

ХАРЬКОВСКИЙ НАЦИОНАЛЬНЫЙ УНИВЕРСИТЕТ
РАДИОЭЛЕКТРОНИКИ

На правах рукописи

Коломиец Светлана Владимировна

УДК 528.8

СТРУКТУРА МЕТЕОРНОГО КОМПЛЕКСА ВЫСОКОЭКЦЕНТРИЧНЫХ ОРБИТ
СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ РАДИОЛОКАЦИОННОГО
ЗОНДИРОВАНИЯ АТМОСФЕРЫ В ХАРЬКОВЕ

05.07.12 – дистанционные аэрокосмические исследования

Диссертация
на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Научный руководитель
Волощук Юрий Иванович
доктор технических наук, профессор

Харьков – 2015

СОДЕРЖАНИЕ

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ И АББРЕВИАТУР	5
ВВЕДЕНИЕ.....	6
РАЗДЕЛ 1 НАЗЕМНОЕ РАДИОЛОКАЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ МЕТЕОРНОЙ ЗОНЫ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ.....	17
1.1 Формирование метеорного следа в атмосфере Земли	17
1.1.1 Метеорные явления и метеороиды	17
1.1.2 Скорость вхождения в атмосферу Земли метеорных тел и процессы в метеорной зоне.....	20
1.1.3 Приток в Земную атмосферу метеорных тел	27
1.1.4 Физическая теория метеорного явления	28
1.2 Ионосфера и распространение радиоволн. Некоторые атмосферные характеристики.....	32
1.2.1 Атмосфера Земли.....	32
1.2.2 Слои ионосферы	33
1.2.3 Модель атмосферы на метеорных высотах.	40
1.2.4 Взаимное влияние атмосферы и электромагнитного излучения.....	41
1.3 Проблема изучения комплекса высокоэксцентричных орбит метеорных тел Солнечной системы. Постановка задачи.....	42
Выводы к разделу 1	47
РАЗДЕЛ 2 ХАРЬКОВСКИЕ МЕТЕОРНЫЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ ДАННЫЕ ПО ВЫСОКОЭКСЦЕНТРИЧНЫМ ОРБИТАМ	49
2.1 Параметры орбитальных радаров МАРС, СМОР, АМОР, AreciboMR.....	50
2.2 Краткий экскурс в историю МАРС и харьковских исследований.....	52
2.3 Метеорная автоматизированная радиолокационная система МАРС	52
2.4 Алгоритм определения скорости и координат радианта радиометеоров	54
2.5 Элементы орбит тел Солнечной системы	58
2.6 Статистика по метеорным орбитам МАРС	61
2.7 Анализ учета селективности радиолокационных наблюдений МАРС	63
Выводы к разделу 2.....	69

РАЗДЕЛ 3 НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ПАРАМЕТРОВ ОРБИТАЛЬНОГО	
ДВИЖЕНИЯ МЕТЕОРОИДОВ ПО ДАННЫМ МАРС 71	
3.1. Метод и алгоритм расчета неопределенностей скоростей, координат радианта и других параметров орбитального движения метеороидов.....	72
3.2 Эмпирическая модель распределения неопределенностей параметров орбитального движения метеороидов.....	85
3.3 Сравнительный анализ неопределенностей по данным МАРС и другим источникам в скорости, координатам радианта и параметрам орбит метеорных тел	88
3.4 Повышение точности данных каталогов метеоров путем уточнения алгоритма расчета их параметров.....	91
Выводы к разделу 3.....	96
РАЗДЕЛ 4 МОДЕЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ	
ВЫСОКОЭКЦЕНТРИЧНЫХ ОРБИТ МЕТЕОРОИДОВ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ	
..... 98	
4.1 Размеры Солнечной Системы и некоторые проблемы ее изучения.....	98
4.2 Кометная динамика и кометы с орбитами гиперболического типа ($e > 1$) в Солнечной системе	100
4.3 Распределения параметров высокоэксцентричных орбит метеороидов.....	102
4.4 Эмпирическая модель орбитальных распределений метеорных тел с почти параболическими орбитами согласно данным МАРС.....	112
4.5 Апробация выявления механизмов образования гиперболических орбит метеороидов в применении к данным МАРС	115
4.5.1 Распределения угловых элементов почти параболических и гиперболических орбит метеорных тел	117
4.5.2 Анализ распределений высокоэксцентричных орбит метеоров по данным МАРС с учетом факторов селекции	118
4.5.3 Статистика перигельных и афельных направлений высокоэксцентричных орбит метеорных тел.....	124
4.5.4 Поиск межзвездных метеороидов. Еще один критерий.....	130

4.5.5 Теоретическое обоснование возможности образования гиперболических орбит внутри Солнечной системы.....	132
4.5.5. Теоретическое обоснование возможности перехода эллиптических метеорных орбит в гиперболические в результате тесных сближений с планетами	136
4.5.6 Результаты моделирования падающего потока частиц, гиперболические орбиты которых образовались в сфере влияния планет.....	138
4.5.7 Метеороидная динамика в эклиптической плоскости Солнечной системы (тест с использованием радиус-вектора восходящего и нисходящего узлов орбиты)	141
4.5.8 Процедура и результаты поиска гиперболических орбит метеороидов, образовавшихся из эллиптических в результате тесных сближений с планетами	143
Выводы к разделу 4.....	146
РАЗДЕЛ 5 МЕТЕОРНЫЕ ПОТОКИ В СТРУКТУРЕ МЕТЕОРНОГО КОМПЛЕКСА ВЫСОКОЭКСЦЕНТРИЧНЫХ ОРБИТ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ.....	148
5.1 Поточковая и спорадическая составляющая метеорного вещества Солнечной системы	148
5.2 Комета Галлея и ее связь с удаленными областями Солнечной системы	150
5.3 Метеорные потоки η -Акварид и Орионид по радиолокационным данным МАРС	151
5.4 Комплекс высокоэксцентричных метеорных орбит малых размеров в окрестностях орбиты Земли и Солнца.....	156
Выводы к разделу 5.....	162
ВЫВОДЫ	163
ПРИЛОЖЕНИЕ	166
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ.....	173

СПИСОК ОБОЗНАЧЕНИЙ И АББРЕВИАТУР

Элементы орбит малых тел Солнечной системы и их параметры:

AU, а.е. – астрономическая единица – от Земли до Солнца около $1.5 \cdot 10^8$ км;

a – большая полуось (AU, а.е.);

e – эксцентриситет;

π – перигелий – ближайшая к Солнцу точка орбиты небесного тела;

q – перигелийное расстояние – расстояние от Солнца до перигелия (а.е.);

Q – афелий – точка орбиты максимально удаленная от Солнца;

Q (q') – афелийное расстояние, расстояние от Солнца до афелия (а.е.);

p – параметр орбиты; $p = a(1 - e^2)$;

Ω – восходящий узел; долгота восходящего узла, угловое расстояние от точки весеннего равноденствия до восходящего узла (точки пересечения небесного экватора и эклиптики с началом отсчета координат).

\mathcal{U} – нисходящий узел; долгота нисходящего узла, $\mathcal{U} = \Omega + 180$;

$\Omega\mathcal{U}$ – линия узлов – прямая, соединяющая \mathcal{U} и Ω узлы;

i – наклонение – угол между плоскостью орбиты и плоскостью эклиптики;

ω – аргумент перигелия, расстояние перигелия от узла

$\pi = \Omega + \omega$ – долгота перигелия;

Угловые параметры орбиты (Ω , i , ω и др.) задаются в градусах.

КЛА – космический летательный аппарат.

ЭМИ – электромагнитное излучение

РТС – радиотехнические системы

АВХ – амплитудно-временная характеристика

МАРС – метеорная автоматизированная радиолокационная система (Харьков)

АМОР – Advanced Meteor Orbit Radar (Новая Зеландия, Крайстчерч)

СМОР – Canadian Meteor Orbit Radar (Канада, Тависток, Онтарио)

VHF – Very High Frequency, 30 – 300 MHz

UHF – Ultra High Frequency, 300 – 3000 MHz

ВВЕДЕНИЕ

Актуальность темы. Диссертация посвящена изучению структуры и особенностей мало исследованного орбитального комплекса метеорных тел с большими значениями эксцентриситетов ($e > 0,9$), с гиперболическими орбитами включительно, по результатам наземного радиолокационного дистанционного зондирования атмосферы Земли на частоте 31,1 МГц в интервале высот 70-130 км с оценкой неопределенностей в динамических параметрах зарегистрированных метеороидов. Изучение метеорного вещества в Солнечной системе и атмосфере Земли получило значительный импульс в своем развитии в связи с внедрением дистанционных радиолокационных методов зондирования. Знания о метеорах помогают изучать космогонию Вселенной, предотвращать кометно-астероидно-метеороидную опасность Земли и решать вопросы безопасности полетов космических летательных аппаратов (КЛА) в ближнем и дальнем космосе. Метеорные следы используют как зонды в ионосфере при геофизических исследованиях и для радиосвязи. Метеорная наука занимает свои важные позиции в астрономии, космонавтике, геофизике, экологии и прикладных науках.

Метеоры (метеорные явления – световые и ионизационные следы), которые наблюдаются при дистанционном зондировании Земной атмосферы разными методами (фотографическим, оптическим, радиолокационным, др.) образуются в результате встречи Земли с метеорными телами, принадлежащими преимущественно Солнечной системе. Метеорные тела, имеющие генетические связи с кометами и астероидами и меньшие их по размерам, образуют мощное облако метеорного вещества вокруг Солнца, которое простирается до границ гелиосферы и дальше до межзвездного пространства. Метеоры разделяются на спорадические и потоковые. Метеорные тела движутся вокруг Солнца по эллиптическим орбитам. Форма орбиты определяется значением одного из шести параметров орбиты - эксцентриситета e : для эллиптических орбит $0 < e < 1$ и чем больше эксцентриситет, тем более вытянута орбита. Теоретические выводы (Shtol, Всехсвятский, Белькович, Landgraft, Wiegert и др.) и некоторые результаты наблюдений (Baggaley, Brown, Meisel, Кашеев и др.) указывают на возможность регистрации в Земной атмосфере метеорных тел с пара-

болическими ($e = 1$) и гиперболическими ($e > 1$) гелиоцентрическими орбитами. Комплекс параболических и гиперболических метеорных орбит вместе с эллиптическими метеорными орбитами, эксцентриситеты которых высокие ($e > 0,9$) и близкие к единице, мало изучен. Такие высокоэксцентричные орбиты издавна привлекали к себе внимание исследователей, поскольку метеорное вещество на таких орбитах имеет особенные динамические свойства, связанные со строением Солнечной системы. Исследования комплекса метеорных орбит с большими значениями эксцентриситета, являются сложной астрономо-кинематической задачей. Проблема изучения комплекса метеорных тел на разомкнутых (параболических и гиперболических) орбитах заключалась и заключается в том, что недостаточной является количество зарегистрированных орбит указанного класса и точность, с которой эти орбиты регистрируются. Ситуация осложнена тем, что по теоретическим выводам, метеоров в Земной атмосфере, которые имели бы действительно реальные гиперболические (или почти параболические) гелиоцентрические орбиты, регистрируется довольно мало ($\sim 1\%$ от общего притока метеорного вещества в Земную атмосферу).

Экспериментальные метеорные орбитальные данные обеспечиваются классическими наземными дистанционными методами наблюдения метеоров в атмосфере Земли: визуально-оптическими, фотографическими и радиолокационными, а также *in situ* - регистрациями на КЛА и некоторыми другими. Первые зарегистрированные орбиты метеорных частиц на КЛА «Пионер» 8 и 9 (1967-1968 гг.) были гиперболическими. Существует необходимость сопоставления и стыковки метеорных данных, полученных на КЛА и в атмосфере Земли. Создание наиболее полной модели метеорного вещества в Солнечной системе (желательно с гиперболической составляющей и для различных диапазонов масс) становится все более насущной необходимостью. В международных программах по исследованию космоса, которые формируют Национальное космическое агентство (National Aeronautics and Space Administration, NASA), Европейское космическое агентство (European Space Agency, ESA), Комитет по космическим исследованиям (Committee on Space Research, COSPAR), уделено значительное внимание исследованию метеорного вещества. Таким образом, решение проблемы гиперболических метеоров в структуре метеорного ком-

плекса высокоэксцентричных орбит (вместе с решением общей проблемы инфинитности движения тел в Солнечной системе) является актуальной научной задачей. Для решения такой задачи необходимо проведение дистанционных аэрокосмических исследований, связанных с изучением динамических свойств метеорных тел Солнечной системы. Необходимо накопление качественных экспериментальных данных, которые имеют достаточную статистику, высокую точность и являются сопоставимыми. Актуальность изучения высокоэксцентричных орбит метеорных тел возросла дополнительно с открытием большого количества удаленных объектов пояса Койпера в Солнечной системе и планетарных дисков у целого ряда звезд.

Связь работы с научными программами, планами, темами. Проведенные исследования являются составной частью госбюджетных научно-исследовательских работ (НИР), которые выполняются и выполнялись в Харьковском национальном университете радиоэлектроники, в том числе, НИР №287 «Создание технологий построения многофункционального радиотехнического комплекса для экологического мониторинга», раздел 1 №287-1 «Разработка модели распределения и генетических связей метеорного вещества околоземного пространства на орбитах с большими значениями эксцентриситетов» (прикладная 2014-2015, свидетельство регистрации 0114U002697), НИР №253-1 «Исследования тонкой структуры распределений элементов орбит малых тел Солнечной системы (комет, астероидов и метеороидов)» (фундаментальная 2011-2013, свидетельство регистрации 0111U002902), НИР №144-1 «Разработка модели астероидно-кометно-метеороидного комплекса ближнего и дальнего космоса» (фундаментальная 2002-2004, свидетельство регистрации 0102U001435), а также в рамках международной программы 2007-2009 «International Heliophysical Year 2007» по координированной исследовательской программе CIP 65 “*Meteors in the Earth atmosphere and meteoroids in the Solar System*” и Международной программы исследования кометы Галлея: ИHW- 1986. В указанных работах и программах диссертант был ответственным исполнителем и исполнителем.

Цель и задачи исследования. Цель работы заключается в выявлении в структуре метеорного комплекса Солнечной системы реальных гиперболических орбит метеорных тел с учетом особенностей и погрешностей радиолокационных измере-

ний параметров метеоров при применении наземного дистанционного зондирования атмосферы Земли. Для достижения поставленной цели необходимо решить такие задачи:

- сформировать специальную базу данных для класса тел с большими значениями эксцентриситетов ($e > 0,9$) на основе данных долговременных радиолокационных наблюдений метеоров в Харькове в течение 1972-1978 годов и других;
- провести анализ орбитальных элементов и параметров метеорных тел отобранного экспериментального материала;
- оценить неопределенность в расчетах скоростей, координат радиантов, элементов орбит и других параметров метеорных тел;
- разработать математическое и программное обеспечение для оценки точности и анализа данных комплекса метеорных тел на высокоэксцентричных орбитах;
- построить эмпирические модели для выбранных классов метеорных тел;
- выявить структурные особенности и связи комплекса метеорных тел на высокоэксцентричных орбитах, возможные места образования метеороидов на гиперболических орбитах.

Объект исследования: структура орбитального метеорного комплекса Солнечной системы.

Предмет исследования: динамические свойства метеорных тел Солнечной системы на сильно вытянутых орбитах по результатам радиолокационных дистанционных наблюдений атмосферы в Харькове.

Методы исследования: физико-математические методы дистанционных аэрокосмических исследований, методы метеорной радиолокации, методы статистического анализа, методы математического и численного анализа.

Научная новизна полученных результатов. При проведении исследования получены такие новые результаты:

Впервые:

разработаны алгоритм и методика оценки неопределенностей скоростей, координат радиантов и других параметров орбит метеорных тел для радиолокационных данных в интервале масс $10^{-6} - 10^{-3}$ г метеорной автоматизированной системы

МАРС с построением эмпирической модели распределений рассчитанных неопределенностей (апробация для граничного худшего случая - гипербол);

показано, что часть полученных в Харькове гиперболических орбит нельзя объяснить погрешностями наблюдений и что по крайней мере 30% исследованных гиперболических орбит по критерию 2σ (два сигма) могут быть реальными, что составляет 0,8 % от общего числа орбит в 1975 году;

получены доказательства в пользу реальности зарегистрированных в Харькове гиперболических метеорных орбит на основании анализа механизмов их образования, повышения точности вычислений и исследования орбитальных характеристик метеорных тел;

разработана физико-математическая модель структуры метеорного комплекса высокоэксцентричных орбит Солнечной системы по экспериментальным данным наземного дистанционного радиолокационного зондирования атмосферы в Харькове.

Усовершенствованы:

алгоритм вторичной обработки радиолокационных данных МАРС путем добавления в него расчетного блока оценок неопределенностей и введения более совершенного выражения учета притяжения Земли;

структурные и орбитальные характеристики метеорных потоков η -Акварид ($e \sim 0,8$) и Орионид ($e \sim 0,9$) на основании метеорных радиолокационных наблюдений в период приближения кометы Галлея ($e \sim 0,97$) к Солнцу в 1986 году;

определение относительного размера гиперболической орбиты и возможного места ее образования через использование радиус-векторов узлов гиперболической метеорной орбиты в качестве характерного параметра при наличии узлов;

подход в поиске потенциально опасных для Земли космических объектов с точки зрения кометно-астероидной угрозы с использованием высокоэксцентричных орбит метеорных тел, в частности, метеорных потоков с афелиями вблизи единицы.

Получило дальнейшее развитие:

состояние проблемы гиперболических метеоров и определение их динамических свойств.

Практическое значение полученных результатов. Алгоритм расчета неопределенностей параметров метеорных тел может быть применен на выбранном этапе определения орбит, скоростей и координат радиантов метеоров для разных методов наблюдения метеоров (с незначительными модификациями и соответствующим выбором точки отсчета), а также может быть использован для проверочных вычислений. Полученные распределения параметров метеорных тел гиперболических орбит и оценки неопределенностей могут быть использованы как харьковский экспериментальный результат для сравнения аналогичных параметров, полученных разными методами и при разных условиях или разных задач. Экспериментальные данные по метеорным потокам η -Акварид и Орионид рекомендуются к использованию другими исследователями для сравнения со своими результатами. Все результаты, полученные в ходе этого диссертационного исследования, базируются на качественных экспериментальных данных и в этом их высокая практическая ценность. Полученный в диссертации материал имеет большое значение для дальнейшей разработки проблемы гиперболических метеоров и поиска межзвездной компоненты, исследования удаленных и близких областей Солнечной системы, разработки модели метеорного вещества в Солнечной системе.

Обоснованность и достоверность

Результаты работы обоснованы и достоверны, так как для их получения использованы экспериментальные данные, зарегистрированные с помощью известной харьковской метеорной радиолокационной системы МАРС [1, 2] и неоднократно проверенные при решении других научных задач [3, 4]. Некоторые оценки и статистики диссертационных исследований, полученные в 1980-х и 1990-х, уже проверены временем, так как теперь гиперболические метеоры выявлены современными радиолокационными системами и полученные на МАРС данные прошлых лет согласуются с ними. Формулы алгоритма расчета неопределенностей орбитальных элементов и других параметров метеорных тел, выведенные самостоятельно для системы МАРС, согласовываются с опубликованными формулами для фотографических [5] и радиолокационных наблюдений [6, 3]. Точность радиометода определения орбит и скоростей метеорных тел уступает фотографическому методу, но является

приемлемой для проведенного исследования, что подтверждено расчетами, сравнением с работами других авторов и ссылками на авторитетных специалистов [6, 3].

Личный вклад соискателя. Работы [7-19] выполнены автором самостоятельно, в работах с соавторами [20-31] диссертант принимал полноценное участие в постановке и решении физико-математических задач. Автору диссертации принадлежит разработка алгоритма расчета неопределенностей скоростей, координат радианта, элементов орбит и других параметров орбитального движения метеороидов, обработка экспериментального материала большого объема, построение модели распределения неопределенностей параметров орбитального движения метеорного тела и на ее основе оценка количества реальных гиперболических орбит в харьковских радиолокационных данных, составление каталога и базы данных метеорных гиперболических орбит, построение эмпирических моделей на основе метеорных данных для системы эксцентридов и для метеорного комплекса гиперболических орбит, обоснование и разработка метода и поиска метеорных тел, орбиты, которых стали гиперболическими в результате тесных сближений с планетами, разработка и отладка алгоритмов и программ решения задач. При непосредственном участии автора сформулированы задачи диссертации, определены методы решения, получены основные теоретические и расчетные экспериментальные результаты, а также выполнена их интерпретация. Из работ в соавторстве выносятся результаты, в получении которых автор принимал непосредственное участие. Личным результатом автора является последовательное проведение комплексного исследования, включающего анализ существующих моделей образования гиперболических орбит в Солнечной системе и поиска межзвездных метеороидов, анализ результатов наблюдений, а также обоснование теоретических и численных результатов, полученных в ходе решения поставленных задач.

Апробация результатов диссертации. Основные результаты исследования докладывались на научных конференциях:

- Астрономічна школа молодих вчених. Актуальні проблеми астрономії і космонавтики. Україна: 2013 (Біла церква, 15-17 травня);
- Семинар памяти Б. Л. Кашеева, ХНУРЭ, Харьков, Украина: 2010. «Метеорные исследования: научные и прикладные аспекты» (12 марта);

- 3-й Міжнародний радіоелектронний форум «Прикладна радіоелектроніка. Стан та перспективи розвитку». МРФ'2008. ХНУРЕ, Харків, Україна, 2008, 22-24 жовтня;
- 200th Anniversary of Astronomy in Kharkiv. International conference “The Solar system bodies: from optics to geology”, 2008, Ukraine, Kharkiv, May 26-29;
- 22th Int. Crimean Conference “Microwave & Telecommunication Technology” (CriMiCo'2012). Sevastopol, Crimea, Ukraine, 2012, 10-14 September;
- Memorial international conference CAMMAC 2008 (Comets, Asteroids, Meteors, Meteorites, Astroblemes, Craters) dedicated to 100-th anniversary of I.S. Astapovich, 2008, Ukraine, Vinnitsa, September 28-October 3;
- Memorial international conference. Astronomy and space physics at Kiev University, devoted to 100-th anniversary of S.K. Vsekhsvyatsky & 160-th anniversary AO of National Taras Shevchenko University of Kyiv, 2005, May 23-26.
- Meteoroids: 2007 (Spain, Barcelona, June 11-15), 2010 (USA, Breckenridge, Colorado, 24-28 May), 2013 (Polska, Poznan, 26-30 August);
- COSPAR 2008 (37th Montreal, Canada, 13-20 July);
- IAU XXVIth General Assembly, S236, Near Earth Objects, our Celestial neighbors: opportunity and risk. Prague, Czech Republic, 2006, August 14-15;
- 13th International Workshop on Technical and Scientific Aspects of Mesospheric-Stratosphere-Tropospheric Radars (MST13). 2012, Germany, Kuhlungsborn, March 19-23;
- International Conference on atmospheric dust, DUST 2014, 2014, Italy, Castellaneta Marina, 1-6 June;

Публикации. По теме диссертации опубликовано 25 научных работ: 4 статьи [7-8, 21, 23] в ведущих отечественных научных профессиональных изданиях в области физико-математических наук и 5 зарубежных [9-10, 20, 24-25]; 6 статей [11, 26-30] в дополнительных изданиях, 4 доклада и 6 тезисов [12-19, 22, 31] в материалах научных конференций.

Структура и объем диссертации.

Диссертация состоит из введения, пяти разделов, выводов, списка использованных источников и 1 приложения (7 страниц), 48 рисунков, 21 таблицы. Список

использованных источников насчитывает 238 наименований (на 22 страницах).

Во введении сформулированы задачи исследования, обоснована актуальность диссертации, поставлена цель работы и сформулированы задания, которые решаются, определена практическая направленность и научная новизна, описана структура работы и кратко изложено содержание ее разделов.

В первом разделе дан обзор общих и специальных сведений по физике и динамике метеорного вещества в атмосфере Земли и в Солнечной системе, по наземному дистанционному радиолокационному зондированию атмосферы Земли, сделан обзор литературы по тематике диссертации с выделением нерешенных проблем относительно структуры мало исследованного комплекса метеороидов в Солнечной системе на орбитах с большими значениями эксцентриситетов $e > 0,9$, включая эксцентриситеты большие единицы.

Во втором разделе приведены результаты с их обсуждением в отношении экспериментальных метеорных данных, которые положены в основу диссертационного исследования и которые получены наземным дистанционным радиолокационным методом зондирования атмосферы Земли. Приведены параметры метеорной автоматизированной радиолокационной системы (МАРС), на которой были проведены экспериментальные исследования в Харькове. Дана сводная таблица, в которой представлены сведения о МАРС [1], как орбитальном радаре (радиолокационной системе, выполняющей регистрацию орбит метеорных тел) в сравнении с другими наиболее известными орбитальными радарными в мире: AMOR [32], CMOR [33] и AreciboMR [34]. Для метеороидов, которые были зарегистрированы радаром МАРС, описана процедура и алгоритм определения их скоростей и небесных координат радиантов, которые являются исходными величинами для расчета орбит. Метеорные скорости и радианты определялись с использованием импульсно-дифракционного метода Дэвиса [35-37], адаптированного для проведения на МАРС экспериментов по регистрации орбит метеороидов в полностью автоматизированном режиме [1-2]. МАРС этого периода был разработан в Харьковском национальном университете радиоэлектроники. Мощная мегаваттная система МАРС обеспечивала высокую эффективную чувствительность наблюдений, что означает, что предел регистрируемой

звездной величины метеоров достигал плюс двенадцатой звездной величины. Концепция эффективной чувствительности была введена для системы МАРС в предположении, что все метеоры недоуплотненные (с линейной плотностью электронов $\sim 10^{11} e \cdot m^{-1}$) и идеализированы (без необходимости коррекции смещения сдвига ветра и т.д.), что реально выполняется для простой модели слабых метеоров. Орбитальный радар МАРС, на котором было зарегистрировано около 250 000 индивидуальных орбит метеороидов с массами $10^{-3} - 10^{-6}$ г (по 300-700 орбит ежедневно на протяжении периода 1972-1978 гг.) с точки зрения чувствительности и некоторых других астрономических приложений имеет преимущества среди других радаров и сегодня. Более 7000 орбит с $e > 0,8$ найдены в данных МАРС. В частности, использовались выборки 1975 г.: 1350 гипербол, 640 эллипсов; 1976 г.: 950 гипербол, 461 эллипс.

В третьем разделе дано описание алгоритма расчета неопределенностей параметров орбитального движения метеороидов и построены эмпирические модели их распределений для гиперболических орбит. Приведены результаты расчетов, сделанные автором. Точность косвенных измерений оценена путем анализа неопределенностей исследуемых динамических параметров метеороида с использованием стандартной формулы среднеквадратической погрешности в применении к связке функциональных зависимостей расчета параметров, начиная с наблюдаемой скорости, определенной по зарегистрированным амплитудно-временным характеристикам (АВХ) индивидуального метеора, и временных сдвигов АВХ между основным и выносными приемными пунктами. Т.е. неопределенности параметров исследуются как их среднеквадратические погрешности. Показано, что часть полученных в Харькове гиперболических орбит нельзя объяснить погрешностями наблюдений и что, по крайней мере, 30% исследованных гиперболических орбит по критерию 2σ применительно к эксцентриситету e и его неопределенности σe могут быть реальными ($e \geq 1 + 2\sigma e$), что составляет 0,8 % от общего числа орбит в 1975 году.

Четвертый раздел посвящен механизмам образования гиперболических орбит метеороидов и распределению параметров метеорных высокексцентричных орбит. По экспериментальным данным проведена проверка проявления механизмов

образования гиперболических орбит в Солнечной системе и из межзвездного пространства. Представлено теоретическое обоснование и экспериментальная проверка возможности перевода эллиптических метеорных орбит в гиперболические орбиты в результате тесных сближений с планетами. Проведено моделирование процесса образования гиперболических орбит при огибании планеты метеороидом на начальных эллиптических и параболических орбитах. Была исследована структура метеороидного комплекса высокоэксцентричных орбит МАРС с использованием радиус векторов восходящего R_Q и нисходящего R_N узлов метеороидной орбиты.

В пятом разделе проанализирован массив метеорных высокоэксцентричных орбит значительного ($Q \sim 35$ а.е.) и малого ($Q \sim 1$ а.е.) размеров базы данных ХНУРЭ с точки зрения структуры метеорного комплекса по генетическим связям метеороидов с кометными комплексами, в частности, кометы Галлея и кометами, которые "царапают Солнце", также с метеорно-астероидным комплексом Эксцентрид, в который входят метеориты и потенциально опасные астероиды (РНА / NEA), которые близко подходят к орбите Земли. Получены орбитальные параметры потоков кометы Галлея. Приведены параметры 12 потоков типа Эксцентрид из ХНУРЭ каталога 5160 [4] (потоки с $e > 0,9$, $Q \sim 1$ а.е. и с наибольшей вероятностью встречи с Землей их потенциальных родительских тел).

В выводах сформулированы основные результаты диссертационной работы.

В приложении размещен выборочный каталог метеорных гиперболических орбит МАРС с рассчитанными неопределенностями их параметров.

РАЗДЕЛ 1 НАЗЕМНОЕ РАДИОЛОКАЦИОННОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ МЕТЕОРНОЙ ЗОНЫ И ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Под дистанционными методами следует понимать изучение объекта, осуществляемое на расстоянии, без непосредственного контакта с ним измерительного прибора. Радиометеорное зондирование атмосферы в диапазоне частот 30-75 МГц (в частности на 31,1 МГц) связано с состоянием и динамикой атмосферы Земли на высотах 70 - 130 км, притоком метеорного вещества в атмосферу Земли и его распределением в межпланетном пространстве Солнечной системы. Информация получается с использованием электромагнитных волн, излучаемых передатчиком и фиксируемых приемником за счет отражения радиоэхо от метеорных следов. В радиолокационном методе наблюдения метеоров информационные сообщения формируются в результате взаимодействия метеорного тела с атмосферой Земли и отражения радиоволн от образовавшегося при этом метеорного следа [3, 6, 35-38]. Первый процесс сложен и связан с физической моделью взаимодействия метеорного вещества с атмосферой Земли. Второй процесс сложен и связан с ионизацией и отражением радиоволн от образовавшегося следа. Кратко проанализируем метеорные явления в атмосфере Земли, атмосферные условия в метеорной зоне, взаимодействие радиоволн с метеорным следом и оценим регистрируемую информацию об изучаемом объекте.

