магнитная гидродинамика

SOHO – Solar and Heliospheric Observatory

UVCS – Ultraviolet Coronagraph Spectrometer

LASCO – Large Angle and Spectrometric Coronagraph

ACE – Advanced Composition Explorer

АЗТ – астрономический зеркальный телескоп

ПЗС – прибор с зарядовой связью

ROSINA – Rosetta Orbiter Spectrometer for Ion and Neutral Analysis

COSIMA – Cometary Secondary Ion Mass Analyser