1.1 Формирование метеорного следа в атмосфере Земли

1.1.1 Метеорные явления и метеороиды

«Метеор – это явление в атмосфере какой-либо планеты, в частности, Земли, при проникновении в нее одного из малых тел Вселенной» [39]. По определению Международного астрономического союза (МАС) - метеор: в частности, световое явление, которое возникает в результате вхождения в земную атмосферу твердой частицы из космоса; в более общем смысле, как существительное или прилагательное, либо физический объект или явление, связанное с таким событием (англ. «meteor: in particular, the light phenomenon which results from the entry into the Earth's atmosphere of a solid particle from space; more generally, as a noun or an adjective, any

physical object or phenomenon associated with such an event») [40]. В научной литературе на русском языке (и на английском также) метеор употребляется равнозначно и в значении явления, и в значении физического тела в зависимости от контекста. Термины визуальный метеор, фотографический метеор, телескопический метеор и радиометеор представляют собой удобные сокращенные выражения, которые часто используют для того, чтобы охарактеризовать одновременно с объектом (метеорным телом или явлением) используемый метод его наблюдения. Вместе с тем для обозначения твердого тела имеются специальные равнозначные термины - метеорное тело и метеороид. Согласно официальному определению МАС метеороид - твёрдый объект, движущийся в межпланетном пространстве, размером значительно меньше астероида, но значительно больше атома (англ. «meteoroid: a solid object moving in interplanetary space, of a size considerably smaller than an asteroid and considerably larger than an atom or molecule») [40]. Такое же определение было установлено и в [41]. Отметим, что в научной русскоязычной литературе чаще употребляется термин метеорное тело, а в англоязычной - метеороид. Британское королевское астрономическое общество выдвинуло еще одну формулировку для метеороида, согласно которой метеороид - это тело диаметром от 100 мкм до 10 м. Другие источники ограничивают минимальный размер метеороида долями микрона, а максимальный размер метеороида 50 м. Существуют иные градации, например, метеороидные размеры оцениваются в пределах примерно от 10^{-6} см до 5 см. Если вторгающееся космическое тело, пройдя атмосферу, достигает поверхности Земли, тогда оно называется метеоритом. Явлением метеора (очень яркого и продолжительного) также будет сопровождаться вторжение в атмосферу и ядра кометы (которым возможно был Тунгусский метеорит 30 июня 1908 г.), и астероида (которым возможно был Сихотэ-Алинский метеорит 12 февраля 1947 г.) [39]. Взаимодействие метеороида с молекулами воздуха приводит к тому, что метеороид нагревается до весьма высоких температур, плавится и испаряется. Свечение паров метеороида (в большей степени) и газов воздуха создает визуальное световое явление "падающую звезду", которое и стало первоначально называться метеором (вызывают его метеороиды размером до 10^{-2} см с массой частиц от 0,5 г до 0,1 кг). Ежедневно на всем небе Земли наблюда-

ется до 10^6 визуальных метеоров. Если вспышка сильная (т.е. "падающая звезда" имеет светимость более чем минус четыре звездные величины - 4^M), то используется термин болид. Вдоль пути метеора происходит ионизация воздуха и образуется ионный след, который может отражать радиоволны метрового и декаметрового диапазона. Устойчивые следы можно наблюдать десятки секунд и даже минуты, но все же чаще "падающие звезды" видны единицы или доли секунд. Непосредственно за метеороидом тянется так называемый хвост, свечение которого имеет ту же природу, что и само метеорное явление.

Метеороиды представляют главную твердую составляющую космического окружения вблизи орбиты Земли. Их орбиты также распределены и между планетами в Солнечной системе. Комплекс метеороидов Солнечной системы образует так называемое межпланетное метеорное облако. Источники происхождения метеороидов: кометы, астероиды, столкновения в поясах астероидов, межзвездное пространство с такими приблизительными оценками вклада от разных источников: 98% метеоров порождаются частицами кометного вещества, 1-2 % мельчайшими обломками астероидов, менее 0,001 % метеоров могут быть галактического происхождения. Межпланетная пыль – это самые мелкие метеорные частицы (с размерами 10^{-9} - 10^{-4} м, с массами в интервале 10^{-17} - 10^{-14} кг и концентрацией до 10^{-25} кг/м³). Кроме размера и массы важными характеристиками метеорного тела являются его плотность и состав. Плотность бывает минералогической и объемной (с учетом пористости) [42]. Согласно [43] в зависимости от плотности и состава метеорные тела можно разделить на такие группы: I - обычные хондриты с плотностью 3,7 г/см³; II – углистые хондриты 2,1 г/см³; III – «кометное вещество» с плотностью 0,2 до 1 г/см³. Согласно [42] с учетом квазинепрерывного дробления вычислены такие значения объемной плотности по фотографическим наблюдениям: средняя плотность метеороидов потоков для главных метеорных потоков заключена в пределах от 0,9 до 2,4 г/см³ (самая высокая у Геминид – 2,9 г/см³, самая низкая у Леонид – 0,4 г/см³), для спорадического фона плотность оценена как 1,8 г/см³, причем наименьшую пористость имеют Геминиды (почти 0%), а наибольшую – Леониды (83%). По плотности можно также делать вывод о происхождении метеороида с точки зрения генети-

ческой связи. К недостаткам радиометода относится невозможность оценить массу каждого индивидуального метеороида, определяется только диапазон масс, хотя амплитудный размах в импульсно-дифракционном методе Френеля может быть косвенной характеристикой массы частицы. Также о плотности метеорного тела (и соответственно о принадлежности к рыхлому кометному типу или твердому астероидному) в радиометодае можно судить по высотам.

1.1.2 Скорость вхождения в атмосферу Земли метеорных тел и процессы в метеорной зоне

Вопрос о скоростях метеорных тел является одним из центральных вопросов метеорной астрономии и физики метеорного явления. Тела Солнечной системы, движущиеся по эллиптическим орбитам вокруг Солнца, при пересечении Земной орбиты могут обладать максимальной гелиоцентрической скоростью около 41,2 км/с, что следует из интеграла энергии и формулы (1.1).

$$V_{hII} = k^2 \left(\frac{2}{R} - \frac{1}{a} \right), \quad (1.1)$$

где R - радиус-вектор частицы, a – большая полуось, k – постоянная Гаусса.

Скорость движения Земли по орбите в перигелии составляет около 30,5 км/с. При встрече метеороида с Землей его относительная скорость может варьировать от 11 км/с до 72 км/с [44]. Минимальная скорость вхождения тела в атмосферу – это параболическая (вторая космическая) скорость V_{II} для данной планеты. Максимально достижимую скорость на соответствующем расстоянии от Солнца (если тело принадлежит Солнечной системе) можно определить по формуле (1.2):

$$V_{\max} = [V_{II}^2 + (1 + \sqrt{2})^2 V_{opp}^2]^{1/2}, \quad (1.2)$$

где V_{opp} – средняя скорость планеты на орбите.

Из приведенной зависимости вытекает, что каждая планета имеет свой “коридор” скоростей, с которыми космические тела входят в ее атмосферу. Для планет-гигантов Юпитера и Сатурна эти коридоры значительно уже (59,4-67,3 и 35,5-42,2 км/с), чем для Земли, Марса и Венеры (11,2-72,8; 5,0-58,6; 10,3-85,4 км/с, соответственно).

Так что, хотя обычный метеор, вспыхивающий на небе, вызван движением метеороида, масса которого составляет доли грамма, благодаря высокой скорости, метеорная частица развивает мощность в десятки и сотни киловатт превышающую мощность автомобиля. Тысячи килограммометров энергии движения переходят в звуковую, тепловую, световую, электромагнитную, механическую, химическую и иные виды энергии. Расталкивая встречные частицы воздуха, метеорное тело увеличивает их тепловые скорости, диссоциирует молекулы и ионизует атомы; сжимая на своем пути цилиндр воздуха, оно передает ему основную часть своей кинетической энергии, порождая при этом воздушные волны. Разделяя и перемещая электрические заряды, метеор порождает магнитные и электрические явления, производит ионизацию земной атмосферы, тем самым влияя на распространение радиоволн в метеорной зоне. Воздействуя на воздушную среду, метеорное тело в свою очередь на себе испытывает ее действие: его вещество распыляется и плавится потоками встречного воздуха. При одновременном отделении от метеороида множества мелких частиц происходит кратковременное увеличение его блеска — вспышка. За доли секунды метеорная частица испаряется целиком, «падающая звезда» угасает. Развитие следа показано на рис. 1.1 [45]. Атомы и молекулы, испаряющиеся с поверхности метеорного тела, имеют начальную скорость движения относительно окружающей атмосферы, близкую к скорости метеорного тела. При их соударениях с молекулами атмосферы происходят процессы упругого рассеяния, диссоциации, возбуждения и ионизации. Испарившиеся с поверхности метеорного тела атомы имеют скорость, значительно превышающую скорость молекул атмосферы, и до момента наступления теплового равновесия с окружающей атмосферой проходит некоторый промежуток времени, в течение которого формируется начальный радиус метеорного следа r_0 . В случае гауссового распределения электронов по радиусу следа начальный радиус равен расстоянию от оси следа, на котором концентрация электронов падает в e раз. Процесс образования начального радиуса ионизированной компоненты метеорного следа довольно сложен. Для смеси частиц, состоящих из различных типов атомов, молекул и ионов, он может быть достаточно полно описан только с помощью кинетических уравнений Больцмана.

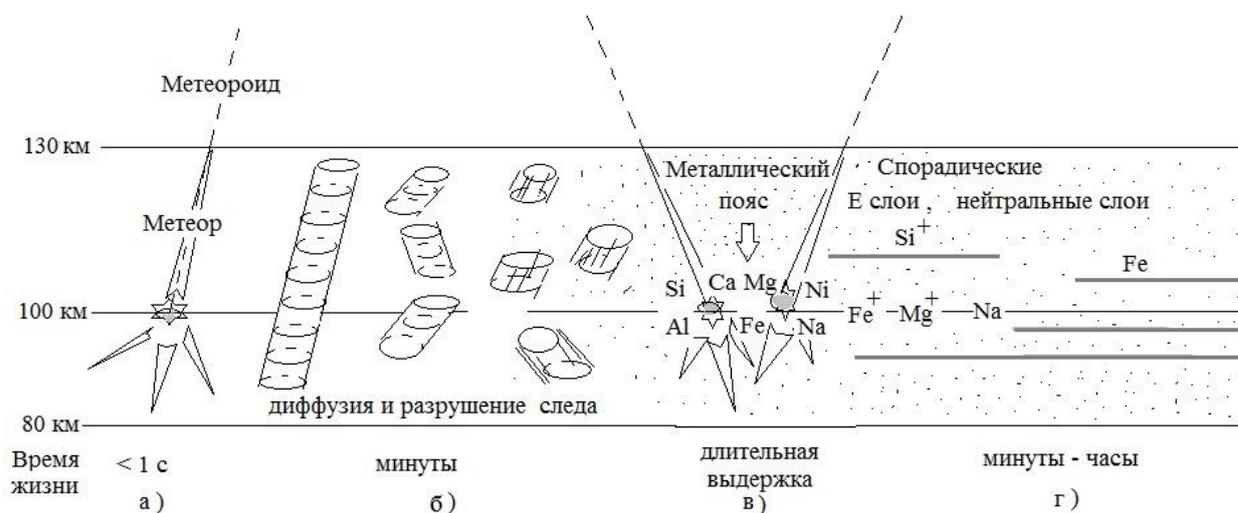


Рис.1.1 Высота метеорной зоны (по вертикали) и фазы жизни метеорного следа (по горизонтали) с образованием слоев [45]

Приближенные методы расчета начального радиуса были развиты в работах [46-50], где процесс образования начального радиуса рассматривался как диффузионный. Часто модель начального радиуса представляют в виде зависимости (1.3) или (1.4):

$$r_0 = c\rho^{-a}V^b, \quad (1.3)$$

$$r_0 = cD^aV^b, \quad (1.4)$$

где a, b некоторые константы (например, $a = 0,995$, $b = 0,102$), ρ – плотность атмосферы на высоте отражающей точки, D – коэффициент амбиполярной диффузии, V – скорость метеорного тела.

В среднем метеорные ионизованные следы имеют протяженность около 15 км с начальным радиусом примерно 1...2 м. Начальный радиус метеорного следа из многочисленных экспериментальных многочастотных измерений в соответствии с [51-53] можно представить зависимостью (1.5):

$$\log_{10}r_0 = 0,019h - 1,92 = \log_{10}(V/40). \quad (1.5)$$

Тогда для скорости 40 км/с на высоте 80 км $r_0 = 0,4$ м, на высоте 120 км $r_0 = 2,3$ м.

С ростом начального радиуса ионизированного метеорного следа уменьшается вероятность столкновения метеорных атомов между собой и увеличивается вероятность их сталкивания с молекулами воздуха, а также падает объемная концентрация

электронов в следе и, следовательно, коэффициент отражения радиоволн от метеорного следа. Поэтому начальное расширение следа важно в метеорной радиолокации. В [54] было рассчитано время начального расширения ионизированного метеорного следа t_n , оцененное для $h=95$ км и $v=40$ км/с как $t_n = 2,6 \cdot 10^{-4}$ с. Величина t_n характеризует время установления теплового равновесия метеорных ионов с атмосферными молекулами. Время, за которое практически заканчивается начальное расширение следа, примерно на порядок меньше t_n , так как основной вклад в формирование r_0 дают первые 3-4 свободных пробега испарившихся атомов и ионов. Первый корректный приближенный теоретический расчет начального радиуса ионизированного метеорного следа, образованного при испарении недробящегося метеорного тела был дан в [49].

Согласно [55] характерной особенностью вторгающихся метеорных тел с массами от 10^{-9} до 10 г, порождающих метеоры звездной величины от +20 до -4^M , является то, что до высоты 140-100 км они обладают, по сути, той космической скоростью, которую они имели до встречи с Земной атмосферой и проникают в более плотные её слои, где роль потерь энергии на тепловое излучение с их поверхности сравнительно невелика. Далее они резко тормозятся и частицы с радиусом меньшим 1 мкм теряют свои скорости в интервале 130-95 км. Если масса тела лежит в интервале от 10^{-8} г до 1 кг, то оно полностью испаряется на высоте 120-70 км, порождая видимые метеоры (Рис. 1.2 [56]). Мелкие тела успевают нагреться до температуры испарения, их кинетическая энергия расходуется главным образом на тепловое излучение с поверхности метеорного тела. Потеряв часть своей начальной массы вследствие испарения, такие мелкие метеорные тела с массой менее 10^{-8} - 10^{-9} г не сгорают, если их торможение начинается на 110-130 км, а затем оседают на поверхность Земли в виде микрометеоритов. Усредняя, можно сказать, что высоты появления метеоров обычно заключены в пределах 80-120 км и, что они систематически возрастают с увеличением скорости метеороидов. Высоты исчезновения метеоров обычно лежат в пределах 60-100 км и возрастают как с увеличением скорости метеороидов, так и с переходом от более ярких к более слабым метеорам

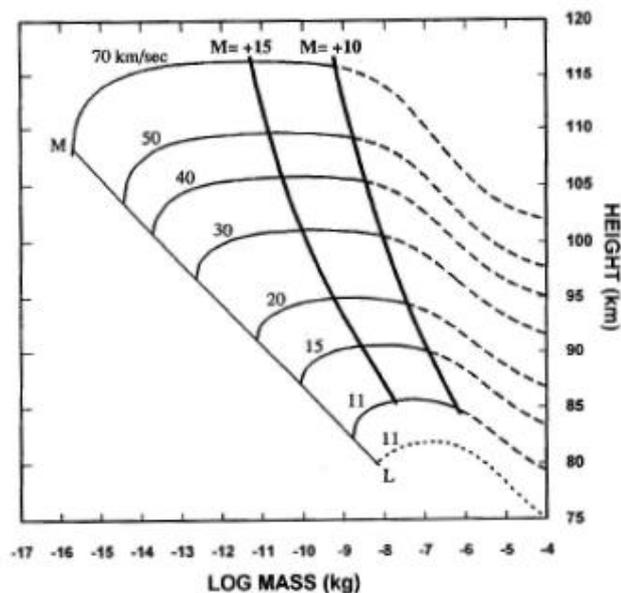


Рис. 1.2 Теоретические начальные высоты абляции для вторгающейся каменной частицы в атмосферу (зенитный угол $=45^{\circ}$) [56]. Более плотные линии дают значения для вторгающейся частицы, которая производит метеор с радио звездной величиной $+12^M$ и $+15^M$. Линия ML дает микрометеороидный предел.

Общеизвестен расчет, что если метеор светимостью около $+1^M$ со скоростью его вхождения в атмосферу Земли 40 км/с загорится на высоте 100 км, а потухнет на высоте 80 км (при длине его пути в 60 км и расстоянии до наблюдателя в 150 км), то он будет виден 1,5 с и его средний размер составит 0,6 мм при массе 6 мг. Очень яркие болиды могут исчезать на высотах 20-40 км.

На рис. 1.3 представлена экспериментальная (полученная радиолокационным методом в Харькове) и расчетная зависимость $h(V)$ в метеорной зоне путем подгонки параметров модели и констант физической теории метеоров [57]. В соответствие с этой работой наилучшее согласие расчетной и экспериментальной зависимостей на интервале скоростей 25 - 72 км/с получено для такого вида моделей и значений констант физической теории метеоров:

1) коэффициенты модели начального радиуса (1.6)

$$a = 0,45, \quad b = 0,4, \quad (1.6)$$

2) коэффициент ионизации(1.7)

$$\beta = cv^4, \quad (1.7)$$

$\beta = 0.025$ при $v = 40$ км/с;

3) коэффициент амбиполярной диффузии (1.8)

$$D = 8.0 \exp\left(\frac{h-95.0}{5.45}\right), \quad (1.8)$$

здесь высота h - км; плотность метеорных тел $\delta = 3.5 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$.

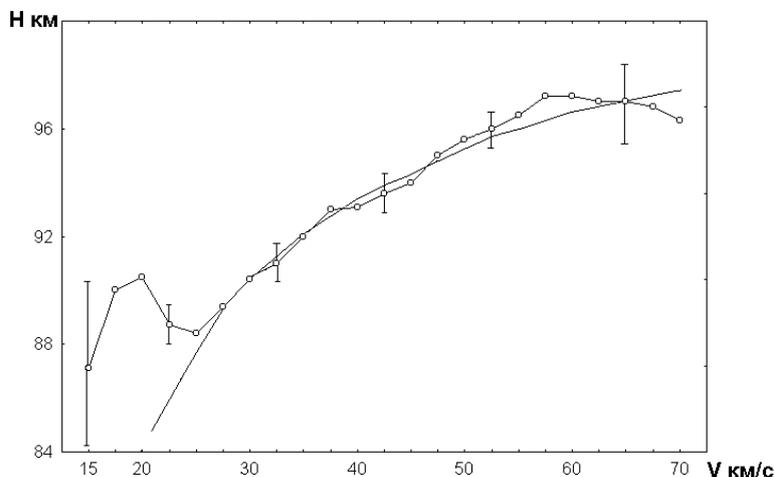


Рис.1.3 Экспериментальная (полученная радиолокационным методом в Харькове) и расчетная зависимость $h(V)$ в метеорной зоне путем подгонки параметров модели и констант физической теории метеоров [57]

Для сравнения приведем модели начального радиуса (1.9) и амбиполярной диффузии (1.10), найденные эмпирически в Казани [58]:

$$r_0 = 1,65 \cdot \sqrt{\frac{v}{40} \cdot \exp\left(\frac{h-95}{2H}\right)} \text{ м}, \quad (1.9)$$

$$D_a = 13,2 \cdot \exp\left(\frac{h-95}{H}\right) \text{ м}^2/\text{с}, \quad (1.10)$$

где v это скорость метеора в км/с, h – высота в км и H – приведенная высота атмосферы в км.

Указанный выше параметр D – амбиполярная диффузия, один из важных в метеорной радиолокации. Амбиполярная диффузия - это одновременное перемещение в ионизированной среде (напр., плазме) заряженных частиц обоих знаков, например, электронов и положительных ионов в направлении падения их концентрации. Выше указывалось, что при пролете метеороида вокруг него формируется ионизированный столб воздуха, где непрерывно происходит амбиполярная диффузия, являющаяся первичным процессом по отношению к возбуждению и излучению ионизированного следа метеора. Амбиполярную диффузию метеорного следа можно опреде-

лить как диффузионный процесс под действием электростатических сил, которые приводят к тому, что электроны и ионы диффундируют в электрической нейтральной атмосфере с одной и той же скоростью. Величина диффузии задаётся коэффициентом амбиполярной диффузии D и зависит от свойств атмосферы на соответствующей высоте.

После установления теплового равновесия между метеорным следом и окружающей атмосферой дальнейшее уменьшение объемной электронной концентрации в ионизированном метеорном следе происходит вследствие диффузионного расширения следа, а также процессов рекомбинации и прилипания электронов (образования отрицательных ионов). За время менее 1 с от начала процесса в следе (необходимое для измерения координат радианта и скорости радиометеора) электронная концентрация в следе метеора уменьшается в основном только за счет диффузионного расширения следа. Влиянием процессов деионизации в этом случае можно пренебречь. Не требуется в этом случае и учет турбулентной диффузии, которая начинает вносить существенный вклад при длительности следа более примерно 10 с. Также не учитывается неизотермичность метеорного следа, которая, в целом, обусловлена нагреванием атмосферы в следах ярких метеоров, когда начальное расширение метеорного следа продолжается и после установления примерного равенства скоростей ионов и атмосферных молекул в следе. О неизотермичности следов можно почерпнуть сведения, например, в работах [47, 59-60]. Во время интенсивного испарения метеорного тела в набегающий поток воздуха происходит «вдувание» метеорного вещества, причем число налетающих молекул воздуха оказывается значительно меньше числа испаряющихся атомов и молекул метеорного тела, особенно в случае наиболее быстрых метеоров. Загораживание отлетающими молекулами становится существенным лишь в условиях перехода к образованию перед лобовой поверхностью метеорного тела ударной волны, что может иметь место только в случае ярких болидов. Проблемы движения крупных метеорных тел подробно рассмотрены, например, в [61-62]. При движении в атмосфере крупных метеорных тел, с которыми связаны яркие болиды, образуется ударная волна, что приводит к уменьшению теплопередачи и, следовательно, к уменьшению доли начальной массы, теряе-

мой до того, как тело утратит свою космическую скорость. Затормозившиеся остатки таких очень крупных метеорных тел могут таким образом выпасть на поверхность Земли в виде метеоритов. Огромные метеорные тела с начальными массами в десятки тысяч тонн и более могут достигать поверхности Земли, частично сохраняя свою космическую скорость; при ударе о поверхность Земли происходит взрыв большой силы, который может привести к образованию метеоритного кратера [62-63].

1.1.3 Приток в Земную атмосферу метеорных тел

Дифференциальное распределение тел по массам в Солнечной системе (в широком диапазоне масс от 10^{-15} до 10^{22} г) можно приблизительно представить степенной зависимостью: $f(M) \sim M^{-S}$. Параметр распределения S для небольших интервалов масс составляет $1,5 \div 2,5$. Если $S=2,0$, то суммарная масса тел в равных логарифмических участках одна и та же. В [64-65] в диапазоне масс от 10^{-18} до 10^{22} г были сведены и проанализированы многочисленные вышеупомянутые и другие данные (например, о пролетах болидов и падениях метеоритов [66-67] и было построено среднее (согласующееся с другими оценками) интегральное распределение притока тел на Землю в виде зависимости (1.11),

$$\lg N = -7,86 - 0,892 \lg m, \quad (1.11)$$

где N – поток тел с массами не меньше m (в граммах) на всю Землю за год ($R^2 = 0,9859$).

Было оценено, что ежедневно влетает около 400 метеороидов, не меньших, чем 1 кг каждый, достигая высот 30 км и ниже и, что каждый год выпадает около 800 метеоритов. Вероятность Тунгусского события оценена, как 1 раз в 1300 лет. По разным оценкам [56, 68-75 и др.] ежедневно на всей Земле в верхней атмосфере сгорает от ста до двухсот миллионов метеорных частиц в зависимости от массы. Например, метеорных частиц с массами не менее 0,01 г в Земную атмосферу ежедневно влетает свыше 20 млн. За год в атмосфере и на поверхности Земли осаждается $3 \div 6 \cdot 10^7$ кг метеорного вещества. За счет этого метеорного притока за 4 миллиарда лет масса Земной коры могла бы увеличиться на 5 %.

Метеор характеризуется высотой воспламенения, длиной трека (видимого пути), яркостью свечения, а также связанными с ним физическими характеристиками, вызвавшего его метеороида: массой, размером, скоростью и химическим составом (влияет на цвет горения). Радиометеор возможно использовать для определения как собственных характеристик метеороида, так и параметров атмосферы (таблица 1.1). В таблице 1.1 представлены возможные характеристики, получаемые по метеорным эхо: собственные (метеороида) и атмосферы с использованием разделения по [76] и с указанием некоторых ссылок по разработке теории и практики наблюдений и обработки данных по соответствующим параметрам.

Таблица 1.1. Классификация измеряемых параметров (собственных, атмосферных)

Метеорное эхо	
Собственные параметры	Атмосферные параметры
Угол прихода (Angle-of-Arrival) [77, 78]	Ветер [79-82, 95]
Высота [83-86]	Температура и давление [92-94]
Скорость [36, 38, 84- 85, 87-91, 96, 98]	
Радиант [37-38, 88,97, 99]	Концентрация озона [100-102]
Орбита (определяемая через радиант, скорость и момент времени наблюдения) [38, 103-104]	
Скорость разрушения [38, 86]	Электронная плотность [105-107]
Торможение [108]	
Дробление [96,109 -110]	
Масса [111]	

1.1.4 Физическая теория метеорного явления

Вторжение метеороида в атмосферу Земли сопровождается двумя физическими процессами: торможением и абляцией [44, 6]. Качественное и количественное описание этих процессов дается физической теорией метеорного явления в метеорной зоне, т.е. в той части атмосферы Земли, где происходят наблюдаемые с поверхности Земли метеорные явления, в подавляющем числе случаев, в интервале высот 60-120 км. Современная физическая теория метеоров очень сложна, ее корректное применение требует применения громоздких расчетов. При интерпретации результатов оптических и радиолокационных наблюдений метеоров часто допускается и

используется простейшая физическая теория метеоров [112–114], которая исходит из предположения, что основным механизмом абляции метеорных тел является испарение недробящегося и не изменяющего в процессе испарения свою форму метеороида, причем, скорость испарения в любой момент времени определяется скоростью передачи телу энергии молекулами атмосферы, которые сталкиваются с ним. Абляцией называется потеря массы метеороида вследствие разрушения (испарения, плавления и дробления). Торможение метеороида возникает за счет сопротивления атмосферы. Уравнение торможения (1.12) выводится из закона сохранения импульса, уравнение абляции (1.13) – из закона сохранения энергии.

$$M \frac{d\vec{v}}{dt} = -\Gamma S \rho \vec{v}^2, \quad (1.12)$$

$$Q \frac{dm}{dt} = -\frac{1}{2} \Lambda S \rho v^3, \quad (1.13)$$

где $\frac{dv}{dt}$ – торможение метеороида, v – скорость метеорного тела, Γ – коэффициент лобового сопротивления ($0,5 \leq \Gamma \leq 1,0$), ρ – плотность воздуха, S – площадь поперечного сечения (мидель) метеорного тела, Q – удельная энергия разрушения тела (энергия, необходимая для удаления единицы массы), Λ – коэффициент теплопередачи.

Совокупность уравнений (1.12-1.13) это упрощенный вариант представления возникающих связей при описании движения метеорного тела в атмосфере Земли в простейшей физической теории метеорного явления. В целом, такие задачи относятся к разряду задач баллистики. Вывод ряда сопутствующих уравнений делается в предположении, что метеорное тело неподвижно (мишень) и на него налетают молекулы атмосферы.

При постоянных Q, Λ, Γ совместное интегрирование уравнений (1.12-1.13) дает уравнение Фишера [115]

$$m = m_0 \exp \left[-\frac{\sigma}{2} (v_0^2 - v^2) \right], \quad (1.14)$$

где $\sigma = \Lambda / 2\Gamma Q$ – коэффициент абляции, m_0, v_0 – масса и скорость метеорного тела до начала разрушения.

В дальнейшем можно перейти к уравнению свечения. При этом силу света (интенсивность свечения I , под которой понимают энергию излучения в видимой части спектра – интервале длин волн 4500-5700 Å) обычно выражают через кинетическую энергию испаряющегося метеорного вещества (1.15). После можно перейти к видимой звездной величине метеора M , например, по формуле Эпика [116] (1.16).

$$I = -\tau \frac{1}{2} \frac{dm}{dt} v^2, \quad (1.15)$$

$$\lg I = 9,72 - 0,4M, \quad (1.16)$$

где τ – коэффициент свечения, выражающий долю кинетической энергии испарившихся атомов метеорного вещества, которая превращается в видимое свечение ($2 \cdot 10^{-2} \leq \tau \leq 3 \cdot 10^{-4}$).

Ионизирующая способность метеорных атомов характеризуется коэффициентом ионизации β (средним числом свободных электронов, порождаемых одним испарившимся электронным атомом). Основным источником ионизации – столкновения испарившихся метеорных атомов с атмосферными молекулами. Делая предположение, что число электронов, образовавшихся указанным выше образом пропорционально потере массы метеорным телом за это же время, составляется уравнение ионизации (1.17):

$$\alpha = \frac{\beta}{\mu v} \cdot \frac{dm}{dt}, \quad (1.17)$$

Линейная электронная плотность следа α (число электронов или ионов, образованных на пути единичной длины), образуемая метеором, находится из уравнения ионизации (1.17) [6]:

$$\alpha = -\frac{\beta}{\mu \cdot V \cdot m_H} \cdot \frac{dm}{dt} = \frac{\Lambda \cdot A \cdot \beta}{2Q \cdot \mu \cdot m_H} \cdot M^{2/3} \cdot \delta^{-2/3} \cdot \rho \cdot V^2, \quad (1.18)$$

где μ – средняя атомная масса метеорного вещества, m_H – масса атома водорода.

Линейная электронная плотность следа α в радиолокационном методе характеризует его чувствительность и тип отражения радиоволн от следа.

Коэффициент ионизации β при атомных и молекулярных столкновениях рассчитывается в предположении того, что кинетическая энергия испаряющихся мете-

орных атомов уменьшается при упругих столкновениях с молекулами атмосферы и расходуется на ионизацию и возбуждение, как самих метеорных атомов, так и атмосферных молекул. Изменение энергии метеорных атомов на отрезке пути можно выразить через концентрацию молекул атмосферы n , средние значения потенциалов ионизации (\bar{E}_i), возбуждения (\bar{E}_{ex}) и диссоциации (\bar{E}_d) и эффективные сечения диффузии (Q_d), ионизации (Q_i), возбуждения (Q_{ex}) и диссоциации (Q_d) [117], как

$$dE = -(\delta nEQ_d + n\bar{E}_iQ_i + n\bar{E}_{ex} + n\bar{E}_dQ_d)ds, \quad (1.19)$$

$$\delta = -\frac{2\mu\mu_a}{(\mu + \mu_a)^2}, \quad (1.20)$$

где μ, μ_a - атомная масса метеорного вещества и атмосферного слоя.

На этом же отрезке пути ds число свободных электронов dN , порождаемых быстрым метеорным атомом определяется как (1.21):

$$dN = nQ_i ds. \quad (1.21)$$

Деля (1.21) на (1.19) и интегрируя от минимального значения энергии E_i , при которой еще может происходить ионизация, получаем полное число свободных электронов, порождаемых одним испарившимся метеорным атомом до потери космической скорости, - β (1.22)

$$\beta = \int_{E_i}^E \frac{Q_i dE}{\delta EQ_d + \bar{E}_i Q_i + \bar{E}_{ex} Q_{ex} + \bar{E}_d Q_d}. \quad (1.22)$$

Чтобы сделать приближенную оценку коэффициента ионизации часто ограничиваются учетом ионизации лишь при первом столкновении. Тогда исходя из возможности целого ряда допущений, пользуются очень простой формулой (1.23):

$$\beta \approx \frac{Q_i}{Q_d}. \quad (1.23)$$

Формула (1.23) дает удовлетворительные результаты при $Q_i < Q_d/3$ и выведена с учетом того, что в интервале метеорных скоростей Q_i растет, а Q_d убывает с увеличением скорости сталкивающихся частиц, так что вероятность ионизации при первом столкновении испарившегося метеорного атома существенно больше, чем при втором и последующих столкновениях [6]. При расчете коэффициента ионизации

ции β для средних скоростей метеороидов по формуле (1.22) необходимо знать эффективное сечение диффузии Q_d и эффективное сечение ионизации Q_i при столкновениях метеорных атомов с N_2 и O_2 и зависимость сечений от скорости. В случае медленных метеороидов необходимо учитывать дополнительно эффективное сечение диссоциации Q_d . Для быстрых метеороидов необходимо учитывать ионизацию при торможении в атмосфере быстрых молекул N_2 и O_2 , которым передана довольно большая энергия при первых столкновениях с ними испарившихся метеорных атомов. При сложном химическом составе метеорного тела требуется усреднение по составу паров метеорного вещества.

1.2 Ионосфера и распространение радиоволн. Некоторые атмосферные характеристики

1.2.1 Атмосфера Земли

Земная атмосфера простирается до высот десятков тысяч километров над поверхностью Земли. Атмосферу Земли можно условно разделить на основные четыре слоя: тропосферу, стратосферу, мезосферу и ионосферу (термосферу) [118]. На рис.1.4 [119-123] показано разделение атмосферы на слои исходя из данных об изменении температуры с высотой над поверхностью Земли. Широко распространено понятие верхней атмосферы, которой считается часть атмосферы, расположенная выше тропопаузы, т.е. охватывающая среднюю атмосферу (15 – 90 км) и ионосферу (выше 50-60 км). Верхняя часть атмосферы является сложной физической системой и одним из элементов общей системы Солнце – Земля, где актуальным является изучение механизмов преобразования энергии и передачи импульса в цепочке солнечный ветер – магнитосфера – ионосфера (термосфера), основанных на плазменных процессах. Масса Земной атмосферы составляет около $5,15 \cdot 10^{15}$ тонн. Около 90% массы заключено в слое до 16 км, а 10% - в слое от 16 до 100 км.

На слой свыше 100 км приходится около одной миллионной доли массы атмосферы. Есть интересное суждение, что космос начинается на высоте 100 км. Атмосфера Земли состоит из смеси газов, среди которых азот N_2 занимает по объему 78,0%, кислород O_2 -20,95%, аргон Ar -0,93% и неон-0,03%. На долю остальных га-

зов (гелий, криптон, ксенон и озон) приходится тысячные и даже миллионные доли процента. Кислород и азот участвуют в свечении метеоров.

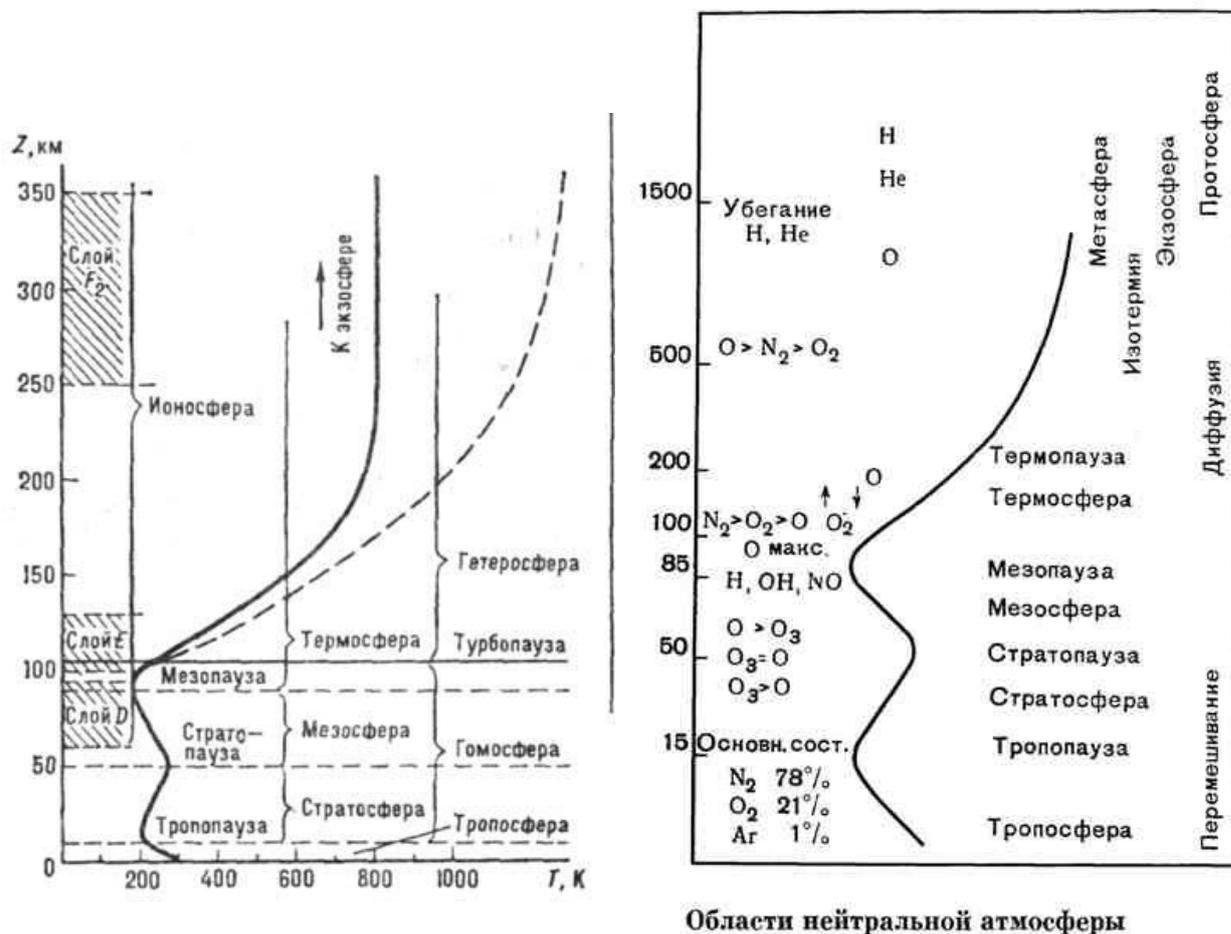


Рис. 1.4. Структура атмосферы в соответствии с особенностями изменения среднесуточной температуры для низкого (сплошная линия) и высокого (пунктир) уровней солнечной активности (а); ее состав и динамические процессы (б) [119-123]

1.2.2 Слои ионосферы

Ионосфера (рис 1.4б) [119, 124-125] состоит из смеси газа нейтральных атомов и молекул (в основном азота N_2 и кислорода O_2) и квазинейтральной плазмы (число отрицательно заряженных частиц лишь примерно равно числу положительно заряженных). Минимум температуры (около минус $88^{\circ}C$) на высотах 80-90 км (в пределах метеорной зоны) обуславливает целый ряд явлений (смена направлений воздушных течений на высотах 80-92 км, летние серебристые облака на высотах около 83 км во время астрономических сумерек, перемещающиеся с большими скоростями – около 65 м/с, полярные сияния – высота их нижней границы около 80 км). Поляр-

ные сияния возникают до верхней границы приблизительно в 1000 км в магнитном поле Земли в результате взаимодействия солнечного ветра, состоящего из протонов, электронов и ионов различных элементов и нейтральных частиц верхней атмосферы. Полярные сияния происходят, в основном, в полярных областях обоих полушарий, наиболее интенсивным в свечении полярных сияний является излучение атомарного кислорода (в спектре особенно выделяется зеленая линия кислорода $\lambda=5577\text{\AA}$).

В районе 65—965 км над поверхностью Земли молекулы атмосферного газа сталкиваются с сильно заряженными частицами, испускаемыми Солнцем, и взаимодействуют с ультрафиолетовым и рентгеновским излучением. Происходит ионизация. За открытие ионизированных слоев ионосферы в 1927, Эплтону в 1947 году, присвоена нобелевская премия. Ионосфера состоит из трех слоев, обозначенных снизу вверх – буквами D, E и F (рис.1.5). Эти слои различаются в зависимости от степени концентрации в них плазмы. Самая низкая концентрация отмечается в слое F1s, расположенном на высоте от 145 до 225 км. Самая высокая – в стабильном слое F2, на высоте примерно от 225 до 480 км (в дневные часы до $2 \cdot 10^6$ млн. электронов в кубическом метре и в ночные до $3 \cdot 10^5$ млн. электронов в кубическом метре). Так как для появления ионов необходима солнечная энергия, то ночью слой F1 исчезает. Нет его и зимой. Слой E имеет максимум ионизации на высоте около 120 км. В дневные часы степень ионизации этого слоя имеет значение до 10^5 , а в ночные - не более 10^4 млн электронов в кубическом метре.

Кроме зависимости от часов суток и времени года, степень ионизации зависит от солнечной активности, которая имеет 11-летнюю и другую периодичность. Слой E характерен также наличием в нем ветров и течений, которые создают завихрения и образуют неоднородности степени ионизации. В этом же слое E по случайным законам возникают неоднородности, создаваемые попадающими сюда сравнительно крупными космическими материальными частицами (метеороидами). Слой E иногда называют «слоем Кеннелли-Хевисайда». Наличие ионосферы влияет на распространение радиоволн некоторых диапазонов, создавая отражение и преломление.

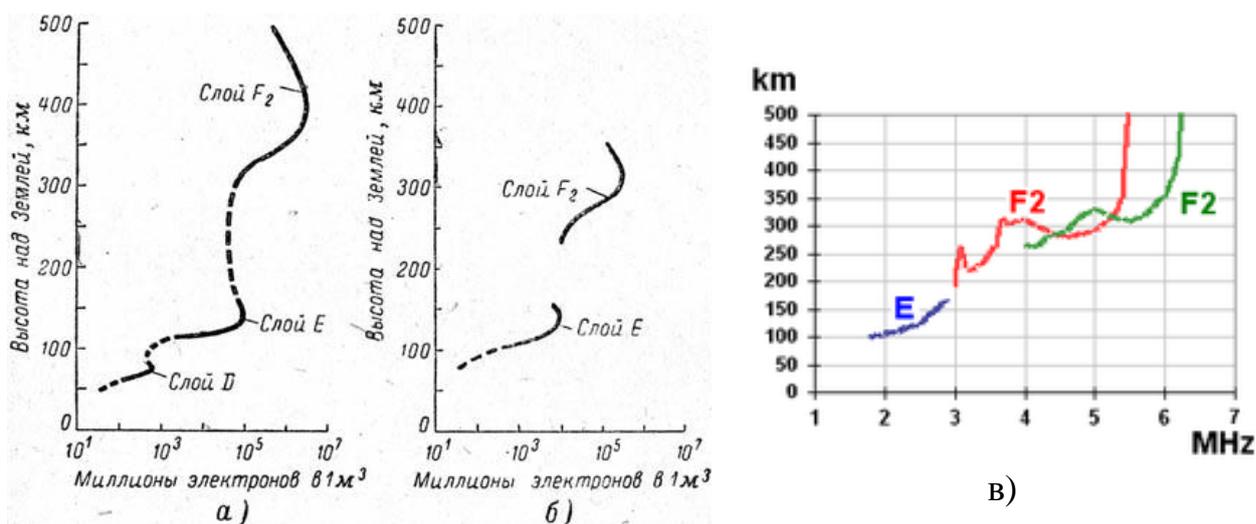


Рис.1.5. Зависимости высоты слоев ионосферы от степени ионизации для зимних дневных часов (а) и для ночного времени (б). Степень ионизации дана в логарифмическом масштабе [124]. Иonoграмма (в) – зависимость плотности плазмы (измеряемой по критической частоте) от высоты над землёй [125]

При зондировании ионосферы с поверхности Земли радиометодом вертикально вверх посылают набор радиоимпульсов на разных частотах, расположенных в диапазоне от 1 до 25 МГц. Отраженные от ионосферы радиоимпульсы принимаются на ионосферной станции спустя определенное время, которое соответствует эффективной высоте отражения. В процессе зондирования строится диаграмма зависимости этой высоты от частоты радиоволны, называемая ионограммой. Иonoгpaмма (рис. 1.5г), или высотно-частотная характеристика — один из самых распространенных источников информации об ионосфере, представляющий собой набор точек, каждая из которых имеет координаты: частоту и действующую высоту. Иonoграммы регистрируют следы отражений высокочастотных импульсных радиосигналов, генерируемых ионозондами. Передатчик ионозонда излучает радиоволны от низких к высоким частотам. Импульсные радиосигналы распространяются в ионосфере более медленно, чем в свободном пространстве, поэтому вместо истинной высоты регистрируется кажущаяся или "действующая" высота отражения ($h'E$, $h'F$ и т.д.), которая всегда превышает истинную высоту отражения. Для частот, достигающих слоя с максимальным уровнем электронной концентрации, действующая высота становится бесконечной. Частоты, на которых это происходит, называются критическими

частотами (f_oE , f_oF1 и т.д.). Обычно ионограмму рассчитывают за 15 минутный интервал для каждого слоя.

Радиоволны (радиочастоты), используемые в радиотехнике, лежат в диапазоне от 100 000 м (3 кГц) до 0,1 мм (3 000 ГГц). Левее радиоволн лежит инфракрасное (тепловое) излучение, правее - видимый свет, ультрафиолетовые, рентгеновские и гамма лучи. В современном разбиении спектра радиоволн крайние диапазоны – это очень низкие частоты (или мириаметровые волны 100-10 км) и (субмиллиметровые 1-0,1 мм). Короткие волны (в интервале метровых и декаметровых 1-100 м с частотой примерно до 25-30 МГц) способны распространяться на огромные расстояния, многократно отражаясь от земной поверхности и слоя Кеннели - Хевисайда, а вот для более коротких волн ионосфера прозрачна. Связь на коротких волнах работает лучше ночью, чем днем, потому что на состояние ионосферы влияет Солнце.

К середине XX века, когда все сведения об ионизованном слое газовой оболочки Земли могли быть получены только при помощи наземных наблюдений, было известно весьма ограниченное количество параметров, характерных для областей ионосферы. Исследования ионосферы велись главным образом методами импульсного радиозондирования, поэтому проникнуть в область выше главного максимума ионизации не удавалось. Основной определяемой характеристикой была концентрация электронов, а о температуре, массовом составе, динамических процессах, происходящих в околоземной плазме, можно было делать лишь предположения и оценки на основе косвенных сведений.

Тем не менее за период до начала ракетных и спутниковых исследований ученые достигли значительных результатов как в разработке и усовершенствовании методов исследования, так и в получении важнейших сведений об ионизованном газе в околоземном пространстве. Эти работы стимулировались огромным практическим значением, которое имеет изучение ионосферы для выяснения условий распространения радиоволн и существования радиосвязи; они теснейшим образом связаны с прогрессом радиотехники и радиофизики. Немаловажную роль в исследованиях ионосферы сыграли и метеорные исследования. Применение сначала ракет, а потом и спутников позволило получить более надёжную информацию о верхней ат-

мосфере, непосредственно измерить на ракетах ионный состав (при помощи масс-спектрометра) и основные физические характеристики ионосферы (температуру, концентрацию ионов и электронов) на всех высотах, исследовать источники ионизации — интенсивность и спектр коротковолнового ионизирующего излучения Солнца и разнообразных корпускулярных потоков. Это позволило объяснить регулярные изменения в ионосфере.

С помощью спутников, несущих на борту ионосферную станцию и зондирующих ионосферу сверху, удалось исследовать верхнюю часть ионосферы, расположенную выше максимума слоя F и поэтому недоступную для изучения наземными ионосферными станциями. Было установлено, что температура и электронная концентрация n_e в ионосфере резко растут до области F (см. рис. 1.5); в верхней части ионосферы рост температуры замедляется, а n_e выше области F уменьшается с высотой сначала постепенно до высот 15-20 тыс. км (так называемая плазмопауза), а потом более резко, переходя к низким концентрациям n_e в межпланетной среде.

С начала XXI века актуальны сведения об ионосфере с использованием вертикальных оценок VTEC (Total Electron Content) по сигналам GPS [125]. Наряду с ракетами и спутниками получили успешное развитие новые наземные методы исследования, особенно важные для изучения нижней части ионосферы в области D: методы частичного отражения и перекрёстной модуляции; измерения с помощью риометров поглощения космического радиоизлучения на разных частотах, исследования поля длинных и сверхдлинных радиоволн, а также метод наклонного и возвратно-наклонного зондирования. Большое значение имеет метод обратного некогерентного (томпсоновского) рассеяния, основанный на принципе радиолокации, когда посылают в ионосферу короткий мощный импульс радиоизлучения, а затем принимают слабый рассеянный сигнал, растянутый во времени в зависимости от расстояния до точки рассеяния. Этот метод позволяет измерять не только распределение n_e до очень больших высот (1000 км и выше), но даёт также температуру электронов и ионов, ионный состав, регулярные и нерегулярные движения и др. параметры ионосферы. Стало возможно создание новых типов моделей ионосферы (например, эмпирическая модель плотности атомарных ионов в земной атмосфере до 4 тыс. км по

наблюдениям спутников и ракет [126] вместе с развитием и совершенствованием прежних моделей (например, стандартная атмосфера [127-128]). В настоящее время на Украине зависимости Стандартной атмосферы устанавливает ГОСТ 4401-81, который соответствует международному стандарту [129].

Сложность и глобальность протекающих в атмосфере процессов [119,123,130] требует их комплексного изучения на основе объединения теоретических и экспериментальных исследований, численного моделирования, широкой международной кооперации. Новейшими в этом вопросе можно считать международные проекты LOFAR и VLBI с двумя одноименными технологиями. Это низко частотные антенные поля LOFAR (Low Frequency Array) и интерферометры с очень длинной базой VLBI (Very Long Baseline Interferometry). Эти технологии кроме атмосферных исследований обеспечивают также новое окно для исследователей космоса увидеть и услышать Вселенную во всех радиодиапазонах, в том числе в широком спектре частот до самых низких частот, возможных от поверхности Земли. Особенно активны сейчас исследования атмосферы околополярных областей (рис.1.6) [131].

В экспериментальных исследованиях используется набор разных инструментов и приборов наземного и космического базирования, предназначенных для прямых и дистанционных измерений параметров различных слоев атмосферы, а также характеристик воздействующих на нее факторов (среди которых и метеороидные вторжения).

Закономерности изменения плотности и температуры на высотах 80—180 км, включающих метеорную зону (70-130 км), изучены меньше упомянутых выше вследствие трудности проведения ракетных экспериментов на этих высотах и просмотра из космоса этой зоны. Имеющиеся сведения позволяют предполагать, что на этих высотах вариации плотности и температуры выражены менее ярко. Актуальным методом изучения процессов в метеорной зоне продолжает оставаться наземное дистанционное зондирование средствами радиолокации.

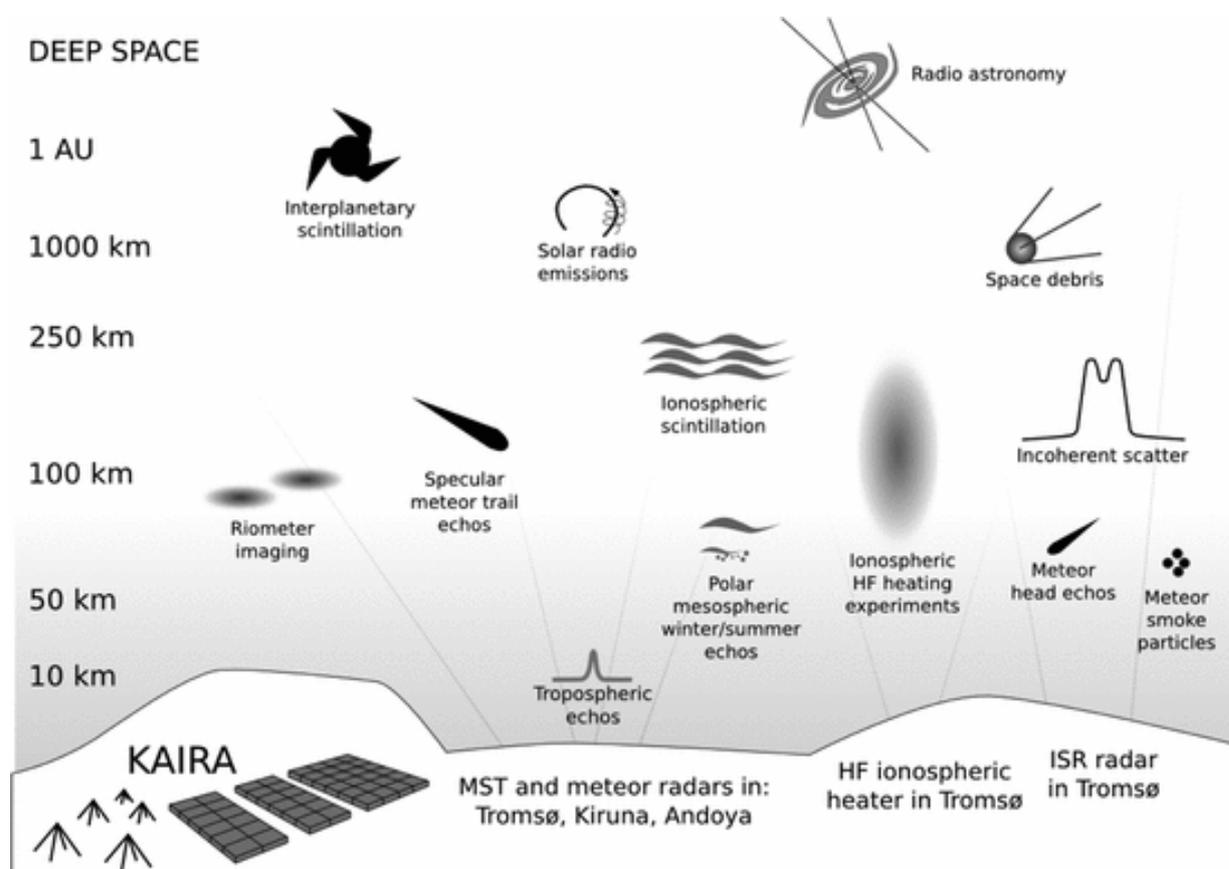


Рис. 1.6 [132] Приведены объекты изучения в атмосфере над поверхностью Земли до глубокого космоса различными современными наземными радиотехническими системами (РТС) на примере РТС околополярной европейской зоны: KAIRA - Килписярви (Финляндия). Приемник атмосферных изображений с двумя LOFAR на (110-270 МГц) и (10-90 МГц) радиочастотах; УКВ радар Тромсё (Норвегия); мезосферно- стратосферно- тропосферные (МСТ) и метеорные радары Тромсё (Норвегия), Кируна (Швеция), Андоя (Норвегия), ионосферный нагреватель КВ (3-30 МГц) Тромсё (Норвегия), радар некогерентного рассеяния Тромсё (Норвегия)

Исследования ионосферы не относятся к какому-либо разделу физики, а являются частью геофизики или солнечно-земной физики (СЗФ), где не в опыте, а в наблюдениях обнаруживают новые факты. Исследования ионосферы прошли два этапа, которые существенно различаются как методами наблюдения, так и масштабами применения физической теории. Благодаря сложившимся условиям удалось заметно продвинуться на пути изучения количественных закономерностей изменения ионосферы, хотя проблемы остались. Метеорная наука, непосредственно связанная с метеорными явлениями в ионосфере и космическим объектом исследования - метеор-

ными телами, имеет сложный междисциплинарный характер с целым рядом проблем и задач на стыке наук, в том числе относящихся к разделу дистанционные аэрокосмические исследования.

1.2.3 Модель атмосферы на метеорных высотах.

Так как абляция метеороидов имеет место в атмосфере Земли, необходимо рассмотреть модель атмосферы на метеорных высотах. При теоретических расчетах для измерения давления и плотности атмосферы в метеорной зоне используют барометрическую зависимость для изотермической атмосферы [6, 133, 63]. В таблице 1.2 видна зависимость H^* от T . Барометрическая формула определяет давление $p(H)$ и плотность $\rho(H)$ атмосферы в поле силы тяжести на высоте атмосферы H , выражения (1.24-1.26):

$$p(H) = p(h_0) \exp(-H / H^*), \quad (1.24)$$

$$\rho(H) = \rho_0 \exp(-H / H^*), \quad (1.25)$$

$$H^* = RT / \mu_a g, \quad (1.26)$$

где H^* - высота однородной атмосферы т.е. интервал высот, в пределах которого давление атмосферы p изменяется в e раз (здесь $e=2,718$ – основание натурального логарифма), $R=8,314$ Дж/моль·К - универсальная газовая постоянная, молекулярный вес $\mu_a \approx 29$, кинетическая температура T (для метеорных высот $T \approx 300^0 K$), согласно данным по стандартной атмосфере Cospar International Reference Atmosphere (CIRA) [127] значение плотности для метеорной зоны $H^* = (6,7 \dots 7,3) \cdot 10^5 \text{ см}$.

Согласно [133] на высоте $h=120$ км $H^*=7,9$ км. По [134] использование фиксированных значений H^* в пределах от 5,6 - 5,8 км достаточно надёжно в подавляющем большинстве задач метеорных исследований для высот 80-105 км. Поскольку атмосфера Земли неизотермична, H^* изменяется с высотой в соответствии с изменением температуры. При использовании фактической модели атмосферы (таблицах 1.2-1.1.3) видно, что H^* имеет зависимость от высоты. В таблице 1.3 даны действительные величины приведенной высоты H^* для двух разных моделей атмосферы. Первая строка показывает значения в соответствии с COSPAR (1965) [127], во второй строке ГОСТ 4401-81 Стандарт параметров атмосферы (1982) [128].

Таблица 1.2 Структура атмосферы по данным стандартной атмосферы 1976 [133]

Н, км	μ_a	Т, град К	$\lg p, \text{кг}/\text{м}^2$	$\lg \rho, \text{кг}/\text{м}^2$	Н*, км	$g, \text{м}/\text{с}^2$
0	28,96	288	4,006	-0,912	8,43	9,81
5	28,96	256	3,733	-1,133	7,49	9,79
10	28,96	223	3,423	-1,383	6,55	9,78
15	28,96	217	3,083	-1,710	6,37	9,76
20	28,96	217	2,743	-2,051	6,38	9,74
25	28,96	222	2,406	-2,397	6,53	9,73
30	28,96	227	2,078	-2,735	6,69	9,71
35	28,96	237	1,759	-3,072	7,00	9,70
40	28,96	250	1,458	-3,398	7,42	9,68
45	28,96	264	1,173	-3,706	7,84	9,67
50	28,96	271	0,902	-3,988	8,04	9,65
55	28,96	261	0,622	-4,245	7,77	9,64
60	28,96	247	0,342	-4,509	7,37	9,62
65	28,96	233	0,039	-4,788	6,97	9,61
70	28,96	220	-0,282	-5,082	6,57	9,60
75	28,96	208	-0,622	-5,399	6,24	9,58
80	28,96	198	-0,978	-5,733	5,96	9,57
85	28,96	189	-1,351	-6,085	5,68	9,55
90	28,91	187	-1,736	-6,466	5,64	9,53
95	28,73	189	-2,119	-6,855	5,73	9,52
100	28,40	195	-2,495	-7,250	6,01	9,51
110	27,27	240	-3,148	-8,013	7,72	9,48
120	26,20	360	-3,595	-8,653	12,09	9,45
130	25,44	469	-3,903	-9,088	16,29	9,42

Однако необходимо иметь в виду, что приведенные величины Н* также подвержены сезонным и суточным вариациям, и зависят от солнечной активности, т.е. истинные величины имеют суточные, сезонные и 11-летние зависимости.

Таблица 1.3. Величины приведенной высоты для разных моделей атмосферы

h (км)	80	85	90	95	100	105
Н*(COSPAR, км)	5,59	5,60	5,60	6,02	6,44	7,21
Н*(ГОСТ, км)	5,96	5,68	5,62	5,83	6,04	6,69

1.2.4 Взаимное влияние атмосферы и электромагнитного излучения

Факт, что радиоволны влияют на ионосферу [130, 136], был обнаружено эффектом Люксембург (кроссмодуляции) в 1930-е годы. В то же время поток мощности в ионосфере от самых эффективных узко направленных передатчиков до 5 МВт

(например, High Frequency Active Auroral Research Program HAARP, Аляска, США) ниже $0,03 \text{ Вт/м}^2$ [137]. Это дает плотность энергии в ионосфере, которая меньше $1/100$ тепловой плотности энергии самой ионосферной плазмы. Этот поток энергии может также быть сравним с солнечным потоком на поверхность Земли равным примерно $1,5 \text{ кВт/м}^2$. Электромагнитное излучение (ЭМИ) при прохождении через атмосферу подвергается поглощению и рассеянию. Кроме того, тепловое излучение и рассеяние из других направлений вносит свой вклад в излучение, которое регистрируется. Влияние атмосферы на ЭМИ, несущее информацию об объекте окружающей среды, желательно ограничивать и учитывать. Энергия радиоволн, отраженных от ионизированного слоя, тем больше, чем больше степень ионизации, ниже частота радиоволн и больше угол падения [138].

1.3 Проблема изучения комплекса высокоэксцентричных орбит метеорных тел Солнечной системы. Постановка задачи

Большинство метеоров, наблюдаемых инструментально, связано с Солнечной системой. Тем не менее, Солнечная система не замкнута. Она проницаема для частиц и даже крупных тел, летящих как в, так и из, системы. Гиперболическая гелиоцентрическая скорость метеороидов связана с их геоцентрической скоростью, поэтому возможность зарегистрировать гиперболические метеоры связывают с большими погрешностями при измерении их наблюдаемой скорости [29]. Присутствие межзвездных частиц в наблюдательных данных не подтверждено до сих пор потому, что точность измерений и вычислений не достаточна для подтверждения достоверности этих данных. Проблема известна как проблема гиперболических метеоров [139], но реально это проблема гиперболических орбит пылевых частиц в Солнечной системе. Нет ни одной достаточно точной орбиты не только метеороидов, но и более крупных малых тел (астероидов и комет), достоверно классифицированной как реально гиперболическая.

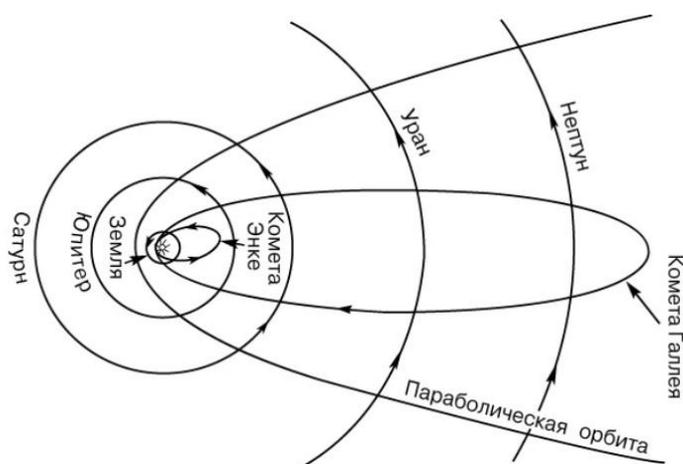


Рис.1.7 [135] Структура орбитального пространства фрагмента Солнечной системы (0 - 35 а.е.) из круговых ($e \sim 0$) и высокоэксцентричных орбит небесных тел ($e > 0,9$, эллиптических, включительно с незамкнутой параболической $e = 1$), афелии комет, а.е: 2P/Энке ~ 4 ; 1P/Галлея ~ 35

Все движения в Солнечной системе подчиняются закону всемирного тяготения Ньютона. Исходя из малой массы планет и остальных тел Солнечной системы (Солнце больше по массе вместе взятых планет \sim в 750 раз), можно приближенно считать, что движения объектов в околосолнечном пространстве подчиняются законам Кеплера (рис. 1.7). Все тела движутся вокруг Солнца по эллиптическим орбитам, в одном из фокусов которых находится Солнце. Тела могут двигаться и по разомкнутым орбитам: параболе или гиперболе. Это случается в том случае, если скорость тела равна или превышает значение второй космической скорости для Солнца на данном удалении от центрального светила (смотреть п.1.1.2). Теоретически вблизи орбиты Земли (и в атмосфере Земли) могут быть зарегистрированы тела и частицы из различных частей Солнечной системы, включая межзвездные (рис. 1.7). К настоящему времени появилось много теорий и наблюдательных данных, как наземных, так и *in situ*, о структуре и свойствах Солнечной системы. Структура комплекса высокоэксцентричных орбит метеорных тел Солнечной системы для эксцентриситетов $0,9$ и выше определена прежде всего делением орбит на эллиптические с $e < 1$, параболические с $e = 1$ (почти параболические $e \sim 1$) и гиперболические с $e > 1$. Один из возможных механизмов происхождения гиперболических орбит мелких тел и пыли следует из устоявшегося предположения, что родительскими телами таких

частиц могут быть долгопериодические кометы с эксцентриситетами орбит больше 0.9. Тогда можно ожидать, что под действием возмущений, эти пылевые частицы в принципе могут перейти на гиперболические орбиты.

То, что и межзвездные частицы, и те частицы, которые покидают Солнечную систему, могут иметь гиперболические орбиты, усложняет анализ данных по таким орбитам. Нет единого мнения и в отношении происхождения межзвездных комет [140-143]. Проблема межзвездных метеороидов становится составной частью проблемы гиперболических орбит малых тел, потому что трудно обнаружить пекулярное движение Солнца в распределениях всех гиперболических орбит. В соответствии с теорией захвата [144], захваченные в Солнечную систему тела будут иметь эллиптические и почти параболические орбиты. Это делает поиск межзвездных частиц еще более сложным. Набирает популярности концепция аperiодичных комет, которые ушли из Солнечной системы, а потом те же кометы в нее возвращаются и уже воспринимаются как внешние пришельцы. Рост концентрации ансамбля гиперболических объектов (со скоростью V «на бесконечности»), на расстоянии R от Солнца, дается выражением (1.27)

$$n(V, R) = n_{\infty} \sqrt{1 + GM_{\odot} / RV^2}, \quad (1.27)$$

где n_{∞} - плотность ансамбля вдали от Солнца, G - постоянная тяготения, M_{\odot} - масса Солнца. Эта и другие имеющиеся на сегодня оценки и гипотезы носят предварительный, иногда спорный характер [145-148]. Ни одна из гипотез не получила широкого признания. Обилие гипотез свидетельствует о явном неблагополучии в кометной космогонии [142].

Рост числа регистрируемых гиперболических орбит с увеличением количества данных может быть либо реальным, либо являться результатом накопления ошибочных данных. Анализ механизмов образования гиперболических орбит в Солнечной системе показывает, что их число не может превышать несколько процентов. Чем меньше масса метеороидов ($M \ll 1$ г), тем больше существует механизмов (световое давление и другие негравитационные эффекты, возмущения Солнца и Луны в сфере земного притяжения), которые могут трансформировать их орбиты в гипер-

болические, но такие тела труднее обнаруживать.

По оценкам Всехсвятского [149-150] межзвездные метеоры должны наблюдаться практически ежедневно. В этом случае метеороиды с $e \gg 1$ должны присутствовать среди наблюдаемых тел. Поиск межзвездных метеоров с высокими эксцентриситетами поддержан Крамером, Смирновым, Хайдуковой [151-153]. По другим оценкам наоборот, эксцентриситеты гравитационно сфокусированных межзвездных орбит должны быть сконцентрированы к единице или часть межзвездных орбит может быть почти параболическими, например, Маркина, Скобликова, Белькович, Потапов, Казанцев [154-157]. Орбиты, которые стали гиперболическими из-за возмущений от сближений с планетами, ожидаются имеющими также эксцентриситеты $e \sim 1$. Возможным механизмом происхождения гиперболических метеороидов с $V_h > 57$ км/с является столкновение двух астероидов [158-159]. Отметим механизм гравитационной рогатки Wiegert [160], распад кометоида при приближении метеороидного потока к Солнцу [161]. Космические открытия, такие как вулканы на Ио и другие, качественно подтвердили гипотезу Всехсвятского [149-150] о возможности происхождения гиперболических метеороидов из-за вулканической эруптивности как на спутниках планет, так и в Галактике. Имеющиеся данные по звезде Геминге указывают на возможную связь между веществом, выброшенным во время взрыва этой сверхновой и открытыми микрометеороидными потоками Аресибо-частиц [34] и Улис-частиц [72, 163]. Пылевые эксперименты на борту Улиса и других космических кораблей зарегистрировали значительный поток β -метеороидов с межзвездными гиперболическими орбитами в интервале масс $10^{-16} - 10^{-8}$ г [164]. Метеорные исследования гиперболических метеороидов на радиолокационной системе Аресибо в 1997 году относятся к массовому пределу $10^{-11} - 10^{-6}$ г. Радиолокационная система AMOR, ранее действующая ежедневно в Южной полусфере, предоставила возможность изучать характеристики групп частиц с массами $\geq 10^{-7}$ г, как предполагается, пришедших из бесконечности внутрь Солнечной системы [165]. На радаре AMOR [85] регистрировались эхо от метеороидов, вторгающихся в атмосферу Земли и из этих измерений определялись элементы гелиоцентрической орбиты метеорного тела до столкновения. Переход от наблюдаемых распределений в атмосфере Земли к ис-

тинным в космосе для масс до 10^{-7} г (с размером ~ 20 -микрон) происходил через сложную процедуру коррекции [76, 165].

Процентное содержание исследуемых гиперболических орбит демонстрирует зависимость от точности измерений и вычислений. Оказывается, что в точных фотографических данных гипербол – 1-2% , в менее точных фотографических данных – до 10% [166-167], так же как в радиометеорных каталогах, иногда от 2 до 24% [6,168-171]. Гиперболические орбиты есть и в телевизионных метеорных каталогах: почти 15% в японском каталоге и 12% в канадском каталоге [151,172]. Канадскими исследователями, кроме регистрации орбит метеорным радаром SMOR, проводятся оптические наблюдения. Эпик считал, что знаменитый метеорит Пултуск – единственное тело с уверенно определенной гиперболической скоростью. Сейчас орбита Пултуск принимается эллиптической. Несколько каталогов гиперболических метеороидов были опубликованы. Среди них каталог Всехсвятского, состоящий из 78 орбит [149], каталог Симакиной, состоящий из 38 гиперболических орбит [173], одесский каталог транспланетных радиантов 737 гиперболических метеоров [174]. Также уместно упомянуть о гиперболических кометах в каталоге Марседена и других [175-177].

Радарные наблюдения уступают лучшим фотографическим наблюдениям в точности измерения, но превосходят их значительно по статистической обеспеченности результатов, и позволяют регистрировать более слабые метеоры. Увеличение относительного числа гиперболических орбит в радиокаталогах по сравнению с фотографическими может быть следствием не только больших погрешностей измерений, но и более благоприятных условий для регистрации метеорных тел с гиперболическими орбитами, а также исходя из их физической природы [178]. Вместе с тем верхняя граница возможности пронаблюдать реальные гиперболические орбиты при радиоизмерениях не может превышать технические возможности РТС и теоретические оценки вероятности встречи Земли с такими орбитами.

От исследователей пылевой составляющей Солнечной системы уже не один десяток лет наука ждет ответа на два принципиальных вопроса.

1) Есть ли среди сотен тысяч зарегистрированных разными методами и различными

исследователями малых объектов хотя бы один, орбита движения которого имеет эксцентриситет $e > 1$ (то есть орбита имеет форму гиперболы), или все они имеют эллиптические орбиты с $e < 1$, а полученные значения $e > 1$ объясняются погрешностями измерений?

2) Если, все-таки, существуют тела с гиперболическими орбитами, то являются ли они межзвездными (то есть пришельцами из других звездных систем или галактик) или они были членами Солнечной системы и двигались по обычным эллиптическим орбитам с эксцентриситетами близкими к 1 (но меньшими 1), но под воздействием каких-то возмущений изменили орбиту на гиперболическую?

Чтобы даже не ответить на эти вопросы, а только приблизиться к ответам, нужно, во-первых, оценить требуемую точность измерений, во-вторых, сформулировать критерии отбора таких тел из всех тех, что были зарегистрированы и, в-третьих, провести поиск с учетом селективности наблюдений в атмосфере Земли.

Выводы к разделу 1

Дистанционные наземные радиолокационные исследования являются важным звеном, имеющим свою особую нишу, в совокупности всех средств и методов изучения атмосферы Земли. Они обладают рядом преимуществ перед другими средствами и методами, такими как способность обеспечивать высокую статистику данных, независимость от погоды, времени суток и времени года. Недостаток в отношении более низкой точности по сравнению с фотографическими средствами и методами компенсируется более высокой статистикой и специальной организацией наблюдений и обработки данных.

Вопрос о точности радиометода определения орбит метеорных тел тесно связан с проблемой гиперболических метеоров, так что органично их одновременное рассмотрение.

В работе ставится задача оценки точности харьковских измерений орбит и скоростей метеорных тел метеорной автоматизированной радиолокационной системой МАРС.

Имея больше данных, можно изучать распределение гиперболических орбит, даже если каждая орбита не очень точная. Накопленные к настоящему времени на-

блюдательные данные по телам с гиперболическими орбитами неоднородны и недостаточно обширны, чтобы сделать какие-то значимые окончательные выводы. Харьковские данные по гиперболическим орбитам 1972-1978 годов одни из первых в мире предоставили высокую статистику по таким орбитам, дающую возможность проводить исследования по вопросу их реальности в структуре метеорного комплекса высокоэксцентричных орбит Солнечной системы.

РАЗДЕЛ 2 ХАРЬКОВСКИЕ МЕТЕОРНЫЕ РАДИОЛОКАЦИОННЫЕ ДАННЫЕ ПО ВЫСОКОЭКСЦЕНТРИЧНЫМ ОРБИТАМ

Критерием истинности той или иной теории всегда был эксперимент. Харьковские метеорные данные 1972-1978 гг., как уже отмечалось выше, являются результатом тщательно продуманного и выполненного на самом высоком уровне наблюдательного эксперимента по наземному дистанционному зондированию атмосферы. При проведении радионаблюдений слабых метеоров в Харькове особое внимание уделялось регулярности и непрерывности наблюдений и постоянству чувствительности аппаратуры. График наблюдений был составлен таким образом, чтобы циклы наблюдений были распределены более-менее равномерно в течение года. Например, в течение 1975г. было проведено 29 циклов наблюдений продолжительностью от 5-8 суток до 20 и более, в результате чего определены орбиты свыше 54 тыс. метеорных тел. При этом наблюдения проводились как в периоды действия известных метеорных потоков, так и в их отсутствие, т.е. изучался спорадический метеорный фон. Как показали результаты наблюдений, при исследовании слабых метеоров метеорные потоки, за небольшим исключением (Геминиды, Квадрантиды...), почти не проявляются на спорадическом фоне, который является преобладающим. Поэтому получаемые распределения метеоров практически не подвержены влиянию метеорных потоков и характеризуют в основном спорадические метеоры. В 1972-1978 гг. метеорной автоматизированной метеорной радиолокационной системой МАРС (ХНУРЭ, Харьков), было зарегистрировано около 250 тысяч индивидуальных радиантов, скоростей и орбит мелких метеорных тел. Предельно регистрируемая звездная величина Харьковской радиолокационной наблюдательной программы в 1970-х была "плюс" двенадцатой звездной величины $+12^M$ (слабые метеоры).

Для создания нашей экспериментальной модели мы используем метеороидные орбитальные данные, полученные классическим радиолокационным методом (возвратного рассеяния) на метеорных высотах 70-120 км (аналитическое определение по наблюдательным данным МАРС демонстрирует интервал высот 69-121 км [8]). Метеорные радиолокационные наблюдения являются косвенными, так как свойства наблюдаемого объекта (метеора или метеороида) восстанавливаются по измеренным

характеристикам отраженного им сигнала. В общем случае косвенного измерения необходимо иметь математическую модель способа измерения и знать ошибки наблюдений для решения обратной задачи.

2.1 Параметры орбитальных радаров MAPC, CMOR, AMOR, AreciboMR

В таблице 2.1 приведены параметры орбитальных радаров для сравнения MAPC с другими наиболее известными в мире метеорными орбитальными радаром с большой статистикой данных CMOR (Canadian Meteor Orbit Radar, Канада), AMOR (Advanced Meteor Orbit Radar Facility, Новая Зеландия), Arecibo MR (Arecibo Meteor Radar, Пуэрто-Рико). В настоящее время самым продуктивным (зарегистрировано более 3 млн. орбит) и активно действующим является канадский метеорный орбитальный радар CMOR [179], являющийся воплощением SKYiMET технологий [180] (таблица 2.1). Технологии радаров с широкой апертурой HPLA, типа AreciboMR, продолжают успешно развиваться в направлении определения гелиоцентрических орбит метеороидов в атмосфере Земли [181-182]. Два совсем новых современных многофункциональных радара MAARSY (Middle Atmosphere Alomar Radar System) и SAAMER (Southern Argentina Agile Meteor Radar) имеют в своих программах опцию наблюдений по регистрации скоростей, радиантов и орбит [180-181]. Ранее проводившиеся наблюдения орбит на MAPC, AMOR, AreciboMR имеют важное значение и как предшествующий опыт, и как самостоятельный источник информации по многочисленным зарегистрированным орбитам. Имеется сложность стыковки и сопоставления данных, полученных на разной аппаратуре и из-за не идентичных реализаций даже одного и того же применяемого метода.

Метеорный радар MAPC 1970-х годов (как современные SKYiMET радары и AMOR) был многофункциональной системой и предоставлял возможность углубленных исследований метеоров, в том числе геофизических, астрономических и других [1]. Регистрируемые параметры определялись автоматически с выдачей результатов на печать.

Таблица 2.1 Параметры орбитальных радаров MAPC, CMOR, AMOR, Arecibo MR

Имя радара	MAPC [1]	CMOR [33]	AMOR [32]	Arecibo MR [34]
Страна	Украина	Канада	Новая Зеландия	Пуэрто-Рико
Тип радара по рассеиванию	Обратного рассеивания	SKYiMET	Обратного рассеивания	HPLA Некогерентный
Диапазон Δf	VHF	HF/VHF	HF/VHF	UHF
Поле обзора	узкое	все небо	узкое	узкое
Метод	Зеркальное отражение			Незеркальное отражение
	Импульсно-дифракционный			
	Модифицированный			
Частота f	31,1 МГц	29,85 МГц	26,2 МГц	430 МГц
Город вблизи дислокации	Харьков	Тависток, Онтарио	Крайстчерч	Аресибо
Широта сайта	49, ⁰ 417 N	49, ⁰ 264 N	43, ⁰ 6 N	18, ⁰ 344 N
Долгота сайта	36, ⁰ 867 E	80, ⁰ 772 W	172, ⁰ 6 E	66, ⁰ 753 W
Период наблюдений	1972 - 1978	2002 - 2004	1995-1999	1997 - 1999, 2002
Регистрация	Эхо Френеля	Time of Flight	Time of Flight	голове эхо
Запись на	бумагу	компьютер	компьютер	компьютер
Хранение	Эл. форма	Эл. форма	Эл. форма	Эл. форма
Число орбит	~250 000	>1 000 000	~500 000	~50 000
Зв. величина	12 ^M	8 ^M	(8-13) ^M	
Размер, мкм		>100	~40	<20-100
% гипербол	1-3%	1-10%	1-3%	~2%
σV_h	2 км/с	~5 %	~5 %	
$\sigma e; \sigma E_a$	0,2; 2 ⁰ ,7		~5 %; 2%	

Определялись в реальном масштабе времени такие параметры радиометеоров, метеорных тел и атмосферы: время появления и наклонная дальность, угловые координаты и высота отражающей области метеорных следов, скорость, координаты радиантов и элементы орбит метеорных тел, распределения радиометеоров по амплитуде и длительность, распределение метеорных тел по массе, радиальная составляющая скорости ветра в метеорной зоне атмосферы, коэффициент амбиполярной диффузии. Имелась дополнительная возможность исследовать начальный радиус метеорного следа, оценивать распределение ионизации вдоль следа, величину торможения метеорного тела в атмосфере и проводить другие исследования в полуав-

томатическом режиме.

2.2 Краткий экскурс в историю МАРС и харьковских исследований

В этой работе мы использовали данные, полученные МАРС в 1972-1978 (таблица 2.1) и некоторые прошлые результаты исследований [185-189, 49, 35]

Первый метеорный радар (метеорная радиолокационная система) в Харькове начал функционировать в 1957 году (с длиной волны $\lambda = 8$ м, предельной звездной величиной наблюдаемых метеоров m_0 до $+7^M$), с общим количеством зарегистрированных на нем индивидуальных орбит $N = 12500$ в течение 1959-1963) [49]. Радар был модифицирован несколько раз. Свое имя «МАРС» харьковский метеорный радар получил в 1968 (МАРС I: $\lambda=13.6$ м, m_0 до $+12^M$ $N \approx 90,000$ в течение 1967-1971). В этой работе были использованы данные еще более усовершенствованного радара МАРС (МАРС II: $\lambda=9.6$ м, m_0 до $+12^M$, $N \sim 250,000$ за период 1972-1978) (рис.2.1-2.2, таблица 2.1-2.3) и некоторые результаты исследований прошлых лет. МАРС II [1] этого периода был разработан в Харьковском институте радиоэлектроники, в настоящее время Харьковский национальный университет радиоэлектроники. "Венцом радиолокационной техники явилась созданная в Харьковском институте радиоэлектроники под руководством Б. Л. Кашеева автоматическая система, в которой на выходе радиолокатора стоит ЭВМ, которая за 5 с момента пролета метеора вычисляет его орбиту в Солнечной системе, а за 5 мин – скорость и направление дрейфа следа" (Бронштэн В.А., 1987) [189].

2.3 Метеорная автоматизированная радиолокационная система МАРС

Мощная мегаваттная радиолокационная система (МАРС) обеспечивала высокую эффективную чувствительность с предельной регистрируемой звездной величиной метеоров до $+12^M$. Понятие эффективной чувствительности было введено для МАРС в предположении, что все регистрируемые метеорные следы ненасыщенные (с электронной линейной плотностью $\sim 10^{11}$ е m^{-1}) и идеализированы (например, без влияния ветрового смещения), т.е. такие, к которым применима простейшая физическая теория для слабых метеоров [35, 38]. Эффективная чувствительность метеорной радиолокационной системы определялась ее энергетическим потенциалом, т.е.

мощностью передатчика, чувствительностью приемника и коэффициентом усиления антенн, а также значением рабочей частоты. Основные антенны МАРС (раздельные передающая и принимающая, разнесенные на 260 м) были уголкового типа длиной около 200 м и шириной и высотой около 30 м [1]. Излучатели – 20 синфазных биконических вибраторов, расположенных внутри уголкового рефлектора с углом раствора 60° .

Номинальные параметры MARS II 1972-1978 приведены в таблице 2.2 в дополнение к таблице 2.1.

Таблица 2.2. Номинальные параметры МАРС II [1, 186]

Рабочая частота / длина волны	31.1 МГц/9.6 м
Мощность передатчика в импульсе (PEP)	до 1 МВт
Частота повторения импульсов (PRF)	500 Гц
Длительность импульсов	30 мкс
Тип антенны (основные антенны)	Уголкового
Коэффициент Усиления антенн (основные/выносные)	~250/16
Направление, высота, ширина и высота	восток, 45° , 5° и 30°
Минимально различимый сигнал приемника	5 μV (соотн. сигнал/шум = 2)
Тип регистрируемых метеорных следов	недоуплотненные $\sim 10^{11} \text{ e m}^{-1}$
Минимально регистрируемая масса	$\sim 10^{-6} \text{ g}$

Такая система формирует диаграмму направленности 5° в горизонтальной плоскости и 30° в вертикальной. Максимум излучения под углом 45° к горизонту. Отражатель был сформирован двумя сетками, которые были натянуты под разными углами 15° и 75° к горизонту. Их длина была 193 м в горизонтальной плоскости, их ширина и высота составляли 27 м в вертикальной плоскости. С помощью уголкового отражателя формируется диаграмма направленности антенн в вертикальной плоскости. Уровень задних и боковых лепестков диаграммы направленности менее – 20 дБ (таблица 2.2). В качестве приемных антенн в вынесенных пунктах применены двойные горизонтальные ромбы. Для ретрансляции сигналов из выносных пунктов R_1 и R_2 в основной R_0 используются пятиэлементные антенны типа "волновой канал". Взаимное расположение передатчика T и приемников R_i , $i=0, 1, 2$ мы можем

видеть на Рис. 2.1. Показана геометрия направления излучения TE_{45} (направление на восток $A_E = 270^0$, угол возвышения луча $\angle ETE_{45} = 45^0$) перпендикулярно к метеорному следу. Плоскость, в которой расположен луч, перпендикулярна к плоскости наблюдаемого горизонта. Метеорные скорости и радианты определялись с использованием импульсно-дифракционного метода Дэвиса (см.рис.2.2), подробное описание которого было дано неоднократно [89, 36, 49, 35].

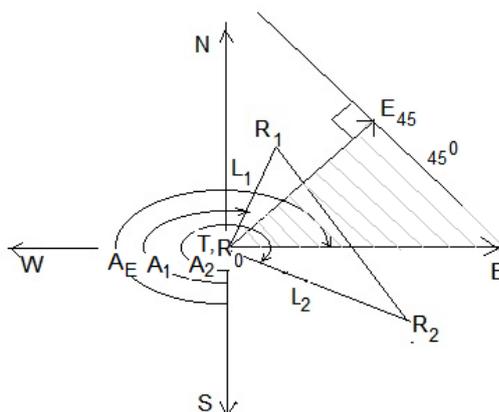


Рис 2.1. Ориентация передатчика T и приемников $R_i (L_i, A_i)$, $i=0,1,2$ в плоскости горизонта (плоскость наблюдаемого горизонта $SWNE$, S – направление на юг), где A_i – астрономические азимуты ($A_0 = 0, A_1 = 214^0, A_2 = 290^0$), L_i – длины баз ($L_0 = 0, L_1 = 4,32 \text{ km}, L_2 = 8,42 \text{ km}$)

2.4 Алгоритм определения скорости и координат радианта радиометеоров

На Рис.2.2 изображена схематически геометрия дифракции Френеля (а) и метод временной задержки (б) для определения скалярных скоростей и радиантов спорадических метеоров, которые были зарегистрированы на МАРС. Для определения скоростей используется метод колебаний Френеля с огибающей ABX (амплитудно-временной характеристики - $ABCD \dots$) отраженных сигналов от метеоров для идеализированных ненасыщенных следов при зеркальном отражении.

Измерения наклонной дальности до отражающей точки следа R_0 , положения экстремумов ($A, B, C, D \dots$) и значения временных задержек вместе с расчетом скоростей и орбит проводились в полностью автоматическом режиме [1-2]. Исходными данными для расчета являются зарегистрированное время появления метеора t , временные задержки τ_1, τ_2 между измеренными эхо на основном приемнике Receiv-

er 0 и двумя выносными пунктами (Рис 2.1-2.2): Receiver 1 (длина базы 4.2 км, астрономический азимут 214^0) и Receiver 2 (длина базы 8.4 км, астрономический азимут 290^0), и средняя наблюдаемая скорость метеороидов $V = F(V_i)$, взятая средней с весовыми коэффициентами, где V_i – наблюдаемая скорость ($i=1, 2, 3$ для каждого приемника Receiver k , $k = 0, 1, 2$ соответственно).

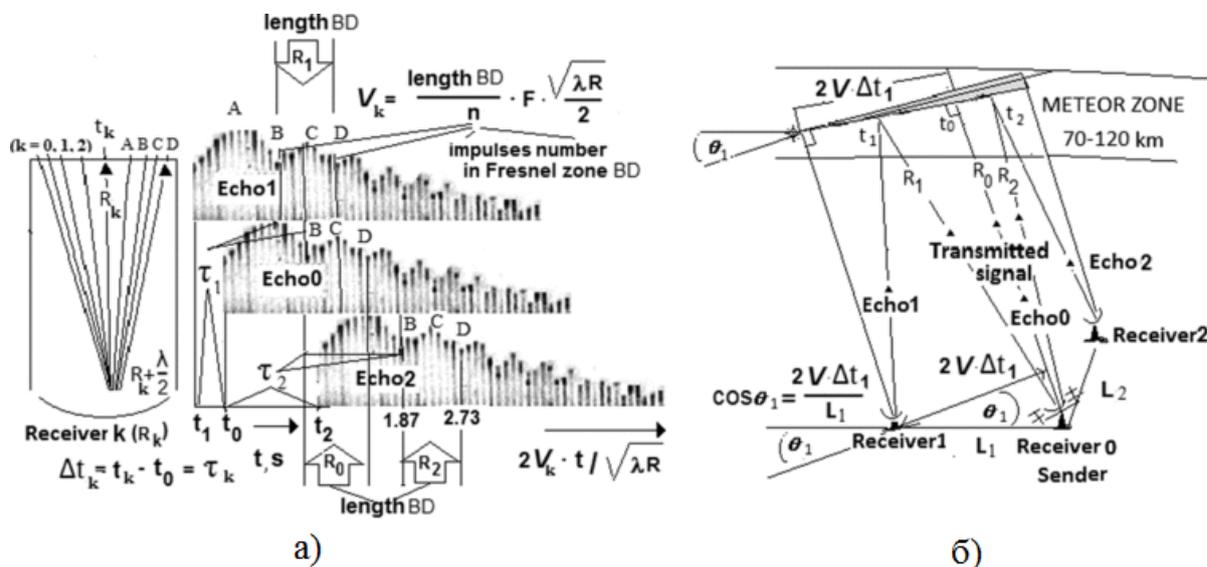


Рис.2.2 Геометрия дифракции Френеля (а) и методов временной задержки (б) для определения скалярных скоростей и радиантов метеоров МАРС

Средняя скорость каждого метеора была вычислена в реальном времени с помощью расчетной техники Дьякова [2]. В основу методики Дьякова была положена расчетная техника Нильсона, примененная Нильсоном без какого-либо методологического обоснования при обработке данных при непрерывно-волновом методе исследований [190] по приближению экспериментальных экстремумов ("turning point") к теоретической кривой дифракции по методу наименьших квадратов. Оптимальность методики Дьякова, примененной для автоматизации наблюдений в Харькове, следует из сделанного предположения о законе распределения ошибки в определении значений аргумента для экстремальных точек АВХ. В [2] мы можем найти доказательство, полученное методом компьютерного моделирования, которое демонстрирует, что закон распределения среднеквадратичной ошибки при определении размера зон Френеля в соответствии с предложенной методикой является симметричным с нулевым математическим ожиданием. Алгоритм основан на приближении ме-

тодом максимального правдоподобия величин аргумента t_i (или дискретного времени n_i , i – номер какого-либо экстремума), которые выводятся из экспериментального к величинам приведенного аргумента x_i (обнаруженного численным решением интеграла дифракции I). Закон амплитудной модуляции отраженного сигнала описывается интегралом дифракции I (2.1).

$$I = \left(\frac{C^2 + S^2}{2} \right)^{1/2}, \quad (2.1)$$

$$\text{где } C = \int_{-\infty}^{x_0} e^{-D_{am}(x-x_0)} \cdot \sin \frac{\pi}{2} \cdot x^2 dx, \quad S = \int_{-\infty}^{x_0} e^{-D_{am}(x-x_0)} \cdot \cos \frac{\pi}{2} \cdot x^2 dx,$$

$$t = \frac{x \cdot \sqrt{R \cdot \lambda}}{2 \cdot V}, \quad (2.2)$$

где t – время, x – приведенное расстояние, V – скорость метеороида, λ – длина волны передатчика, R – наклонная дальность, D_{am} – параметр, учитывающий амбиполярную диффузию.

Для примера, длина зоны ВД в (2.3)

$$x = F \left(\frac{2}{\sqrt{R \cdot \lambda}} \right) \quad (2.3)$$

равняется ~ 0.86 в соответствии с [89], рис. 2.2а. Для решения математической задачи используется аппарат для приближения функций полиномами, ортогональными на множестве точек. Выборка значений t_i представляется в виде рекуррентного соотношения

$$t_i = t_0 + \Delta t_{10} \cdot \frac{\Delta t_{i0}}{\Delta t_{10}}, \quad (2.4)$$

где: t_0 – начало отсчета, $\Delta t_{i0} = t_i - t_0$. Обобщая формулу (2.2) [2] получаем (2.5)

$$V_{i,j} = \frac{x_{i,j} \cdot \sqrt{R \cdot \lambda}}{2 \cdot \Delta t_{i,j}}, \quad (2.5)$$

где: i, j – соответствующие номера экстремумов огибающей и сделана замена (2.6)

$$\frac{\Delta t_{i0}}{\Delta t_{10}} = \frac{\Delta x_{i0}}{\Delta x_{10}}. \quad (2.6)$$

Когда мы поставим обозначение $\frac{\Delta t_{i0}}{\Delta t_{10}} = \delta_{i0}$, m – множество точек на оси аргу-

мента (количество зарегистрированных экстремумов), то мы получаем решение системы нормальных уравнений для коэффициентов полинома аппроксимации (2.7-2.8):

$$t_0 = \frac{\sum_{i=1}^m t_i - \Delta t_{10} \cdot \sum_{i=1}^m \delta_{i0}}{m}, \quad (2.7)$$

$$\Delta t_{10} = \frac{m \cdot \sum_{i=1}^m t_i \cdot \delta_{i0} - \sum_{i=1}^m t_i \cdot \sum_{i=1}^m \delta_{i0}}{m \cdot \sum_{i=1}^m (\delta_{i0})^2 - \left(\sum_{i=1}^m \delta_{i0} \right)^2}. \quad (2.8)$$

Исходя из того, что правая часть уравнения (2.6) может быть рассчитана, полученную выборку можно аппроксимировать полиномом первой степени. Коэффициенты этого полинома находятся по методу наименьших квадратов в предположении, что закон распределения ошибки в определении t_i симметричный. Значение Δt_{10} используется для расчета скорости метеороидов с применением всей имеющейся информации о колебаниях Френеля и с минимальной среднеквадратической ошибкой. Величина t_0 используется для расчета временных сдвигов между отражениями на выходах различных приемников при определении координат радиантов индивидуальных метеоров по методу Дэвиса [37] (рис.2.2б). Поскольку начало отсчета выбрано произвольно, то в качестве t_0 можно было взять любой экстремум. Известно, что включая в расчет главный максимум амплитудно-временной характеристики, мы вносим в величину скорости значительную ошибку, обусловленную амбиполярной диффузией. Эта ошибка по методике [35] может быть скорректирована после определения величины амбиполярной диффузии D_{am} . Однако работы [191] показали, что определение величины D_{am} по спаду огибающей весьма неточно (погрешность единичного измерения оценивается как $0,4 \div 0,5 \ln D_{am}$), так что такая коррекция не дает результата. Принимая в качестве t_0 первый минимум огибающей, можно исключить указанные выше значительные ошибки [192, 193]. Показано, что эффект диффузии и начального радиуса на погрешности, полученной скорости сводится к минимуму, если для определения скорости не пользоваться первым максимумом оги-

бающей. Таким образом, первый максимум дифракционной картины не применяется в описанном методе. Это важное условие. В качестве начала отсчета можно свободно использовать любой другой. Для выбора обобщенного параметра амбиполярной диффузии D_{am} были сделаны следующие рекомендации. Предложено брать первый минимум огибающей в качестве начального, что значительно минимизирует эффект влияния амбиполярной диффузии. Если обобщенный параметр D_{am} не известен для данного типа оборудования, тогда для аналитического расчета δ_{io} берется значение обобщенного параметра $D_{am} = 0.3$. Были исключены из рассмотрения такие эхо Френеля, которые искажены турбулентным ветром, вспышками, дроблением и если они не были насыщены. Окончательное значение средней скорости для всех приемников рассчитывается как среднее взвешенное (2.9).

$$V = \frac{\sum_{k=1}^3 \xi_k \cdot V_k}{\zeta_k}, \quad (2.9)$$

где ζ_k – весовой коэффициент эквивалентный m , k – порядковый номер приемника.

По методу Дэвиса, если длины баз гораздо меньше, чем расстояние до точки зеркального отражения на следе, углы между базовыми линиями и следом θ_k , $k = 1, 2$ (рис. 2.1) могут быть выведены из системы уравнений (2.10). Используя (2.10) мы можем определить горизонтальные координаты метеорного радианта (азимут A и зенитное расстояние Z) (φ_k – углы между базами и направлением на север, $k=1, 2$).

$$\cos \theta_k = 2 \cdot V \cdot \tau_k / L_k = -\sin Z \cdot \cos(A - \varphi_k), \quad k=1,2. \quad (2.10)$$

Зная момент регистрации метеора, наблюдаемую скорость метеороида и координаты его радианта на небесной сфере Земли в горизонтальной системе координат можно рассчитать скорость и орбиту метеорного тела в Солнечной системе [44, 89, 103].

2.5 Элементы орбит тел Солнечной системы

Основной задачей небесной механики является «изучение движения материальной системы, состоящей из конечного числа свободных материальных точек, об-

ладающих постоянными массами и движущихся в абсолютно пустом пространстве под действием сил взаимных притяжений, определяемых законом всемирного тяготения Ньютона» [194]. Невозмущенное движение определяется тремя законами Кеплера.

Согласно закону притяжения Ньютона (который считается одним из основных законов природы) всякие две материальные частицы взаимно притягиваются с силой F прямо пропорциональной их массам m_1, m_2 и обратно пропорциональной квадрату расстояния между ними (f – коэффициент пропорциональности, например, гравитационная постоянная):

$$F = f \cdot \frac{m_1 \cdot m_2}{r^2}, \quad (2.11)$$

Материальная частица – это, как понятие физическое, весьма малое количество какого-либо вещества в любом физическом состоянии: газообразном, жидком или твердом, занимающее весьма малый объем. Материальная точка в механическом понимании – это геометрическая точка пространства, т.е. объект, не имеющий измерений, но обладающий конечной массой. Первоначально закон Ньютона относился к материальным частицам, но в дальнейшем он был распространен на все тела непрерывной протяженности (состоящие из неограниченного числа материальных частиц). Было доказано, что два тела, обладающие любой формой и произвольным внутренним строением, взаимно притягиваются с силой, почти обратно пропорциональной квадрату расстояния между их центрами масс, если линейные размеры тел малы по сравнению с этим расстоянием. Отдельно было доказано, что два шара, обладающие сферической структурой, взаимно притягиваются с силой пропорциональной их массам и обратно пропорциональной квадрату расстояния между их центрами. Звезды, планеты и их спутники имеют форму близкую к шарообразной и расстояния между этими небесными телами весьма велики. С достаточным основанием считается, что такие небесные тела взаимно притягиваются друг к другу так же, как притягивались бы материальные точки, помещенные в центрах инерции этих тел и обладающие их массами.

В общем решении системы дифференциальных уравнений (общий интеграл)

невозмущенного кеплеровского движения содержится необходимое число (шесть) произвольных постоянных (элементов орбиты), определяемых произвольно задаваемыми начальными значениями координат и составляющими скорости движущейся планеты [103,194, 195]. Некоторые характерные точки орбит небесных светил имеют собственные названия: перигелий – ближайшая к Солнцу точка орбиты небесного тела, движущегося вокруг Солнца; афелий – наиболее удаленная от Солнца точка эллиптической орбиты. Шесть элементов кеплеровой орбиты планеты можно разделить на три группы. Элементы первой и второй групп это чисто геометрические величины, связанные с двумя основными векторами – вектором момента количества движения и вектором Лапласа (совпадающим с линией апсид). При этом элементы первой группы определяют направления этих векторов, а элементы второй группы связаны с их модулями. Так как элемент третьей группы τ – время, прохождения через перигелий, связан с движением по орбите, т.е. с динамикой движения, то он иногда называется динамическим элементом. Вместо времени τ используются и другие, зависящие от него величины, например, истинная аномалия U в начальный момент (или, как принято в астрономии, истинная аномалию эпохи). Истинная аномалия U – угол между направлением на точку (планету) и направлением на перицентр (перигелий) (рис.2.3а). Угол отсчитывается от перигелия в положительном направлении (против часовой стрелки) от 0 до 360^0 или до $\pm 180^0$.

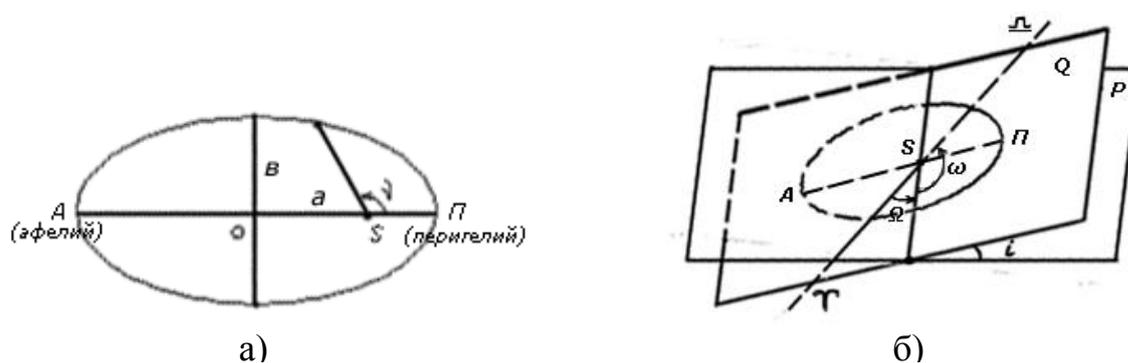


Рис. 2.3 Орбита небесного тела (а), ориентация орбиты небесного тела (б)

1) Форма и размеры орбиты определяются большой полуосью орбиты ($a = OP$) и эксцентриситетом орбиты e (2.12).

$$e = \frac{OS}{a}, \quad (2.12)$$

где OS - функция полуосей орбиты b и a . Для эллиптической орбиты значение e заключается в пределах $0 \leq e < 1$ (классификация типов орбит: п.1.3, вид: рис.1.7).

2) Ориентация орбиты в пространстве определяется относительно некоторой плоскости, принятой за основную (рис.2.3б). Для планет, комет и других тел Солнечной системы такой плоскостью служит плоскость эклиптики. Положение плоскости орбиты задается двумя элементами орбиты: долготой восходящего узла Ω и наклоном орбиты i ($0^\circ \leq i \leq 180^\circ$). Долгота восходящего узла Ω – это угол между линией пересечения плоскостей орбиты и эклиптики и направлением на точку Овна Υ ($0^\circ \leq \Omega \leq 360^\circ$). Угол отсчитывается вдоль эклиптики от точки весеннего равноденствия по часовой стрелке до восходящего узла орбиты Ω , т.е. той точки, в которой тело пересекает эклиптику, переходя из южной полусферы в северную. Противоположная точка называется нисходящим узлом, а линия, соединяющая узлы – линией узлов. Q – плоскость орбиты планеты. P – плоскость эклиптики.

3) Положение орбиты в плоскости Q определяется аргументом перигелия ω , представляющим собой угловое расстояние перигелия орбиты от восходящего узла $\omega = \Omega\Pi$ (рис.2.3б).

2.6 Статистика по метеорным орбитам МАРС

Более 7000 высокоэксцентричных орбит с $e > 0,8$ были найдены в данных МАРС среди всех зарегистрированных в течение 1972-1978 гг. орбит (~250000). В Таблице 2.3 приведена статистика по орбитальным данным МАРС с $e > 0,8$, в частности, использовались выборки орбит 1975 года: гиперболических 1350 и 640, эллиптических 533; 1976 г.: гиперболических 950 и 461.

В данной работе исследуются свойства малых тел Солнечной системы. Известно и указывалось в п.1.1.1, что к малым телам относятся кометы, малые планеты (астероиды), метеороиды и пыль, т.е. твердая компонента, находящаяся в пространстве между восьмью главными планетами: Меркурием, Венерой, Землей, Марсом, Юпитером, Нептуном, Ураном [69,196-200]. Твердая межпланетная составляющая Солнечной системы может быть представлена как комплекс орбит с находящимся на каждой орбите объектом. Таким образом, можно говорить о кометном, астероид-

ном и метеорном комплексах орбит Солнечной системы.

Таблица 2.3 Статистика по орбитам МАРС

Эксцентриситет	Количество орбит	Большая полуось
$0,8 < e < 7$	7911	$a > 0, a < 0$
$e > 5$	28	$a < 0$
$7 > e > 5$	15	$a < 0$
$2 > e > 1$	2300	$a < 0$
$1,1 > e > 1$	1102	$a < 0$
$0,9 < e < 1$	5300	$0,4956 < a < 1100$
$0,972 < e < 1,00$	259	$38,0 < a < 1100$

Проанализируем характеристики и структуру комплекса орбит метеорных тел Солнечной системы (иными словами, метеорного комплекса орбит Солнечной системы) вблизи орбиты Земли с учетом того, с какой частью Солнечной системы (внутренней или внешней) и каким образом связана конкретная метеорная орбита. Здесь отметим особенность регистрации наземными наблюдателями орбит метеоров: сгоревшая метеорная частица, орбита которой определена из наблюдений, никогда больше по этой орбите двигаться не будет. Поэтому, нужно сделать оговорку, что метеорные наземные исследования дают сведения о мгновенном настоящем метеорных тел и их орбит, которое за доли секунд переходит в безвозвратное прошлое. Тем не менее, конкретное наблюдение частицы в атмосфере Земли или *in situ* (т.е. конкретная регистрация метеорной орбиты) дает возможность прогнозировать будущее, но уже других частиц (или даже ансамбля частиц, которые могут иметь сходную орбиту или практически такую же), исходя из предположения, что в каждой метеорной орбите заключены свойства общей закономерности распределения и динамики метеорного вещества Солнечной системы. При таком подходе важна высокая статистическая обеспеченность наблюдений, которая относится к достоинствам и преимуществам радиометода исследования метеоров.

С точки зрения статистической обеспеченности данных, чувствительности и длительности периода наблюдения, а также некоторых других свойств астрономических приложений, результаты наблюдений МАРС по-прежнему актуальны сего-

дня [4, 9].

2.7 Анализ учета селективности радиолокационных наблюдений МАРС

В общем случае выборка, получаемая на выходе подсистемы определения параметров орбит зарегистрированных метеорных тел, не является репрезентативной по отношению к вероятностному пространству метеорных тел Солнечной системы. Вследствие этого распределение различных параметров метеоров, характеризующих метеорное вещество в Солнечной системе следует рассматривать с учетом селективности наблюдений.

Наиболее общий и широко применяемый на практике метод учета селективности наблюдений заключается в весовой статистической обработке результатов наблюдений [35, 201-204]. Приписывая каждому метеору вес, равный произведению геометрического и физического факторов замечаемости для данной РЛС, можно перейти от измеренного (или как говорят наблюдаемого) на данной РЛС распределения радиометеоров по различным параметрам к распределению по тем же параметрам, встречаемых Землей метеорных тел с массами, большими некоторой предельной величины (не зависящей от скорости метеорных тел). Для того, чтобы перейти к распределению метеорных тел в межпланетном пространстве, необходимо учесть вероятность встречи с Землей метеорных тел, движущихся по различным орбитам. Величина, обратная этой вероятности называется астрономическим фактором P_3 . Астрономический фактор не зависит от метода наземных наблюдений метеоров и может быть рассчитан по формуле Эпика [205], хотя существуют и другие методики его учета [3-4, 206].

$$P_3 = \frac{\pi \cdot V_g \cdot \sin i}{R_{sc}^2 \cdot V_g^2} \cdot \left(2 - \frac{1}{a} - p\right)^{1/2}. \quad (2.13)$$

Остановимся на том, как учет избирательности производился в Харькове в применении к данным 1972-1978 гг. в нашей работе (рис.2.4). Методика расчета замечаемости слабых радиометеоров применительно к системе МАРС изложена в работе [203]. В отличие от работы [35], эффективная собирающая поверхность метеорной РЛС согласно [203] определялась по известной диаграмме направленности антенны не на горизонтальной поверхности, а в плоскости, перпендикулярной на-

правлению на радиант (в эхо-плоскости). В этом случае при расчете геометрического фактора замечаемости W_1 по формуле (2.14)

$$W_1 = \int_0^{24^h} S_{эф}(\delta, t) \cdot dt, \quad (2.14)$$

в подынтегральном выражении исключена функция $\cos Z$, здесь δ – склонение, Z – зенитное расстояние радианта метеора.

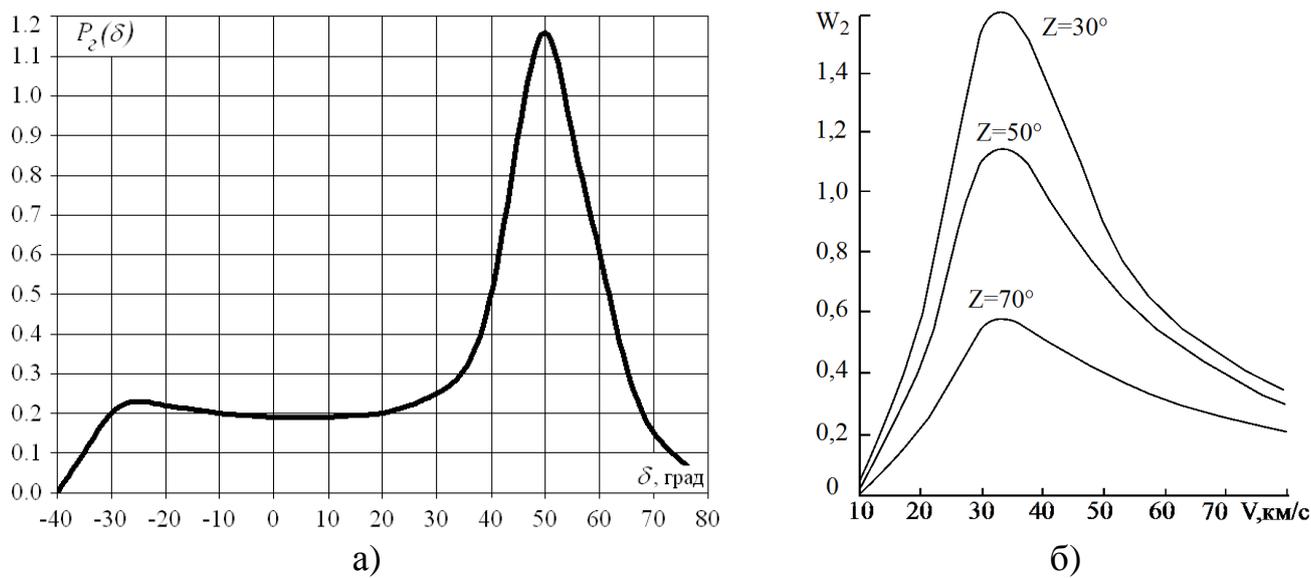


Рис.2.4 Факторы замечаемости (модель Кащеева-Ткаука):

а – геометрический, б – физический

Методика расчета физического фактора замечаемости радиометеоров в радиолокации является достаточно хорошо разработанной, однако сам расчет вызывает определенные трудности, связанные с недостаточно хорошо известными параметрами метеорных тел (например, плотностью тел) и зависимостями физической теории метеоров (многообразие которых обсуждалось в разделе 1 и что отражено на рис 2.5-2.6 согласно [211]).

На рис. 2.4 показана одна из вероятных зависимостей физического фактора замечаемости $W_2(V, Z)$ для системы МАРС (модель Кащеева-Ткачука). При расчете использованы удобные для практического применения аппроксимации основных зависимостей физической теории радиометеоров К.В. Костылева (казанская научная школа) [208]. Были приняты такие значения параметров и функциональные зависимости:

- минимальная регистрируемая эффективная линейная плотность электронов $\alpha_{aa}^{\min} = 10^{11}$ эл/м;
- плотность вещества метеорных тел $\rho_{b=} = 3,42/\text{см}^3$;
- параметр дифференциального распределения метеорных тел по массе $S = 2$;
- коэффициент ионизации $\beta = 1,26 \cdot 10^{-7} \cdot V^{3,5}$;
- коэффициент амбиполярной диффузии $\ln D = 2,3 + 0,11 \cdot (h - 95)$;
- начальный радиус $r_0 = 7 \cdot 10^{-3} \cdot D \cdot V^{0,8}$, где V выражено в км/с, h - км, D - м²/с, r_0 - м.

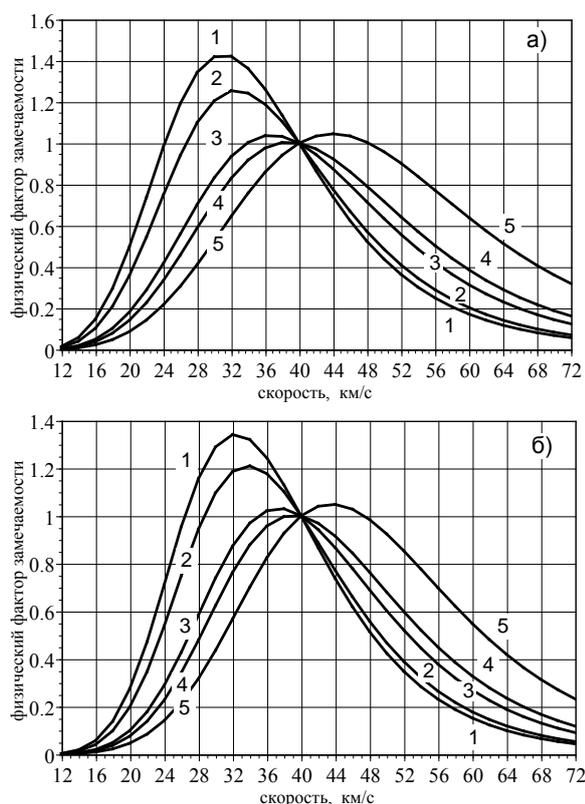


Рис.2.5. [211]: Физический фактор замечаемости для разной эффективной электронной плотности ($2 - \alpha_{эф}^{\min} = 10^{11}$ эл/м)

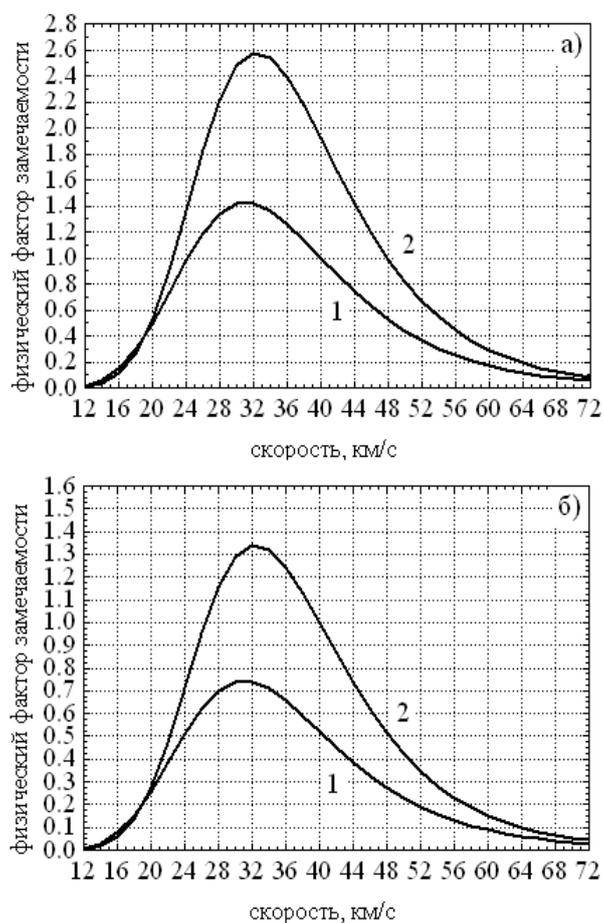


Рис. 2.6 Модели: 1-[35]; 2-[208]

Кривые $W_2(V, Z)$ на рис. 2.4 пронормированы: принято $W_2(V, Z) = 1$ при $V = 40$ км/с и $Z = 50^\circ$. Как видно из рисунка, в случае справедливости приведенных выше соотношений, лучше всего замечаются радиометеоры со скоростями 30 - 40 км/с. Различный характер зависимостей $\beta(V)$ сказывается на крутизне левой части кривой $W_2(V)$, особенно в области $V < 20$ км/с, а зависимости $D(h)$ и $D(h, V)$ опре-

деляют величину спада правой части кривой $W_2(V)$. При необходимости физический фактор замечаемости метеоров может быть рассчитан при иных исходных данных.

Это в первую очередь это относится к зависимостям коэффициента ионизации от скорости метеоров и величины начального радиуса метеорных следов от высоты и скорости [201]. Существенное значение имеет принятая теория испарения метеорных тел и рассеяния радиоволн на метеорных следах. Физический фактор замечаемости определяется выражением (2.15) [35]:

$$W_2 = \frac{1}{l_0} \int_0^{\infty} l(M_0, V_0, Z, \alpha_{эф}^{\min}) \cdot dM, \quad (2.15)$$

где l_0 – некоторая средняя длина метеорных следов; $l(\alpha_{эф}^{\min})$ – длина участка метеорного следа, на котором эффективная линейная электронная концентрация больше $\alpha_{эф}^{\min}$ (минимального значения электронной концентрации, при котором могут быть обнаружены следы данной РЛС в направлении максимального излучения); $n(M_0)$ – дифференциальное распределение масс метеорных тел.

Современное исследование физического фактора замечаемости системы МАРС отражено в работах [4, 207, 209-211]. На рис. 2.6 [211] приведен физический фактор замечаемости, построенный для харьковской [4] и казанской моделей [208], (а) и (б) отличаются способами нормировки: а) нормировка, произведенная на харьковскую модель, б) нормировка, произведенная на казанскую модель. Четкое подобие кривых 1 (для харьковской модели) и 2 (для казанской модели) на рис. 2.6 свидетельствует о том, что при весовой обработке видимых распределений с целью получить истинные, когда в качестве веса используется величина $1/P_\phi$, после нормировки получаются весьма близкие распределения и в одном, и в другом случае. На рис. 2.5. [211] приведен физический фактор замечаемости, который был рассчитан для 5 порогов эффективной электронной плотности, здесь. обозначено: кривые 1 рассчитаны для случая - $\alpha_{эф}^{\min} = 5 \cdot 10^{10}$ эл/м; кривые 2 - $\alpha_{эф}^{\min} = 10^{11}$ эл/м (предельной чувствительности системы МАРС); 3 - $\alpha_{эф}^{\min} = 5 \cdot 10^{11}$ эл/м; 4 - $\alpha_{эф}^{\min} = 10^{12}$ эл/м и зависимости 5 - $\alpha_{эф}^{\min} = 5 \cdot 10^{12}$ эл/м. Полученные оценки физического фактора, графиче-

ки которых приведены на рис. 2.5 качественно хорошо согласуются с кривыми из [35]: лучше всего обнаруживаются метеоры со скоростями $20 \div 40$ км/с, что согласуется с моделью Кашеева-Ткачука также. При уменьшении порога чувствительности РЛС (увеличении значения $\alpha_{эф}^{\min}$) максимум вероятности обнаружения радиометеоров смещается в сторону больших скоростей. Низкая замечаемость медленных метеоров связана с малыми значениями коэффициента ионизации при малых скоростях. В случае быстрых метеоров возрастают начальные радиусы ионизированных метеорных следов, что приводит к уменьшению эффективной электронной концентрации, следовательно, амплитуд сигналов, рассеянных метеорными следами. Видно, что использование харьковской модели [4] или казанской [208] не приводит к качественным изменениям оценок физического фактора, хотя некоторые количественные отличия имеют место, особенно при высокой чувствительности РЛС.

В Харькове также был проведен сравнительный анализ радиолокационных систем высокой эффективной чувствительности по физическим факторам их селективности [211]. Это показано на рис.2.7, где использованы такие обозначения: графики с № 1 соответствуют системе Radioscience laboratory, Stanford University Stanford (RSLSU), США; №2 – системе Advanced Meteor Orbital Radar (AMOR), Новая Зеландия; №3 – системе MAPC, Украина; №4 – системе Harvard Radio Meteor Project (HRMP), США. В расчетах была использована физическая теория метеоров [35], а также приняты равными энергетические характеристики комплексов (принята одинаковая $\alpha_{эф}^{\min} = 5 \cdot 10^{10}$ эл/м)

На рис. 2.7а представлены зависимости физического фактора селективности от скорости для перечисленных систем, нормированные на значение физического фактора селективности для комплекса MAPC и на скорости 40 км/с равное единице. На рис. 2.7б приведены аналогичные зависимости, нормированные таким образом, что значения физического фактора селективности для всех комплексов на скорости 40 км/с были равны единице. Как видно из зависимостей, приведенных на рис. 2.7 лучшим с точки зрения замечаемости является комплекс Станфордского университета. Это объясняется наибольшей для рассмотренных систем длиной волны РЛС.

Увеличение длины волны позволяет регистрировать более мелкие метеоры, что в свою очередь приводит к увеличению значения физического фактора (в частности, увеличение диапазона интегрирования по массе).

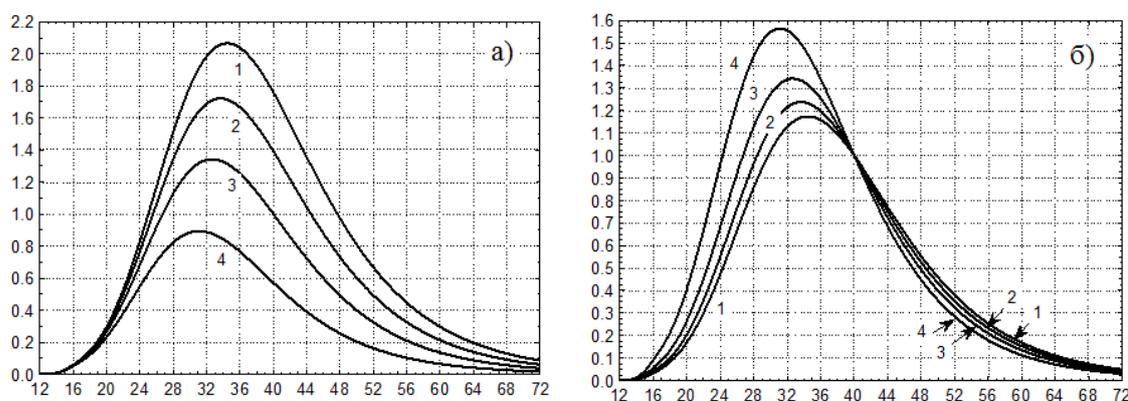


Рис. 2.7. 1 – RLSU, 13 м; 2 – AMOR, 11,4 м; 3 – MAPC, 9,6 м; 4 – HRMP, 7,3 м;
а) нормировка по кривой MAPC; б) нормировка по кривым всех систем (принята
одиаковая $\alpha_{эф}^{\min} = 5 \cdot 10^{10}$ эл/м), обозначения осей как на рис. 2.5-2.6 [211]

Второй важный вывод – плохая замечаемость (низкая вероятность обнаружения) быстрых метеоров при наблюдениях на РЛС высокой чувствительности, работающих на более коротких волнах (кривая 4). Полученные выводы по системам интересны и по сути согласуются с общеизвестными сведениями, но вывод о том, какая из анализируемых систем наилучшая, конечно, относителен, так как получен при ряде допущений, например, связанных с реальной чувствительностью комплексов (она в действительности разная), а имеющаяся практика показывает, что эффективная работа MAPC на длине волны около 13 м в период 1968-1971 годов была затруднена многочисленными ионосферными помехами (возвратно-наклонным зондированием и другими), действие которых тоже вносит свою избирательность в наблюдательные данные и такую избирательность очень трудно учесть теоретически (частично можно учесть введением веса P_0 .) Но именно благодаря этому практическому опыту MAPC I длина волны системы была уменьшена и с 1972 года она стала составлять 9,6 м (MAPC II). Мы не знаем, имелись ли такие проблемы у RLSU, но, возможно имелись, так как с увеличением используемой длины волны при метеорных радиолокационных наблюдениях начинаются известные в радиотехнике проблемы [188]. Что касается системы AMOR, то с точки зрения чувствительности она

как раз признана мировым лидером на сегодня (так как предельно регистрируемые ею слабые метеоры объявлены до $+13^M$), но все же с точки зрения тщательности подготовки и проведения экспериментальных исследований на AMOR есть много вопросов, так как сами экспериментаторы впоследствии пересматривали полученные ими первичные данные [85, 171, 212] в отношении зарегистрированного потока очень высоких скоростей метеороидов порядка 100 км/с после их конструктивной критики [170]. Неудачно спланированным экспериментом считается и Гарвардский метеорный проект [6]. Избирательность такого рода, связанная с неудачным планированием или проведением эксперимента, может существенно исказить результаты.

Выводы к разделу 2

Проведено сравнение харьковской метеорной автоматизированной радиолокационной системы (МАРС), как орбитального радара, то есть измерительного прибора по определению орбит метеорных тел, при дистанционном зондировании атмосферы Земли методом активной радиолокации с другими подобными системами. Как первый успешный эксперимент по определению орбит методом радиолокационного наземного дистанционного зондирования МАРС прочно занял свою важную позицию в серии подобных мировых экспериментов, прежде всего, по чувствительности, большому наблюдательному опыту и объему полученных данных, особой тщательности в организации и при проведении эксперимента, его отлаженности и автоматизации, высококачественной обработке данных.

Преимущества мегаваттной высокочувствительной радиолокационной системы МАРС не только в том, что измерялись более мелкие частицы (слабые метеоры до $+12^M$) и их регистрировалось больше, но и в том, что в этом диапазоне масс работает в полном объеме простейшая физическая теория метеорной радиолокация, а значит, полученные данные имеют высокий порог достоверности.

Приведен и проанализирован алгоритм определения скоростей метеоров для системы МАРС, в основу которого положен известный метод Дэвиса, хорошо работающий для слабых метеоров, использующий аналогию свойств отраженного сигнала известному процессу дифракции Френеля, реализованный на МАРС в полностью автоматизированном режиме. Разнесенный прием сигнала позволяет определять,

кроме скорости, также и координаты радианта метеоров (при наличии отражений в трех пунктах), а следовательно полностью обеспечивает исследователя информацией для определения орбит и их параметров по известным в астрономии алгоритмам, предоставляя возможность для решения поставленной задачи о структуре комплекса высокоэксцентричных орбит.

Осуществлен отбор орбит и приведена статистика по рассчитанным в полностью автоматизированном режиме высокоэксцентричным орбитам с их градацией по структуре: эллипсы, параболы, гиперболы.

Исходя из проведенного анализа результатов исследований факторов селективности различными исследователями сделан однозначный вывод о возможности применения используемой автором диссертации модели учета селективности метода (модель Кашеева-Ткачука) для результатов обработки на ее основе отобранных данных, которые будут приведены и обсуждены в дальнейшем.

РАЗДЕЛ 3 НЕОПРЕДЕЛЕННОСТИ ПАРАМЕТРОВ ОРБИТАЛЬНОГО ДВИЖЕНИЯ МЕТЕОРОИДОВ ПО ДАННЫМ МАРС

Когда мы регистрируем численность, метеорные радианты, скорости метеороидов, то мы можем говорить о том, что дистанционные наблюдения космических объектов в атмосфере Земли обеспечивают нас астрономической информацией. Основная цель исследований при этом состоит в том, чтобы определить метеорную орбиту и изучить метеороид как космический объект - тело Солнечной системы. Иногда метеороиды могут иметь межзвездное происхождение. Такие метеороиды имеют, как правило, гиперболические орбиты. Тем не менее, гиперболические орбиты метеороидов могут иметь другое происхождение, например, быть из-за ошибок наблюдений. Чтобы правильно интерпретировать данные необходимо знать, как рассчитываются погрешности наблюдательных данных. В этой части работы мы рассматриваем данные с точки зрения заключенной в них астрономической информации, связанной с определением орбит метеороидов радиометодом. Мы будем исследовать неопределенности в измерении орбит метеороидов. Значение неопределенности измерения характеризует точность метода. Точность измерений является важной характеристикой измерительного устройства, например, метеорного радара. Точность измерения оценивается погрешностью (ошибкой) измерения. В настоящее время для оценки точности измерений понятие неопределенности измерений по сравнению с концепцией погрешности (или ошибки) измерения является предпочтительным в соответствии со стандартами метрологии. На основе общих принципов, которые определяют эти два понятия (и их идентичности по сути), мы будем часто использовать вместо понятия "неопределенность" устоявшееся в данной области исследований такое понятие измерения, как "погрешность измерения" (или "ошибка измерения"), которые применялись длительное время в научной литературе при становлении и развитии радиометодов и распространены до сих пор в научном сленге.

Существуют доказательства того, что некоторые из гиперболических метеорных орбит появляются из-за больших ошибок в зарегистрированных данных, а число гиперболических орбит зависит от точности метода [170, 213]. Иногда регистрация непрерывного потока метеоров с гиперболическими орбитами ($e \geq 1$, $a < 0$) была

связана со сбоями или отказом оборудования, поэтому все гиперболические метеоры приобрели предвзятое отношение к ним, как к техническим ошибкам в записях. В общем случае, радиометоды определения орбит являются менее точными, чем фотографические методы. Зависимость количества предполагаемых гелиоцентрических гиперболических метеорных орбит от точности метеорных данных известна как проблема гиперболических метеоров [139], о чем говорилось при постановке задачи (раздел 1). Эта проблема поднимает космогонические и технические вопросы: [23, 34, 85, 152, 156, 169–170, 212, 214, 215–218].

Нет ни одной достаточно точной орбиты малого тела достоверно классифицированной как реально гиперболическая (раздел 1). Ключевым моментом в предельно худшем случае измерения – появления в результатах гипербол, для снятия вопроса про технические ошибки в записях, является оценка реальной точности зарегистрированных орбит метеороидов с большой полуосью $a < 0$ и эксцентриситетом $e > 1$ (т.е. гиперболических орбит).

3.1. Метод и алгоритм расчета неопределенностей скоростей, координат радианта и других параметров орбитального движения метеороидов

В этом исследовании представлены результаты экспериментальных метеорных радиолокационных данных и в этом его главная ценность (т.к. критерием истины всегда был эксперимент, раздел 2). Метеорные орбитальные данные, полученные с помощью МАРС были использованы для разработки алгоритма определения неопределенностей орбитальных элементов и других параметров метеоров, зарегистрированных на этой радиолокационной системе[9, 21].

Точность определения орбит была проверена на образце 1350 гиперболических орбит от общего объема 54 000 орбит в 1975 году. Для измерения метеорных скоростей и радиантов в Харькове был использован известный импульсно - дифракционный метод [37] (раздел 2). Первичные измерения наклонной дальности, положений экстремумов и значений временных задержек вместе с расчетом скоростей и орбит проводились в полностью автоматизированном режиме [1] (раздел 2). В диссертационном исследовании автор делает перерасчет орбит с одновременным вычислением неопределенностей для них. Исходными данными для расчета являются

время появления метеора T , временные задержки τ_1, τ_2 между измеренным эхо (АВХ) на приемнике основного пункта и на двух выносных приемниках, а также средняя наблюдаемая скорость метеорных тел

$$V = F(V_1, V_2, V_3). \quad (3.1)$$

Кроме того, используются такие данные, как расстояние от Земли до Солнца, орбитальная скорость Земли, широта и долгота места наблюдения. Остальные значения находятся косвенно через известные функциональные зависимости. Когда наблюдаемая скорость (V) и координаты радианта (азимут A , зенитное расстояние Z) уже получены на основании вычислений по зависимостям, которые можно представить в обобщенном виде как (3.2)

$$F(V_0, A, Z) = F(V_0, \tau_1, \tau_2, T), \quad (3.2)$$

то определение метеороидной орбиты производится по известной схеме Клейбера-Дубяго [103, 202] с многочисленными формулами, совокупность которых в обобщенном виде можно записать как (3.3)

$$F(V_h, V_g, q, \omega, i, \Omega, a, e, t) = F(V_0, A, Z, t), \quad (3.3)$$

где параметры орбиты метеороида: большая полуось a , перигелийное расстояние q , аргумент перигелия ω , наклон i , долгота восходящего узла Ω , эксцентриситета e и скорости метеороида: V_g и V_h , геоцентрическая и гелиоцентрическая, соответственно.

Согласно теории ошибок измерений среднеквадратичные ошибки косвенных измерений RMS можно оценить по формуле (3.4):

$$\sigma_y = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1}\right)^2 \sigma^2 x_1 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2}\right)^2 \sigma^2 x_2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n}\right)^2 \sigma^2 x_n}, \quad (3.4)$$

где $y = f(x_1, x_2, \dots, x_n)$. При этом предполагается, что среднеквадратичные ошибки $\sigma x_1, \sigma x_2, \sigma x_3, \dots, \sigma x_n$, от которых зависит результат косвенных измерений, малы по сравнению со средними значениями самих этих величин $\bar{x}_1, \bar{x}_2, \bar{x}_3, \dots, \bar{x}_n$, а вторыми производными функции f можно пренебречь по сравнению с первыми производными. Таким путем были найдены уравнения для вычисления ошибок определения геоцентрической и гелиоцентрической скоростей, радиантов в различных системах

координат и всех элементов орбит метеорных тел.

Расчеты проводились со следующими дополнительными предположениями. Средняя скорость каждого метеороида известна (предварительно вычислена в реальном времени с помощью алгоритма Дьякова-Кашеева [2, 35] (раздел 2). Начальные ошибки в измеренной скорости является одинаковыми для всех случаев и равны 5%. Начальные ошибки во временных задержках на обоих приемниках равны 1 мкс (полпериода повторения импульсов). Точность в определении времени пролета (включая все связанные постоянные времени), длины баз и их азимуты определены достаточно точно и не вносят дополнительных погрешностей (т.е. принята модель, что здесь погрешности отсутствуют: $\sigma = 0$).

В нашей модели, которую мы использовали для перерасчетов, скорость с поправкой за торможение определена как

$$V_0 = 1.0398 \cdot V + 0.65. \quad (3.5)$$

В работах [3, 6, 219] приведено и принято другое соотношение (3.6) с погрешностью измерения (3.7), представленной на рис. 3.1а

$$\Delta v(v_\infty) = \frac{a}{v_\infty} + b, \quad (3.6)$$

где a и b – постоянные коэффициенты,

$$\sigma(\Delta v) = \frac{a}{v_\infty^2} \sigma v_\infty. \quad (3.7)$$

На рис. 3.1б мы можем видеть небольшое смещение распределений метеороидных скоростей V_g (левая кривая: большинство эллиптических орбит с $e < 1$; правая кривая: гиперболические орбиты с $e \geq 1$), [24]. Этот факт подтверждает, что у большей части гиперболических орбит геоцентрические скорости метеороидов имеют значения не являющиеся спорными по техническим пределам регистрации, они не слишком большие и не лежат на пределе возможности регистратора (до ~ 90 км/с) и следовательно, не могут быть однозначно объяснены условиями, связанными с техническими ограничениями радиометода в отношении очень быстрых метеороидов.

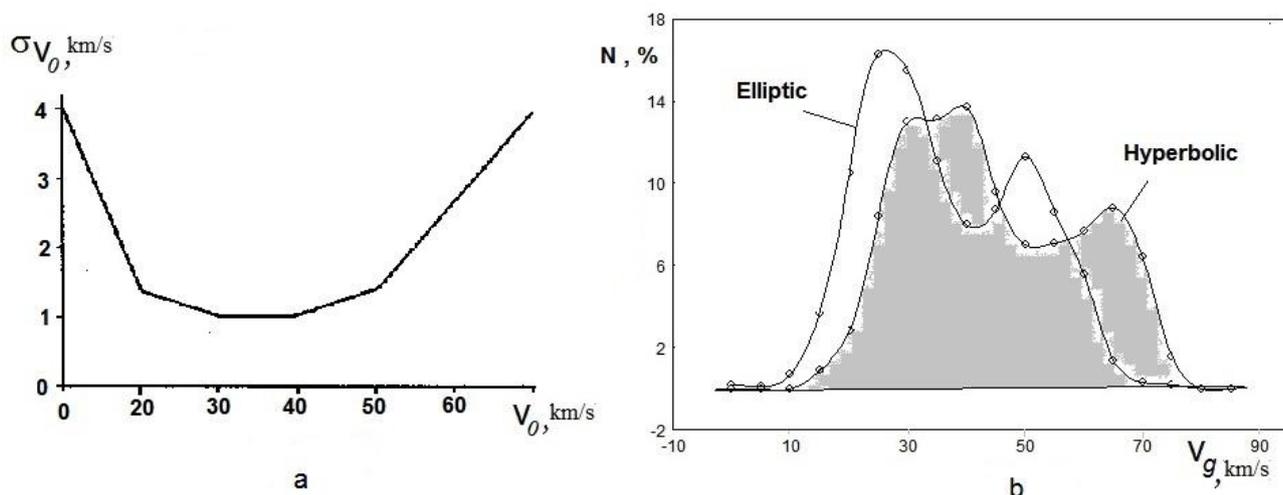


Рис. 3.1 Экспериментальные результаты МАРС в 1970-е годы: (а) Зависимость оценки стандартного отклонения погрешности простого измерения скорости метеоров от скорости метеора $\sigma_{V_0} = F(V_0)$, где V_0 – скорость, σ_{V_0} – стандартное отклонение ее ошибки [4, 219]; (б) Распределение метеороидныхх скоростей V_g (левая кривая: большинство эллиптических метеоров с $e < 1$; правая кривая: гиперболические орбиты с $e \geq 1$), [24]

Мы построили алгоритм вычисления неопределенностей в метеорных орбитальных радиолокационных данных. Все угловые величины приводятся в радианах.

1. Азимут радианта A (3.8-3.13) и его среднеквадратичная ошибка σA (3.14).

Главное значение азимута:

$$\operatorname{tg} A_{zл} = \frac{\cos \varphi_1 - k \cos \varphi_2}{k \sin \varphi_2 + \sin \varphi_1}, \quad (3.8)$$

где φ_1, φ_2 - азимуты баз, отсчитываемые от точки севера к востоку ($\varphi_1 = 0,596398$ рад, $\varphi_2 = 1,92462$ рад),

$$k = m \frac{\tau_1}{\tau_2}, \quad (3.9)$$

где $m = \frac{l_1}{l_2}$, а l_1, l_2 – длина баз ($l_1 = 4,324$ км, $l_2 = 8,422$ км).

Четверть азимута A с учетом знака и значений временных сдвигов и главного азимута определяется так:

$$\text{если } \tau_1 \leq 0, \tau_2 < 0: \begin{cases} A = A_{zл}, & A_{zл} > 0 \\ A = A_{zл} + \pi, & A_{zл} < 0 \end{cases}, \quad (3.10)$$

$$\text{если } \tau_1 < 0, \tau_2 \geq 0: \begin{cases} A = A_{z1}, & A_{z1} > 0 \\ A = A_{z1} + 2\pi, & A_{z1} < 0 \end{cases}, \quad (3.11)$$

$$\text{если } \tau_1 > 0, \tau_2 \leq 0: A = A_{z1} + \pi, \quad (3.12)$$

$$\text{если } \tau_1 > 0, \tau_2 \geq 0: \begin{cases} A = A_{z1} + \pi, & A_{z1} > 0 \\ A = A_{z1} + 2\pi, & A_{z1} < 0 \end{cases}. \quad (3.13)$$

Среднеквадратичная ошибка σA :

$$\sigma A = \frac{2 \cdot T \cdot V_{cp}}{l_1 \sin Z_{cp} |\sin(\varphi_1 - \varphi_2)|} \left[\frac{\cos^2(A - \varphi_1)}{m} + \cos^2(A - \varphi_2) \right]^{1/2} \sigma \tau, \quad (3.14)$$

где $T = 2 \cdot 10^{-3} \text{ с}$.

2. Зенитный угол радианта Z_{cp} (3.15-3.17) и его среднеквадратичная ошибка σZ_{cp} (3.18-3.20):

$$\sin Z_1 = \frac{2V_{cp} T \tau_1}{l_1 \cos(A - \varphi_1)}, \quad (3.15)$$

$$\sin Z_2 = \frac{2V_{cp} T \tau_2}{l_2 \cos(A - \varphi_2)}, \quad (3.16)$$

$$Z_{cp} = \arcsin \frac{W_1 \sin Z_1 + W_2 \sin Z_2}{W_1 + W_2}, \quad (3.17)$$

где $W_1 = |\cos(A - \varphi_1)|$, $W_2 = |\cos(A - \varphi_2)|$;

$$\sigma Z_1 = \operatorname{tg} Z_1 \left[\left(\frac{\sigma V_{cp}}{V_{cp}} \right)^2 + \operatorname{tg}^2(A - \varphi_1) \cdot \sigma^2 A + \left(\frac{\sigma \tau}{\tau_1} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (3.18)$$

$$\sigma Z_2 = \operatorname{tg} Z_2 \left[\left(\frac{\sigma V_{cp}}{V_{cp}} \right)^2 + \operatorname{tg}^2(A - \varphi_2) \cdot \sigma^2 A + \left(\frac{\sigma \tau}{\tau_2} \right)^2 \right]^{1/2}, \quad (3.19)$$

$$\sigma Z_{cp} = \frac{1}{(W_1 + W_2) \cos Z_{cp}} \left[\frac{W_1^2 \cdot \cos^2 Z_1 \cdot (\sigma Z_1)^2 + W_2^2 \cos^2 Z_2 \cdot (\sigma Z_2)^2}{(W_1 + W_2)^2} + \frac{m^4 \cdot \sin^2(\varphi_2 - \varphi_1) \cdot (\sin Z_2 - \sin Z_1)^2}{(W_1 + W_2)^2} \cdot \sigma^2 A \right]^{1/2}, \quad (3.20)$$

3. Скорость V_0 с учетом поправки за торможение (3.5) и ее среднеквадратичная ошибка σV_0 (3.21):

$$\sigma V_0 = 1,0398 \cdot \sigma V_{cp}. \quad (3.21)$$

4. Скорость V' (3.22) и зенитное расстояние радианта Z_u (3.23-3.24) с учетом по-

правки за зенитное притяжение и их среднеквадратичные ошибки $\sigma V'$ (3.25), σZ_u (3.26, 3.27):

$$V' = \sqrt{V_0^2 - 123,2}, \quad (3.22)$$

$$\Delta Z = 2 \arctan \left(\frac{|V' - V_0|}{V' + V_0} \cdot \operatorname{tg} \frac{Z_{cp}}{V_{cp}} \right), \quad (3.23)$$

$$Z_u = Z_{cp} + \Delta Z; \quad (3.24)$$

$$\sigma V' = \frac{1,0812 \cdot V_{cp} + 0,6759}{\sqrt{1,0812 \cdot V_{cp}^2 + 1,3517 \cdot V_{cp} - 122,8}} \cdot \sigma V_{cp}, \quad (3.25)$$

$$\sigma(\Delta Z) = \frac{2 \cdot \cos^2 \frac{\Delta Z}{2}}{(V' + V_0) \cdot \cos \frac{Z_{cp}}{2}} \cdot \left[4,324736 \cdot \frac{(V_0^4 - V'^4) \cdot \sin^2 \frac{Z_{cp}}{2}}{(V_0 + V')^2} \cdot \sigma^2 V_{cp} + \frac{(V_0 - V')^2}{4 \cdot \cos^2 \frac{Z_{cp}}{2}} \cdot \sigma^2 Z_{cp} \right]^{1/2}, \quad (3.26)$$

$$\sigma Z_u = [\sigma^2 Z_{cp} + \sigma^2(\Delta Z)]^{1/2}. \quad (3.27)$$

5. Склонение радианта δ и его среднеквадратичная ошибка $\sigma \delta$ (3.28, 3.29):

$$\delta = \arcsin(\sin \varphi \cdot \cos Z_u - \cos \varphi \cdot \sin Z_u \cdot \cos A), \quad (3.28)$$

где $\varphi = 0,86244$ - широта места наблюдения;

$$\sigma \delta = \sqrt{(\cos^2 \varphi \cdot \sin^2 t) \cdot \sigma^2 A + \left(1 - \frac{\cos^2 \varphi \cdot \sin^2 A}{\cos^2 \delta}\right) \cdot \sigma^2 Z_u}. \quad (3.29)$$

6. Часовой угол радианта t (3.30-3.33) и его среднеквадратичная ошибка σt (3.34):

$$t_{2л} = \arctan \frac{\sin Z_u \cdot \sin A}{\cos \varphi \cdot \cos Z_u + \sin \varphi \cdot \sin Z_u \cdot \cos A}, \quad (3.30)$$

$$t = t_{2л} \quad \text{если} \quad t_{2л} \geq 0, \sin Z_u \cdot \sin A, \quad (3.31)$$

$$t = t_{2л} + \pi \quad \text{если} \quad \begin{cases} t_{2л} \leq 0, & \sin Z_u \cdot \sin A \geq 0 \\ t_{2л} > 0, & \sin Z_u \cdot \sin A < 0 \end{cases}, \quad (3.32)$$

$$t = t_{2л} + 2\pi \quad \text{если} \quad t_{2л} < 0, \sin Z_u \cdot \sin A < 0; \quad (3.33)$$

$$\sigma t = \frac{1}{\cos^2 \delta} \cdot \sqrt{(\sin \varphi - \cos Z_u \cdot \sin \delta)^2 \cdot \sigma^2 A + \cos^2 \varphi \cdot \sin^2 A \cdot \sigma^2 Z_u}. \quad (3.34)$$

7. Звездное время S в момент наблюдения (3.35):

$$S = c_2 + 0,0172 \cdot d + 0,2625 \cdot h + 0,004375 \cdot m, \quad (3.35)$$

где c_2 - константа, определяемая для каждого года,

d – день в году (от 0 до 365), h – часы, m – минуты.

$$\sigma S = 0$$

8. Прямое восхождение радианта α (3.36) и его среднеквадратичная ошибка $\sigma\alpha$

$$\alpha = S - t, \quad 0 \leq \alpha \leq 2\pi; \quad (3.36)$$

$$\sigma\alpha = \sigma t$$

9. Поправки за суточную аберрацию в экваториальных координатах $\Delta\alpha, \Delta\delta$ (3.37, 3.37) и их среднеквадратичные ошибки $\sigma(\Delta\alpha), \sigma(\Delta\delta)$ (3.38, 3.40):

$$\Delta\alpha = -\frac{0,47033133 \cdot \cos t \cdot \cos \varphi}{V' \cdot \cos \delta}, \quad (3.37)$$

$$\Delta\delta = -\frac{0,47033133 \cdot \sin t \cdot \sin \delta \cdot \cos \varphi}{V'}; \quad (3.38)$$

$$\sigma(\Delta\alpha) = \frac{0,47033133 \cdot \cos \varphi}{V' \cdot |\cos \delta|} \cdot \sqrt{\frac{\cos^2 t}{V'^2} \cdot \sigma^2 V' + \sin^2 t \cdot \sigma^2 t + \cos^2 t \cdot \operatorname{tg}^2 \delta \cdot \sigma^2 \delta}, \quad (3.39)$$

$$\sigma(\Delta\delta) = \frac{0,47033133 \cdot \cos \varphi}{V'} \cdot \sqrt{\frac{\sin^2 t \cdot \sin^2 \delta}{V'^2} \cdot \sigma^2 V' + \cos^2 t \cdot \sin^2 \delta \cdot \sigma^2 t + \sin^2 t \cdot \cos^2 \delta \cdot \sigma^2 \delta}. \quad (3.40)$$

10. Исправленные экваториальные координаты радианта α_u, δ_u (3.41, 3.42) и их среднеквадратичные ошибки $\sigma\alpha_u, \sigma\delta_u$ (3.43, 3.44):

$$\begin{cases} \alpha_u = \alpha + \Delta\alpha, & \alpha + \Delta\alpha > 0 \\ \alpha_u = \alpha + \Delta\alpha + 2\pi, & \alpha + \Delta\alpha < 0 \end{cases}, \quad (3.41)$$

$$\delta_u = \delta + \Delta\delta; \quad (3.42)$$

$$\sigma\alpha_u = \sqrt{\sigma^2 \alpha + \sigma^2(\Delta\alpha)}, \quad (3.43)$$

$$\sigma\delta_u = \sqrt{\sigma^2 \delta_u + \sigma^2(\Delta\delta)}. \quad (3.44)$$

11. Элонгация ψ_E и $\sigma\psi_E$:

$$\psi_{E_{ГЛ}} = \arccos(-\sin t \cdot \cos \delta_u), \quad (3.45)$$

$$\begin{cases} \psi_E = \psi_{E_{ГЛ}}, & \psi_{E_{ГЛ}} > 0 \\ \psi_E = \psi_{E_{ГЛ}} + \pi, & \psi_{E_{ГЛ}} < 0 \end{cases}; \quad (3.46)$$

$$\sigma\psi_{E_{ГЛ}} = \frac{1}{\sin \psi_E} \cdot \sqrt{\cos^2 t \cdot \cos^2 \delta_u \cdot \sigma^2 t + \sin^2 t \cdot \sin^2 \delta_u \cdot \sigma^2 \delta_u}. \quad (3.47)$$

12. Геоцентрическая скорость V_g (3.48, 3.49) и ее среднеквадратичная ошибка σV_g

(3.50, 3.51):

$$\Delta s = \sqrt{(\Delta\alpha \cdot \cos \delta_u)^2 + (\Delta\delta)^2}, \quad (3.48)$$

$$V_g = V' \cdot \frac{\sin(\psi_E - \Delta s)}{\sin \psi_E}; \quad (3.49)$$

$$\sigma(\Delta s) = \frac{1}{\Delta s} \cdot \sqrt{(\Delta\alpha)^2 \cdot \cos^4 \delta_u \cdot \sigma^2(\Delta\alpha) + (\Delta\delta)^2 \cdot \sigma^2(\Delta\delta) + (\Delta\alpha)^4 \sin^2 \delta_u \cdot \cos^2 \delta_u \cdot \sigma^2 \delta_u}, \quad (3.50)$$

$$\sigma V_g = \frac{1}{\sin \psi_E} \cdot \sqrt{\sin^2(\psi_E - \Delta s) \cdot \sigma^2 V' + V'^2 \cdot \cos^2(\psi_E - \Delta s) \cdot \sigma^2(\Delta s) + \frac{V'^2 \cdot \sin^2(\Delta s)}{\sin^2 \psi_E} \sigma^2 \psi_E}. \quad (3.51)$$

13. Внеатмосферная скорость V_∞ (3.52) и ее среднеквадратичная ошибка σV_∞ (3.53):

$$V_\infty = \sqrt{V_g^2 + 123,2}, \quad (3.52)$$

$$\sigma V_\infty = \frac{V_g}{V_\infty} \cdot \sigma V_g. \quad (3.53)$$

14. Эклиптическая широта радианта β (3.54) и ее среднеквадратичная ошибка $\sigma\beta$ (3.55):

$$\beta = \arcsin[-\sin \varepsilon \cdot \sin \alpha_u \cdot \cos \delta_u + \cos \varepsilon \cdot \sin \delta_u], \quad (3.54)$$

где $\varepsilon = 0,40918274$ -угол наклона плоскости эклиптики к плоскости экватора

$$\sigma\beta = [(\sin \varepsilon \cos \lambda)^2 \sigma^2 \alpha_u + (1 - \frac{\sin^2 \varepsilon \cdot \cos^2 \alpha_u}{\cos^2 \beta})^2 \sigma^2 \delta_u]^{1/2}. \quad (3.55)$$

15. Эклиптическая долгота радианта λ (3.56-3.58) и ее среднеквадратичная ошибка $\sigma\lambda$ (3.59):

$$\cos \lambda = \frac{\cos \delta_u \cdot \cos \alpha_u}{\cos \beta}, \quad (3.56)$$

$$\sin \lambda = \frac{1}{\cos \beta} \cdot (\cos \delta_u \cdot \sin \alpha_u \cdot \cos \varepsilon + \sin \delta_u \cdot \sin \varepsilon), \quad (3.57)$$

$$\lambda = \arctg\left(\frac{\sin \lambda}{\cos \lambda}\right), \quad 0 \leq \lambda \leq 2\pi; \quad (3.58)$$

$$\sigma\lambda = \frac{1}{\cos^2 \beta} [(\sin \varepsilon \cdot \cos \alpha_u)^2 \sigma^2 \delta_u + (\cos \varepsilon - \sin \delta_u \sin \beta)^2 \sigma^2 \alpha_u]^{1/2}. \quad (3.59)$$

16. Долгота Солнца λ_\odot (3.60):

$$\lambda_\odot = -c_3 + 0,0000097 \cdot m + 0,000717 \cdot h + 0,017203 \cdot d + 0,034435 \cdot \sin[0,017203(d - 2)], \quad (3.60)$$

где c_3 - константа, определяемая для каждого года;

$$\sigma\lambda_{\ominus} = 0.$$

17. Долгота радианта относительно апекса $\lambda - \lambda_a$ (3.61, 3.62):

$$\lambda_a = \lambda_{\ominus} + \Delta\Theta - \frac{\pi}{2}, \quad (3.61)$$

где $\Delta\Theta = 0,01672 \cdot \sin(\lambda_{\ominus} - \pi_0)$, $\pi_0 = 1,7864122$

$$\lambda - \lambda_a, \quad 0 \leq \lambda - \lambda_a \leq 2\pi. \quad (3.62)$$

18. Угол элонгации видимого радианта от апекса движения Земли E_a (3.63) и его среднеквадратичная ошибка σE_a (3.64):

$$E_a = \arccos[\cos \beta \cdot \cos(\lambda - \lambda_a)], \quad (3.63)$$

$$\begin{cases} E_a = E_{zn} & \text{при } E_{zn} > 0 \\ E_a = E_{zn} + \pi & \text{при } E_{zn} < 0 \end{cases};$$

$$\sigma E_a = \frac{1}{\sin E_a} \cdot \sqrt{\cos^2(\lambda - \lambda_a) \cdot \sin^2 \beta \cdot \sigma^2 \beta + \sin^2(\lambda - \lambda_a) \cdot \cos^2 \beta \cdot \sigma^2 \lambda}. \quad (3.64)$$

19. Радиус вектор орбиты Земли R (3.65):

$$R = \frac{1 - e_0^2}{1 - e_0 \cdot \cos(\lambda_{\ominus} - \pi_0)}, \quad e_0 = 0,01675; \quad (3.65)$$

$$\sigma R = 0.$$

20. Орбитальная скорость Земли для данного дня V_t (3.66):

$$V_t = 29,76 \cdot \left(\frac{2}{R} - 1 \right)^{1/2}; \quad (3.66)$$

$$\sigma V_t = 0.$$

21. Долгота истинного радианта λ' (3.67, 3.68) и ее среднеквадратичная ошибка $\sigma\lambda'$ (3.69):

$$(\lambda_{\ominus} + \Delta\Theta - \lambda')_{zn} = \operatorname{arctg} \frac{\sin(\lambda_{\ominus} + \Delta\Theta - \lambda) - \frac{V_t}{V_g \cdot \cos \beta}}{\cos(\lambda_{\ominus} + \Delta\Theta - \lambda)}, \quad (3.67)$$

$$\begin{cases} \lambda_{\ominus} + \Delta\Theta - \lambda' = (\lambda_{\ominus} + \Delta\Theta - \lambda')_{zn} + \pi, & \text{если } \cos(\lambda_{\ominus} + \Delta\Theta - \lambda) < 0 \\ \lambda_{\ominus} + \Delta\Theta - \lambda' = (\lambda_{\ominus} + \Delta\Theta - \lambda')_{zn}, & \text{если } \cos(\lambda_{\ominus} + \Delta\Theta - \lambda) \geq 0 \end{cases},$$

$$\lambda' = \lambda_{\odot} + \Delta\Theta - (\lambda_{\odot} + \Delta\Theta - \lambda'), \quad 0 \leq \lambda' \leq 2\pi; \quad (3.68)$$

$$\sigma\lambda' = \frac{\sin^2(\lambda' - \lambda_a)}{v_g \cdot \cos \beta \cdot \sin(\lambda - \lambda_a)} \left\{ \left(\frac{v_t}{v_g} \cdot \sigma v_g \right)^2 + \left[\frac{v_g \cdot \cos \beta - v_t \cdot \cos(\lambda - \lambda_a)}{\sin(\lambda - \lambda_a)} \cdot \sigma\lambda^2 \right]^2 + (v_t \cdot \operatorname{tg} \beta \cdot \sigma\beta)^2 \right\}^{1/2}, \quad (3.69)$$

где λ_a – долгота апекса, определяемая временем, когда наблюдался метеор, V_t – скорость движения Земли по орбите.

Если пренебречь эксцентриситетом орбиты Земли, долгота Солнца λ_{\odot} связана с долготой апекса соотношением $\lambda_{\odot} = \lambda_a + \pi/2$.

22. Гелиоцентрическая скорость V_h (3.70) и ее среднеквадратичная ошибка σV_h (3.71):

$$V_h = \sqrt{V_g^2 + V_t^2 - 2 \cdot V_g \cdot V_t \cdot \cos E_a}; \quad (3.70)$$

$$\sigma V_h = \frac{1}{V_h} \cdot \left\{ [V_g + V_t \cdot \cos \beta \cdot \cos(\lambda - \lambda_a)]^2 \cdot \sigma^2 V_g + V_g^2 \cdot V_t^2 \cdot \left[\frac{\sin^2 \beta \cdot \cos^2(\lambda - \lambda_a) \cdot \sigma^2 \beta + \cos^2 \beta \cdot \sin^2(\lambda - \lambda_a) \cdot \sigma^2 \lambda}{\cos^2 \beta \cdot \sin^2(\lambda - \lambda_a)} \right] \right\}^{1/2}. \quad (3.71)$$

23. Широта истинного радианта β' (3.72) и ее среднеквадратичная ошибка $\sigma\beta'$ (3.73):

$$\beta' = \arcsin \left(\frac{V_g}{V_h} \cdot \sin \beta \right); \quad (3.72)$$

$$\sigma\beta' = |\operatorname{tg} \beta'| \left(\frac{\sigma^2 V_g}{V_g^2} + \operatorname{ctg}^2 \beta \cdot \sigma^2 \beta + \frac{\sigma^2 V_h}{V_h^2} \right)^{1/2}. \quad (3.73)$$

24. Элонгация истинного радианта от апекса E' (3.74) и ее среднеквадратичная ошибка $\sigma E'$ (3.75):

$$E' = \arccos [\cos \beta' \cdot \cos(\lambda' - \lambda_a)]; \quad (3.74)$$

$$\sigma E' = \frac{1}{|\operatorname{Sin} E'|} \{ [\operatorname{Sin} \beta' \operatorname{Cos}(\lambda' - \lambda_a)]^2 (\sigma\beta')^2 + [\operatorname{Cos} \beta' \operatorname{Sin}(\lambda' - \lambda_a)]^2 (\sigma\lambda')^2 \}^{1/2}. \quad (3.75)$$

25. Наклонение i орбиты частицы к плоскости эклиптики (3.76) и его среднеквадратичная ошибка σi (3.77)

$$i_{zл} = \arctan \left[-\frac{|\operatorname{tg} \beta'|}{\sin(\lambda_{\odot} - \lambda')} \right], \quad \begin{cases} i = i_{zл} \text{ при } i_{zл} > 0, \\ i = i_{zл} + \pi \text{ при } 0 < i_{zл} \end{cases}, \quad (3.76)$$

$$\sigma i = \frac{|\sin 2i|}{2} \left[\frac{4}{\sin^2 2\beta'} \sigma^2 \beta' + \operatorname{ctg}^2(\lambda' - \lambda_{\odot}) \sigma^2 \lambda' \right]^{1/2}. \quad (3.77)$$

26. Введем обозначения согласно [104]:

$$\begin{cases} Q = (V_h/V_t)^2 \\ \cos E'_{\odot} = \cos \beta' \cos(\lambda' - \lambda_{\odot}) \end{cases}, \quad (3.78)$$

так как $Q = \frac{V_h^2 \cdot R}{k^2} = \left(\frac{V_h}{V_{t_0}} \right)^2$, $V_t = V_{t_0} = 29.76$ км/с, V_{t_0} – круговая скорость метеорного тела

при $R = a_{\text{земли}}$, радиус-вектор узла $R \approx a_{\text{земли}} \approx 1a.e.$, λ_{\odot} – долгота Солнца в момент наблюдения метеора

$$\sigma Q = 2 \frac{V_h \cdot R}{k^2} \cdot \sigma V_h. \quad (3.79)$$

27. Величина, обратная большой полуоси (2 способа расчета) и ее среднеквадратичная ошибка (3.80-3.83):

$$\frac{1}{a} = \frac{2}{R} - \left(\frac{V_h}{29,76} \right)^2, \quad (3.80)$$

$$\frac{1}{a} = \frac{2-Q}{R}; \quad (3.81)$$

$$\sigma(a^{-1}) = \frac{2V_h}{V_t^2} \sigma V_h, \quad (3.82)$$

$$\sigma(a^{-1}) = \frac{\sigma Q}{R}. \quad (3.83)$$

28. Элонгация радианта от Солнца E'_{\odot} (3.84-3.86) и ее среднеквадратическая ошибка $\sigma E'_{\odot}$ (3.87).

Здесь ψ – угол, образуемый радиус-вектором метеорного тела с вектором его скорости. В точке встречи метеорного тела с Землей, находящейся от Солнца на расстоянии, равном радиус-вектору Земли R , направление на радиант $R'(\lambda', \beta')$ есть обратное направление касательной к орбите метеорного тела в момент встречи [39].

$$\cos \psi = \frac{dr/dt}{V_h}, \quad (3.84)$$

$$\psi = \arccos[-\cos \beta' \cdot \cos(\lambda_{\odot} - \lambda')], \quad (3.85)$$

$$E'_{\odot} = 180^{\circ} - \psi; \quad (3.86)$$

$$\sigma E'_{\odot} = \operatorname{ctg} E'_{\odot} \cdot \left[\operatorname{tg}^2 \beta' \cdot \sigma^2 \beta' + \operatorname{tg}^2 (\lambda' - \lambda_{\odot}) \cdot \sigma^2 \lambda' \right]^{1/2}. \quad (3.87)$$

29. Параметр орбиты p (через элонгацию от Солнца согласуется с [39]), его среднеквадратичная ошибка σp (3.88-3.90) и малая полуось b (3.91).

$$p = R^2 \cdot \left(\frac{V_h}{29,76} \right)^2 \cdot \sin^2 E'_{\odot}, \quad (3.88)$$

$$p = R \cdot Q \cdot \sin^2 E'_{\odot}; \quad (3.89)$$

$$\sigma p = p \cdot \left[\frac{\sigma^2 Q}{Q^2} + 4 \cdot \operatorname{ctg}^2 E'_{\odot} \cdot \sigma^2 E'_{\odot} \right]^{1/2}; \quad (3.90)$$

$$b = \sqrt{p|a|}. \quad (3.91)$$

30. Эксцентриситет e (2 способа расчета) и его среднеквадратичная ошибка σe (3.92-3.95):

$$e = |c/a|, \quad \begin{cases} c = \sqrt{a^2 - b^2}, & a > 0 \\ c = \sqrt{a^2 + b^2}, & a < 0 \end{cases}, \quad (3.92)$$

$$e = \sqrt{1 - Q \cdot (2 - Q) \cdot \sin^2 E'_{\odot}}; \quad (3.93)$$

$$\sigma e = \frac{1}{2ae} \left\{ \sigma^2 p + \frac{\sigma^2 a}{a^2} \right\}^{1/2}, \quad (3.94)$$

$$\sigma e = \frac{|1 - e^2|}{e} \cdot \left[\frac{(1 - Q)^2}{Q^2 \cdot (2 - Q)^2} \cdot \sigma^2 Q + \operatorname{ctg}^2 E'_{\odot} \cdot \sigma^2 E'_{\odot} \right]^{1/2}. \quad (3.95)$$

31. Перигелийное расстояние q (3.96) и его среднеквадратичная ошибка σq (3.97-3.98):

$$\begin{cases} q = a - c, & a > 0 \\ q = c - |a|, & a < 0 \end{cases}, \quad (3.96)$$

$$\sigma q = [(1 - e)^2 \sigma^2 a + a^2 \sigma^2 e]^{1/2}, \quad (3.97)$$

$$\sigma q = \frac{R}{|2 - Q|} \cdot \left[\frac{(1 - e)^2}{(2 - Q)^2} \cdot \sigma^2 Q + \sigma^2 e \right]^{1/2}. \quad (3.98)$$

32. Долгота восходящего узла Ω ($0 \leq \Omega \leq 2\pi$) и его среднеквадратичная ошибка (3.99-3.100):

$$\Omega = \begin{cases} \lambda_{\odot} \text{ при } \beta' > 0 \\ \lambda_{\odot} + \pi \text{ при } \beta' < 0 \end{cases}, \quad (3.99)$$

$$\sigma \Omega = 0. \quad (3.100)$$

33. Истинная аномалия ν ($0 \leq \nu \leq 2\pi$)

$$\cos \nu = \frac{p-R}{R \cdot e}, \quad \sin \nu = \frac{p}{R \cdot e} \cdot \cos i \cdot \operatorname{ctg}(\lambda' - \lambda_{\odot}), \quad \nu = \operatorname{arctg} \left(\frac{\sin \nu}{\cos \nu} \right). \quad (3.101)$$

34. Аргумент перигелия ω ($0 \leq \omega \leq 2\pi$) и его среднеквадратичная ошибка $\sigma\omega$ (3.102-3.104):

$$\omega = \begin{cases} \pi - \nu \text{ при } \beta' > 0 \\ -\nu \text{ при } \beta' < 0 \end{cases}, \quad (3.102)$$

$$\omega = \operatorname{arctg} \frac{Q \cdot \operatorname{tg} E'_{\odot}}{1 + (1-Q) \cdot \operatorname{tg}^2 E'_{\odot}}, \quad (3.103)$$

$$\sigma\omega = \frac{1}{e^2} \cdot \sqrt{\sin^2 2E'_{\odot} \cdot \sigma^2 Q + [e^2 - (1-Q)]^2 \cdot \sigma^2 E'_{\odot}}. \quad (3.104)$$

35. Погрешность афелийного расстояния и периода обращения (для эллиптических орбит)

$$\sigma q' = [(1+e)^2 \sigma^2 a + a^2 \sigma^2 e]^{1/2}, \quad (3.105)$$

$$\sigma P = 1,5 \sqrt{a} \sigma a. \quad (3.106)$$

В ряде случаев можно принять, что радиус-вектор орбиты Земли в момент наблюдения равен радиус-вектору метеорной орбиты $R=1$. Мы используем обозначения: E_a – элонгация радианта от апекса, λ_a – эклиптическая долгота апекса во время наблюдения, E'_{\odot} – элонгация истинного радианта от Солнца, λ_{\odot} – эклиптическая долгота Солнца во время наблюдения, β, λ – эклиптические координаты метеорного радианта, $\lambda - \lambda_a$ – разность долгот радианта и апекса; β', λ' – эклиптические координаты истинного радианта, σ – RMS среднеквадратические ошибки соответствующих величин. Используя приведенную выше схему п.п. 1-35 были пересчитаны гиперболические орбиты 1350 метеороидов и рассчитаны неопределенности их орбитальных параметров, как среднеквадратичные (RMS) ошибки соответствующих значений – σ (таблица 3.1). На основании этих расчетов мы построили распределения

(гистограммы) среднеквадратичных ошибок этих параметров (например, рис. 3.2-3.3).

Таблица 3.1. Образец метеорных данных с неопределенностями. 12-13 июля 1975 г

Н:М	V_g	V_h	β'	λ'	E_s'	e	q	p	i	ω	Ω	π	$R_{\Omega 1}$	$R_{\Omega 2}$
July,12														
02:09	41±2.2	50±1.9	40	240	120	1.78±0.19	0.81	2.3	48	226	109	336	-	1.02
04:45	54±2.8	56±2.6	70	215	95	2.63±0.34	1.01	3.7	71	188	109	297	-	1.02
04:53	40±2.1	44±1.9	52	239	112	1.25±0.18	0.88	1.9	59	220	109	330	-	1.02
05:03	46±2.4	59±2.6	46	174	73	2.91±0.34	0.96	3.7	49	157	109	267	-	1.02
05:06	67±3.4	43±3.4	28	342	121	1.15±0.26	0.76	1.6	145	238	109	348	4.07	1.02
05:08	65±3.3	49±3.2	36	313	136	1.45±0.23	0.55	1.4	118	257	109	6	1.99	1.02
05:40	44±2.3	42±2.0	68	232	101	1.12±0.19	0.98	2.1	71	201	109	311	-	1.02
06:10	59±3.0	41±3.0	21	313	148	0.99±0.08	0.28	0.5	136	296	109	46	0.38	1.02
06:46	59±3.0	56±3.2	55	272	122	2.35±0.37	0.80	2.7	78	226	109	336	-	1.02
07:43	55±2.8	51±3.1	60	272	118	1.83±0.32	0.84	2.4	80	223	109	333	-	1.02
07:49	67±3.4	43±3.3	43	38	76	1.20±0.32	0.97	2.1	134	155	109	265	-	1.02
08:02	39±2.1	48±3.0	46	232	111	1.62±0.30	0.90	2.4	51	215	109	325	-	1.02
09:10	58±3.0	52±4.3	37	281	122	1.94±0.46	0.80	2.3	84	227	109	337	-	1.02
11:54	39±2.1	44±1.6	-0	138	28	1.06±0.05	0.26	0.5	0	243	289	173	1.02	0.35
July,13														
02:05	42±2.1	44±1.0	21	264	113	1.09±0.07	0.33	0.7	42	287	110	37	0.53	1.02
03:40	41±2.2	41±1.7	63	236	111	0.97±0.15	0.95	1.9	68	210	110	321	11.93	1.02
05:26	59±3.1	67±3.2	57	229	105	4.15±0.49	0.97	5.0	60	199	110	310	-	1.02
05:31	62±3.2	43±3.1	16	318	147	1.04±0.10	0.31	0.6	147	290	110	41	0.46	1.02
08:37	67±3.4	49±3.6	43	328	125	1.57±0.32	0.74	1.9	123	236	110	347	14.32	1.02
15:29	35±1.9	46±1.6	9	152	42	1.25±0.10	0.52	1.2	14	96	110	207	1.33	1.02
15:57	31±1.7	41±1.4	28	158	53	0.98±0.09	0.65	1.3	36	106	110	217	1.78	1.02
16:08	50±2.6	71±2.5	15	168	59	4.22±0.35	0.8	4.4	17	142	110	253	-	1.02
16:23	34±1.9	54±1.7	18	170	61	2.14±0.18	0.84	2.6	21	138	110	249	-	1.02

3.2 Эмпирическая модель распределения неопределенностей параметров орбитального движения метеороидов

О полученных результатах следует отметить следующее. Метеороиды с гиперболической гелиоцентрической скоростью $V_h > 42$ км/с могут иметь геоцентрические скорости начиная с 11.2 км/с (рис. 3.1б). Эмпирическая модель распределения ошибок для радиометеорных гиперболических орбит была построена на основе

экспериментальных радиолокационных данных МАРС. Мы иллюстрируем это в таблице 3.1 и гистограммах на рис. 3.2-3.3.

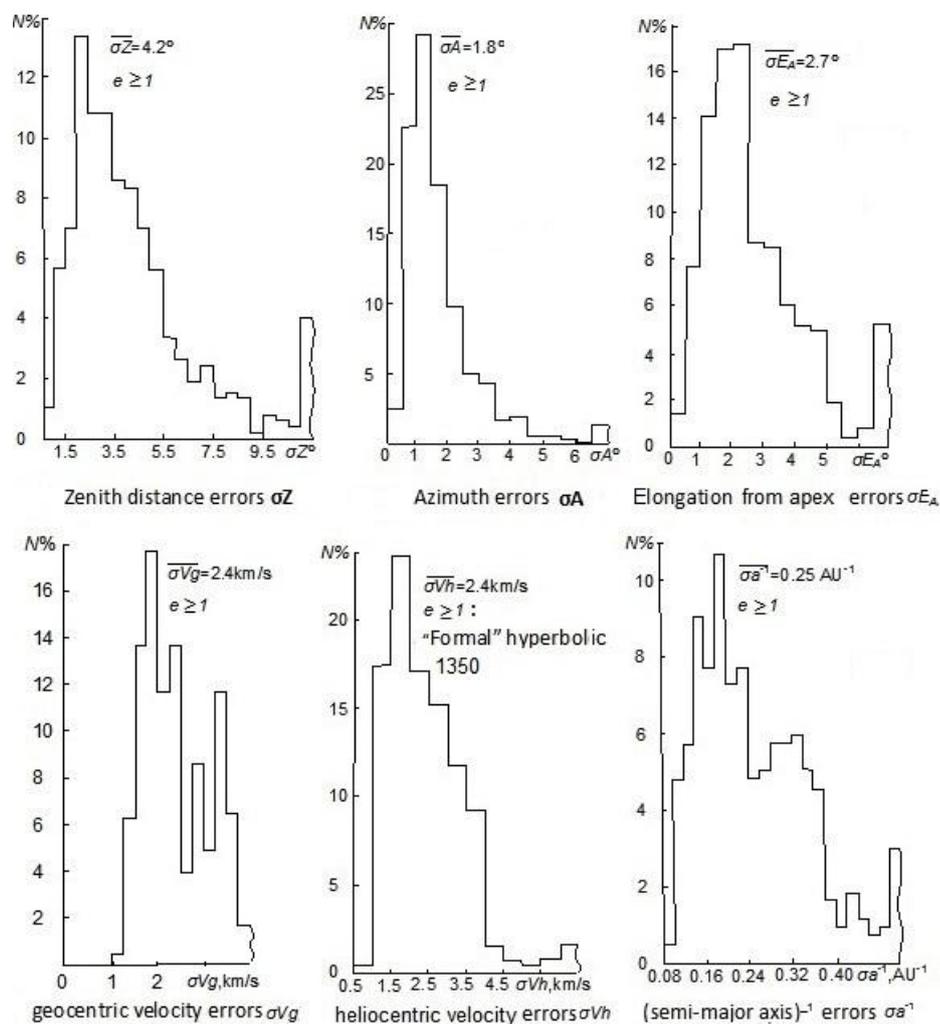


Рис. 3.2. Гистограммы неопределенностей метеорных орбит с $e \geq 1$ (1350 “формальные” гиперболические орбиты): σ_z (Зенитное расстояние), σ_A (азимут), σ_{E_A} (элонгация радианта от апекса), σ_{V_g} (геоцентрическая скорость), σ_{V_h} (гелиоцентрическая скорость), $\sigma_{1/a}$ (обратная большая полуось). Наверху каждой гистограммы приведена усредненная ошибка. N – число метеороидов, %.

Автором использовалась электронная база ХНУРЭ 250000 орбит метеорных тел (раздел 2), кроме того были самостоятельно отобраны и пересчитаны гиперболические орбиты 1975-1976 гг. 1350 и 950 из всех орбит МАРС, хранившиеся ранее на бумажном носителе. Были созданы авторские базы данных гиперболических метеоров и рассчитаны неопределенности параметров отобранных метеороидов и их орбит. В таблице 3.1 приведен образец метеорных данных по почти параболическим

и гиперболическим орбитам метеороидов, зарегистрированных 12-13 июля 1975 г радиометодом в Харькове, где: (Н:М) – часы и минуты; (β', λ') – гелиоцентрические координаты радианта; E_S' – элонгация радианта от Солнца; V_h – гелиоцентрическая скорость; V_g – геоцентрическая скорость; e – эксцентриситет; q – перигелийное расстояние; p – параметр орбиты; i – наклонение; ω – аргумент перигелия; Ω – долгота восходящего узла; $\pi = \omega + \Omega$ долгота перигелия, R_Ω, R_U – радиус-вектор восходящего и нисходящего узлов.

Все гиперболические и почти параболические орбиты, отобранные по критерию $e \geq 1$, $a < 0$, были названы формально гиперболическими, а орбиты, отобранные из формально гиперболических по критерию 2σ (два сигма) – реальными.

Т.е. орбиты считались реальными с использованием превышения их эксцентриситетом значения $e=1$ на две величины среднеквадратичной ошибки $2\sigma e$ для индивидуальной орбиты ($e \geq 1 + 2\sigma e$, где σe – неопределенность в эксцентриситете).

Распределения неопределенностей для формальных и реальных гиперболических орбит похожи, если исключить «крылья» в распределении формальных гиперболических орбит (см для σ_e рис. 3.3 а). Распределение неопределенностей для элонгации радианта от Солнца $\sigma_{E_S'}$ аналогично распределению σ_{E_A} , здесь приведено одно. Каждая гистограмма показывает среднее значение неопределенностей (Рис. 3.2, 3.3а).

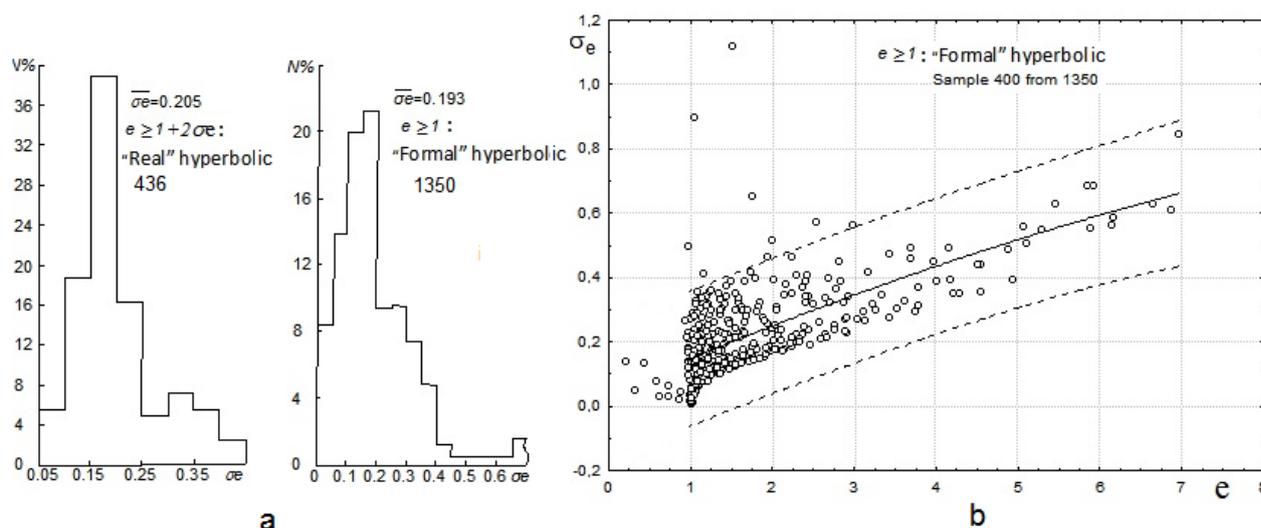


Рис. 3.3. Гистограммы распределения погрешностей эксцентриситета σ_e для 1350 метеорных орбит с $e \geq 1$ (формальных) и 436 с $e \geq 1 + 2\sigma e$ (реальных), сверху указана усредненная погрешность, N – количество орбит (а); $\sigma e = f(e)$ (b)

Ниже мы выборочно представляем средние неопределенности в формальных гиперболических орбитах вместе с ошибками для реальных гиперболических орбит (в круглых скобках), для радиоэллиптических орбит [3] (в квадратных скобках) и для фотографических эллиптических орбит (в фигурных скобках): $\bar{\sigma}_{V_g} = 2,4$, [1,5], {0,6} км/с, $\bar{\sigma}_Z = 4,2^0$, $\bar{\sigma}_A = 1,8^0$ и $\bar{\sigma}_{V_h} = 2,4$ км/с (2,4 км/с), $\bar{\sigma}_e = 0,193$, (0,205), [0,12], {0,052}, $\bar{\sigma}_{a^{-1}} = 0,25$, [0,25], {0,054}, $\bar{\sigma}_{E_a} = 2,7^0$, $\bar{\sigma}_{\beta'} = 5,5^0$, $\bar{\sigma}_{\lambda'} = 3,6^0$, $\bar{\sigma}_{\sigma} = 7,6^0$, {2,46⁰}, $\bar{\sigma}_i = 7,0^0$, [6,6⁰], {2,12⁰}. Отдельные гиперболические орбиты показывают даже более высокую точность (рис. 3.2-3.3). Минимальные значения были найдены: $\sigma_{V_g} < 1.5$ км/с, $\sigma_Z < 0.5^0$, $\sigma_A < 0.5^0$, и $\sigma_{V_h} < 1$ км/с. Часть из орбит имеет неопределенности значительные. Все погрешности эксцентриситета укладываются в коридор 10%.

3.3 Сравнительный анализ неопределенностей по данным МАРС и другим источникам в скорости, координатах радианта и параметрам орбит метеорных тел

Сопоставление наших результатов [9, 29] с другими [3, 6] подтверждает достаточную точность в определении орбит метеорных тел на комплексе МАРС. В таблице 3.2 из работы [3] указаны оценки среднего значения среднеквадратичных ошибок σx и их стандартных отклонений $S(\sigma x)$, рассчитанных по результатам измерений в Харькове. В нижней строке той же таблицы из [35] выписаны оценки средних квадратичных ошибок одного измерения, полученные по разбросу индивидуальных значений параметров 298 метеоров потока Геминид.

Таблица 3.2. Оценки среднего значения RMS и их стандартные отклонения [3]

x	V_{∞} , км·с ⁻¹	V_g , км·с ⁻¹	V_h , км·с ⁻¹	i , ^o	a , а.е.	a^{-1} (а.е.) ⁻¹	e	q , а.е.	q' , а.е.
$\bar{\sigma}x$	1,4	1,5	1,5	6,6	0,5	0,12	0,25	0,37	1,0
$S(\sigma x)$	0,56	0,57	1,22	6,59	1,67	0,09	0,48	0,61	3,21
σx	2,0	—	—	5,6	—	0,15	0,028	0,028	—

Из таблицы 3.2 следует, что оценки средних σe и σq , рассчитанные по выборке зарегистрированных спорадических эллиптических метеорных тел, приблизительно в 10 раз превосходят $\bar{\sigma e}$ и $\bar{\sigma q}$, полученные по наблюдениям метеоров потока Геминид. Одна из причин такого отличия в том, что частицы Геминид ($\bar{e} \approx 0.86$) на-

ходятся в благоприятных условиях с точки зрения оценки эксцентриситетов орбит, по которым они движутся. Подавляющее же большинство регистрируемых частиц движутся по менее вытянутым орбитам. Среднее значение эксцентриситета по измерениям в Харькове приблизительно равняется 0.6. Средняя квадратичная ошибка σe растет с уменьшением e . Рост же σe приводит к увеличению и σq . В общем случае методика оценки неопределенностей измерения параметров метеоров по результатам наблюдений потоков дает завышенные оценки неопределенностей [3], поскольку естественный разброс параметров частиц, принадлежащих потокам, заранее неизвестен и процедура выделения потоковых частиц из спорадического фона не гарантирует от ошибок классификации.

Максимальное значение среднеквадратичной неопределенности одного измерения можно оценить косвенным путем. Методика оценки этого параметра подробно изложена в [3]. Показано, что радиолокационный метод наблюдений метеоров позволяет получить погрешность измерения скорости v_∞ , как минимум в два – три раза меньшую, чем та что получается по наблюдениям потоковых метеоров, среднеквадратическая ошибка единичного измерения скорости v_h не превышает 0,2 – 0,3 км/с, а $\sigma \alpha < 0,1$ а. е.

При оценке неопределенностей вычисления параметров зарегистрированных метеорных тел как правило используют результаты измерений в эпоху действия метеорных потоков, для которых известны средние значения скоростей частиц, координат радиантов, элементов орбит. Методика расчетов и оценки неопределенностей для радиолокационной станции ИЭМ (г. Обнинск) приведены в [6, 202]. Случайные средние квадратичные ошибки определения скорости и координат радианта метеора таковы:

$$\sigma V = \pm(1,2 \dots 1,5) \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \text{ для средних скоростей;}$$

$$\sigma V = \pm 2,0 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1} \text{ для больших скоростей;}$$

$$\sigma \delta = \pm 2^\circ, 0;$$

$$\sigma \alpha = \pm 2^\circ, 0 \text{ sec } \delta.$$

Здесь α и δ – экваториальные геоцентрические координаты радианта.

Анализ результатов наблюдения метеоров, образованных телами, принадлежащими потокам Геминиды, Квадрантиды и Ориониды, на комплексе МАРС, показал, что неопределенности оценки координат радиантов в Харькове того же порядка, что и приведенные выше. Среднеквадратическая неопределенность оценки скорости метеорного тела с ростом V_∞ увеличивается, в первую очередь, из-за шумов дискретизации АВХ отраженного сигнала с частотой следования зондирующих импульсов и влияния помех. По результатам измерений в Харькове для метеорных тел, скорость которых выше $30 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, величину средней квадратичной неопределенности измерения скорости в зависимости от V_∞ можно в первом приближении аппроксимировать следующей кусочно-линейной зависимостью:

$$\begin{cases} \sigma V_\infty = 1,0 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}, V_\infty \in (30\dots40) \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}, \\ \sigma V_\infty = 0,05 V_\infty - 1,0, V_\infty \in (40\dots50) \text{ км}\cdot\text{с}^{-1} . \\ \sigma V_\infty = 0,125 V_\infty - 4,75, V_\infty \geq 50 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}. \end{cases} \quad (3.107)$$

Для частиц с низкими значениями скорости случайная неопределенность увеличивается из-за того, что поправка на торможение вводится без привязки к части следа, где находится зеркальная точка. Такой метод учета торможения приводит к увеличению случайного разброса оценок V_∞ . Если поправка на торможение аппроксимирована формулой вида (3.7) [6].

Исходя из (3.7), для метеорных тел, скорости которых ниже $30 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1}$, величина средней квадратичной неопределенности измерения скорости в зависимости от V_∞ аппроксимирована зависимостью

$$\begin{cases} \sigma V_\infty = 2,5 - 0,05 V_\infty, V_\infty \in (20\dots30) \text{ км}\cdot\text{с}^{-1} \\ \sigma V_\infty = 6,5 - 0,25 V_\infty, V_\infty \leq 20 \text{ км}\cdot\text{с}^{-1} \end{cases} . \quad (3.108)$$

В [6] отмечено, зависимости (3.107) и особенно (3.108) получены в значительной степени эвристическим путем.

Сопоставление наших оценок неопределенностей в динамических параметрах орбитального движения метеороидов с оценкам других исследователей приведены в таблице 3.3 (фотографический метод: 1 – в Одессе и Душанбе для индивидуальных орбит [44, 220]; 6 – по наблюдению Персеид в Душанбе [5]; радиолокационный метод в Харькове: 2 – по наблюдению метеорного потока Геминид [35]; 3 – для эллип-

тических орбит [3]; 4 – для гиперболических орбит [29]; радиолокационный метод: 5 – в Обнинске [6], 7 – в Крайстчерч Новой Зеландии на AMOR [212]. Выводы нашей работы по точности измерений радиолокационных данных, в частности, МАРС, согласуются с [3,6]. Подтверждается, что с ростом e погрешность σe не имеет тенденции чрезмерного роста, и что в отдельных случаях точность МАРС в определении параметров индивидуальных орбит приближается к точности фотографического метода. В [6] показано, что точность каталогов орбит радиометеоров не хуже, чем точность фотографических каталогов, а иногда лучше.

Точность орбит каталогов может быть улучшена повышением точности вычислений (если исходные параметры известны), т. е. применяя улучшенный алгоритм и константы [221,6].

Таблица 3.3. Неопределенности параметров метеоров по разным данным

	Vg , км/с	σA°	σZ°	$\sigma \alpha^\circ$	$\sigma \delta^\circ$	σe	$\sigma(1/a)$ а.е. ⁻¹	σi°	$\sigma \omega^\circ$
1	0,6	-	-	0,5	0,5	0,052	0,054	2,12	2,46
2	2,0	-	-	2,7	2,4	0,028	0,15	5,6	4,3
3	1,4	-	-	-	-	0,25	0,12	6,6	-
4	2,4	1,8	4,2	-	-	0,205	0,253	7,0	7,6
5	1,6	-	-	2,0	2,0	0,04	0,08	3,0	4,0
6	0,6			0,5	0,05	0,048	0,050	1,78	1,92
7	5% (v_h)							2°	2°

3.4 Повышение точности данных каталогов метеоров путем уточнения алгоритма расчета их параметров

В настоящее время для расчета элементов орбит метеорных тел обычно используется алгоритм, основанный на применении формул невозмущенной задачи двух тел [202, 103, 194, 89]. Однако схемы реализации этого алгоритма и применяемые константы могут отличаться, что может стать причиной различия в конечных результатах.

Для более точного учета влияния притяжения Земли на координаты радианта нами [11] была использована вместо формулы Скиапарелли [103] общая формула зенитного притяжения [221], справедливая для любых положений метеорного следа относительно зенита наблюдателя (3.109). При радиолокационных наблюдениях

применение этой формулы предполагает знание высоты, угла места и азимута отражающей точки метеорного следа (H, θ, A^*) .

$$\operatorname{tg} \frac{\Phi^*}{2} = \frac{W - U}{W + U} \cdot \operatorname{tg} \frac{z^*}{2}, \quad (3.109)$$

$$\cos z^* = \cos z \cdot \cos \gamma + \sin z \cdot \sin \gamma \cdot \cos(A^* - A),$$

$$\gamma = 90^\circ - \theta - \arcsin\left(\frac{R_3}{R_3 + H} \cdot \cos \theta\right),$$

где Φ^* – поправка зенитного притяжения, W – значение скорости, полученное из наблюдений, U – значение скорости метеорного тела, неискаженное притяжением Земли, z и z^* – зенитные расстояния радианта метеора для наблюдателя, произвольным образом расположенного относительно плоскости траектории и наблюдателя, для которого явление метеора происходит строго в зените, соответственно, γ – геоцентрический угол между пунктом наблюдения и пунктом, для которого метеор в зените, A – азимут радианта метеора, H – высота метеора, R_3 – радиус Земли.

Величину

$$\delta z = \Phi^* - \Phi \quad (3.110)$$

будем называть погрешностью формулы Скиапарелли. Это разность поправок зенитного притяжения, вычисленных по общей формуле зенитного притяжения Φ^* и по формуле Скиапарелли Φ . Максимальная погрешность по данным [221] получилась около 3^0 для антиапексных метеорных тел, имеющих параболическое значение гелиоцентрической скорости и когда условия наблюдения определялись следующими значениями параметров: $90^\circ - \theta = 90^\circ, A^* - A = 180^\circ, z = 90^\circ$. В этой же работе было сделано предположение, что реализация при радионаблюдениях указанных значений параметров должна привести к тому, что из-за неточности формулы Скиапарелли каталоги радиометеоров по сравнению с каталогами фотометеоров будут иметь несколько большие систематические ошибки в положениях радиантов и параметрах орбит метеороидов, имеющих в основном малые скорости.

При индивидуальных оценках точности вычисления параметров каждого метеора для гиперболических орбит средние значения погрешности горизонтальных координат радиантов метеоров в Харькове примем такие значения [29]:

$$\sigma_{\bar{A}} = 1,8^{\circ}, \quad \overline{\sigma_z} = 3,5^{\circ}. \quad (3.111)$$

Максимальная оценка погрешности формулы Скиапарелли, достигающая 3° , находится на границе точности вычислений по харьковским данным и, следовательно, применение общей формулы зенитного притяжения может повлиять на изменение конечного результата вычислений для гиперболических орбит метеорных тел.

Из харьковских данных 1975 года было отобрано 488 гиперболических орбит метеорных тел, для которых определены высоты метеоров. Орбиты, в алгоритме вычисления элементов которых применялась формула Скиапарелли, будем называть прежними, а орбиты, вычисленные с применением общей формулы зенитного притяжения – уточненными. Полученные распределения числа уточненных орбит по e и по $1/a$ мало отличаются от соответствующих распределений числа прежних орбит. Указанные распределения по e приведены на рис. 3.4а.

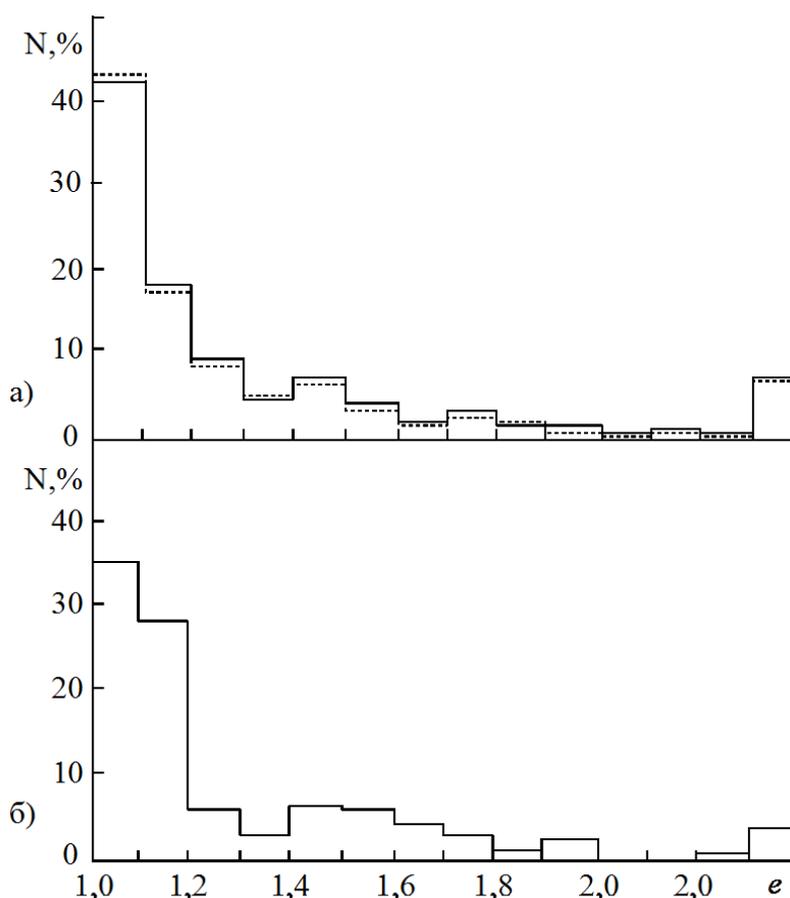


Рис.3.4. Распределения по эксцентриситету e числа орбит метеорных тел: а) всех исследуемых (— прежние орбиты, ---- уточненные орбиты; б) отобранных по скоростям (— уточненные орбиты)

Средние значения элементов 488 гиперболических орбит при вычислении поправки зенитного притяжения по общей формуле изменились незначительно: для прежних орбит - $\bar{e} = 1,38$, $\overline{1/a} = -0,42$, для уточненных $\bar{e} = 1,39$, $\overline{1/a} = -0,43$. Для метеорных тел с $V_g \leq 30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ распределения относительного числа прежних и уточненных орбит совпали на всех интервалах e и $1/a$, соответственно. На рис. 3.4б приведено распределение эксцентриситета e для уточненных орбит метеорных тел с $V_g \leq 30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$. При пересчете орбит метеорных тел в выборке из харьковских данных 1975 г., кроме 488 гиперболических орбит присутствовало несколько эллиптических орбит, у которых эксцентриситет был близок к единице. Одна из таких орбит в результате применения общей формулы зенитного притяжения из эллиптической превратилась в гиперболическую, что подтверждает возможность трансформации вычисленной формы орбиты в результате повышения точности определения координат радиантов метеоров, когда форма орбиты близка к параболической.

Для исследуемой выборки метеоров из харьковских данных максимальное значение погрешности формулы Скиапарелли равняется $0^0,26$. Это на порядок ниже максимального значения этой погрешности по оценкам в работе [221]. Среднее значение погрешности формулы Скиапарелли по харьковским данным еще меньше: для 488 метеоров $\overline{\delta z} = 0^0,024$, из них для метеоров $V_g \leq 30 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$ $\overline{\delta z} = 0^0,054$. На рис. 3.5 изображена зависимость погрешности формулы Скиапарелли от геоцентрической скорости $\delta z = f(V_g)$: для каждого интервала скорости приведено среднее значение погрешности $\overline{\delta z}$ по данному интервалу и распределение числа исследуемых метеорных тел по геоцентрической скорости.

Ход зависимости $\delta z = f(V_g)$ подтверждает факт роста погрешности формулы Скиапарелли с уменьшением скорости метеорных тел. Самые большие величины δz получены для метеорных тел $V_g \leq 25 \text{ км} \cdot \text{с}^{-1}$, хотя таких метеорных тел из 488 оказалось всего 19. Для того, чтобы выяснить, почему погрешность формулы Скиапарелли по данным радионаблюдений в Харькове даже для медленных метеоров оказалась гораздо меньше, чем теоретически обоснованная в работе [221], был проведен анализ условий наблюдения исследуемых метеоров, таблица 3.4-3.5.

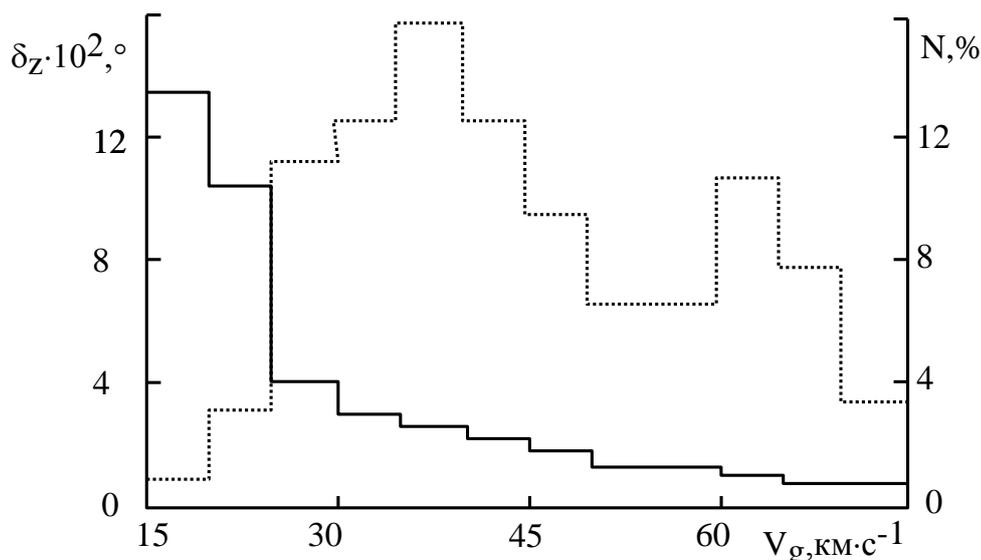


Рис. 3.5. Зависимость погрешности формулы Скиапарелли от геоцентрической скорости $\delta z = f(V_g)$

Таблица 3.4. Распределение числа исследуемых гиперболических орбит метеорных тел в зависимости от погрешности формулы Скиапарелли и разности азимутов направлений на метеор и радиант метеора $(A^* - A)^0$: для интервала $90^0 < (A^* - A)^0 < 180^0$

$(\delta z \cdot 10^2)^0$	$(A^* - A)^0$								
	>90	>100	>110	>120	>130	>140	>150	>160	>170
0-1	3	2	6	4	2	1	1	2	0
1-2	0	3	11	9	8	13	8	8	15
2-3	0	2	10	11	8	10	5	7	2
3-4	0	1	1	2	4	6	4	3	5
4-5	0	0	1	3	5	4	2	2	3
5-6	0	0	1	2	1	2	1	4	3
6-7	0	0	0	0	0	0	1	2	0
7-8	0	0	0	0	0	1	0	1	1
8-9	0	0	0	1	0	0	0	1	0
9-10	0	0	0	0	0	0	1	0	0
10-11	0	0	0	0	1	0	0	1	0
11-12	0	0	0	0	0	0	0	1	0
>12	0	0	0	0	1	0	1	0	0

Еще один источник появления мнимых гиперболических орбит связан с интегралом энергии геоцентрического движения. Исправление наблюдаемой скорости за притяжение Земли можно производить поправкой в виде $2\mu_3/r$ или $2g \cdot r$. Между

ними нет принципиальной разницы, если использовать одну и ту же модель сил. Однако во всех руководствах по расчету элементов орбит используется выражение для ускорения, включающего в себя отрицательное ускорение от центробежного потенциала, который, по-видимому реально не действует на тела, находящиеся вне поверхности Земли. Поэтому геоцентрические скорости, полученные путем использования величины $2g \cdot r$ всегда будут больше истинных.

Число гипербол с повышением точности вычислений уточнением алгоритма стало меньше, было 1,1%, стало 0,9 % . Размер выборки гипербол ~ 1000 орбит. 55 орбит уточненной выборки гипербол по критерию 2σ остались реальными.

Таблица 3.5. Распределение числа исследуемых гиперболических орбит метеорных тел в зависимости от погрешности формулы Скиапарелли и разности азимутов направлений на метеор и радиант метеора $(A^* - A)^0$: для интервала $180^0 < (A^* - A)^0 < 270^0$

$(\delta \cdot 10^2)^0$	$(A^* - A)^0$								
	>180	>190	>200	>210	>220	>230	>240	>250	>260
0-1	7	5	8	9	13	20	16	10	6
1-2	5	9	12	10	15	10	13	8	2
2-3	4	6	5	5	8	4	5	3	0
3-4	5	3	3	4	4	0	2	0	0
4-5	1	0	1	2	5	2	0	0	0
5-6	1	1	0	3	2	1	0	0	0
6-7	0	0	2	0	0	0	1	0	0
7-8	0	1	0	0	1	0	0	0	0
8-9	0	0	0	0	0	0	0	0	0
9-10	1	0	0	0	0	0	0	0	0
10-11	0	0	0	0	1	0	0	0	0
11-12	0	0	0	0	0	0	0	0	0
>12	0	0	0	0	1	0	0	0	0

В целом проведенное исследование показывает, что точность в определении индивидуальных гиперболических орбит радиометеоров, как правило, удовлетворительная и для ряда случаев сравнима с точностью фотографического метода.

Выводы к разделу 3

Мы разработали аналитический алгоритм расчета неопределенности в орбитальных элементах слабых метеоров для радиолокационной системы МАРС. Мы построили

экспериментальную эмпирическую модель распределения неопределенностей в орбитальных элементах метеорных радиолокационных данных МАРС и протестировали ее для предельного наихудшего случая - "гиперболических метеоров" 1975 года. Исследования показывают, что точность определения индивидуальных гиперболических орбит радиометеоров, как правило, удовлетворительная, а в некоторых случаях, сравнима с полученной с помощью фотографического метода. Наши результаты не опровергают реальность гиперболических орбит, зарегистрированных МАРС. Мы обнаружили, что $\sim 2,5\%$ были формальными гиперболическими орбитами ($e \geq 1$, < 0) и $\sim 0,8\%$ были реальными гиперболическими орбитами по критерию два сигма ($e \geq 1 + 2\sigma_e$, < 0). Мы получили среднюю погрешность в эксцентриситете для гиперболических орбит $\sigma_{\bar{e}} \sim 0,2$.

РАЗДЕЛ 4 МОДЕЛЬ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ И МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ВЫСОКОЭКЦЕНТРИЧНЫХ ОРБИТ МЕТЕОРОИДОВ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

4.1 Размеры Солнечной Системы и некоторые проблемы ее изучения

В таблице 2.2 размеры больших полуосей высокоэксцентричных орбит МАРС достигают 1100 а.е. и был выявлен диапазон афелийных расстояний 1-2000 а.е. Возникает вопрос, из каких удаленных областей Солнечной системы приходит метеорное вещество, регистрируемое в атмосфере Земли, чем примечательны эти области и каковы размеры Солнечной системы?

Оценки динамических размеров Солнечной системы основаны на теоретических предположениях, в частности, связанных с гравитационными сферами Солнца [195, 222]. Радиус галактической орбиты Солнца принят равным $16,5 \cdot 10^8$ а.е. Радиус сферы действия для Солнечной системы – 60 тыс. а.е., сфера притяжения – 4 500 а.е., сфера Хилла – 230 тыс. а.е. Принимая во внимание в качестве динамической границы Солнечной системы сферу Хилла, можно сделать вывод, что Солнечная система простирается практически до соседних звезд (ближайшая к Солнцу звезда α Центавра удалена на 280 тыс. а.е.). Области устойчивого движения в смысле Хилла–Лагранжа получаются различными для прямых движений и для движений в обратном направлении, с радиусом устойчивости орбиты по Лагранжу равному только 100 тыс. а.е. Считается, что такая физическая величина, как момент количества движения Солнечной системы, сохраняется. Момент количества движения притянутой планете вычисляется по формуле, где масса планеты – m , радиус ее орбиты – r и скорость движения – V :

$$L = m \cdot r \cdot V . \quad (4.1)$$

Для Солнца, которое находится в центре Солнечной системы и вращается вокруг своей оси, момент количества движения вычисляется, например, суммированием момента каждой частицы. По принятым оценкам, момент количества движения Солнца составляет всего 2% от момента количества движения планет. Главная доля момента количества движения Солнечной системы приходится на Юпитер и Сатурн. Важной характеристикой всей Солнечной системы является особенность этого распределения между планетами и Солнцем. Если принять модель Лапласа, в которой

Солнечная система образовалась из газопылевого облака, то возникает два парадокса: несоблюдение законов полного момента количества движения и полной кинетической энергии Солнечной системы.

Силы, обуславливающие движения небесных тел различаются по своему характеру и происхождению. Законы, определяющие их изменение, в некоторых случаях известны не в полном объеме или совершенно неизвестны, вследствие чего изучение движений с абсолютной точностью и во всех подробностях становится фактически невозможным. Приходится применять метод последовательных приближений. Первым приближением является теория Ньютона (классическая механика). Вторым приближением является теория Эйнштейна, которая в математическом плане на порядок сложнее, чем теория Ньютона. Третье приближение математического естествознания уже вызревает с попыткой человеческого разума разрешить наблюдаемые парадоксы, например, такие как, кротовые норы, оперируя понятиями фантомной материи и темной энергии [223], или задачу об устойчивости или неустойчивости планетарных систем (и Солнечной системы, уже в частности), основываясь на квантовой космологии. Становятся необходимыми даже в классической небесной механике такие понятия как топология и метрика пространства кеплеровых орбит [224]. Классическая небесная механика сосредотачивает свое внимание, прежде всего, на силе притяжения, открытой Ньютоном [194, 195, 222].

Вопросы устойчивости Солнечной системы теперь рассматривают вместе с вопросами стабильности систем экзопланет и связывают их со значениями таких параметров, как эксцентриситет и наклонение. Значительный эксцентриситет орбиты массивной экзопланеты обычно влечет значительный (того же порядка) эволюционирующий эксцентриситет орбиты малой планеты. Существование устойчивых почти круговых орбит типа орбиты Земли в системах открытых экзопланет совсем исключить нельзя, однако они являются нетипичными, редкими исключениями из общего правила. В случае регулярного движения при отсутствии сближений планет эволюция орбиты малой планеты обычно может быть достаточно точно описана аналитически с использованием теории вековых возмущений Лапласа-Лагранжа. В случае нерегулярного движения, когда эволюция (рост) эксцентриситета приводит к

сближениям, изменения орбиты происходят скачкообразно (при сближениях). При этом имеет место связь эксцентриситета и большой полуоси: перицентрическое расстояние малой планеты все время приблизительно постоянно и близко к большой полуоси массивной планеты. Сравнительно быстро начальная круговая орбита становится похожей на орбиту долгопериодической кометы.

Методы проведения нашего исследования не выходят за рамки классической механики и связаны с результатами экспериментов, в планировании которых использованы ее постулаты, но объект исследований особый – орбиты метеороидов, которые высокоэксцентричны, могут и «царапать» Солнце, и достигать внешних границ Солнечной системы вплоть до ухода в межзвездное пространство и уже по своей природе несут в себе элемент нестабильности.

Кроме гравитационного притяжения Солнца и планет движение метеорных тел определяется также негравитационными силами, возникающими в результате взаимодействия метеорных тел с электромагнитным и корпускулярным солнечным излучением. Световое давление может выталкивать из Солнечной системы мельчайшие метеорные тела размерами менее 10^{-4} см. Под действием эффекта Пойтинга-Робертсона уменьшаются размеры и эксцентриситет орбиты (тем быстрее, чем меньше метеорное тело и размеры орбиты), и метеорное тело по спирали приближается к Солнцу. На пути к Солнцу оно может быть захвачено планетами. «Барьер» Юпитера могут пройти только очень мелкие метеорные тела. Время жизни метеорных тел внутри орбиты Юпитера много меньше возраста Солнечной системы, т.е. метеорное вещество должно постоянно пополняться. Возможны различные источники метеорного вещества: распад комет, дробление малых планет, приток очень мелких метеорных тел с периферии Солнечной системы и др. [195, 225- 227].

4.2 Кометная динамика и кометы с орбитами гиперболического типа ($e > 1$) в Солнечной системе

Среди астероидной компоненты параболическая и гиперболическая составляющие считаются отсутствующими [225]. Для комет вычисленная орбита может отличаться от эллиптической. Например, из 659 различных комет каталога Марсдена 285 имеют параболические и 98 гиперболические орбиты [226].

В качестве родительских объектов гиперболического типа заманчиво использовать кометы с хорошо известными орбитами и другими параметрами. Относительно комет актуальна следующая структурная динамика, что есть две большие популяции комет: облако Елика-Оорта, которое состоит из долгопериодических комет с орбитами, имеющими произвольный наклон и афелий, и пояс Койпера-Еджеворта (Kuiper -Edworth), состоящий, в основном, из комет с малыми наклонностями орбит и порождающие популяцию коротко- и средне- периодических комет, а также троянцев и астероидов с эллиптическими орбитами, которые перешли во внутреннюю Солнечную систему из пояса Койпера-Еджеворта из-за гравитационного влияния планет-гигантов. Кометозимали были первыми объектами, которые объединились внешней протосолнечной туманностью в облаке Элика-Оорта и в поясе Койпера-Еджеворта и стали своеобразными "кирпичиками" для всех тел Солнечной системы. Кометные ядра, которые расположились за орбитой Нептуна на расстояниях 30-55 а.е., сформировали пояс Койпера-Эджворта. Кометные ядра, которые сформировались вблизи планет-гигантов, имели следующие эволюционные пути: аккреция на планету-гигант, выбрасывание на гиперболическую орбиту из Солнечной системы, или же переход с короткопериодической на долгопериодическую орбиту в облако Елика-Оорта, где кометные ядра сохранились почти в неизменном состоянии. И пока они вместе с астероидами главного пояса малых планет и пояса Койпера-Эджворта являются доступными образцами первобытного вещества, из которого сформировалась Солнечная система 4,6 миллиардов лет тому назад и возникли Солнце и планеты, в том числе и планета Земля. Несколько периодических комет имеют афелии орбит, удаленные от Солнца на 50-60 а.е. Возможно они группируются вблизи орбиты неизвестной трансплутоновой планеты. Сегодня ученые используют классификацию по афелийному расстоянию $4,6 < Q \leq 10$ а.е. для долгопериодических LP –комет и $Q < 4,6$ а.е. для короткопериодических SP -комет и астероидов. Общепринято деление комет на соответствующие семейства, связанные с эволюцией орбит комет под воздействием планет [226]. В связи с новыми открытиями Хорнер и Эванс [228] предложили классификацию кометоподобных объектов за Сатурном в соответствии с планетами, которые контролируют эволюцию их перигелиев

($6,7 < q < 60$ а.е.) и афелиев ($16 \sim Q < 1000$ а.е.). Например, UK -объекты [229]. Это обеспечивает 15 различных категорий для объектов в регионе транс-Сатурна и создание двух новых кометных классов: 1) комет типа Энке, 2) комет типа Кентавров [228].

Отдельно нужно остановиться на полемике о межзвездных кометах. В одних гипотезах считается, что гиперболические орбиты комет образованы в Солнечной системе. Согласно гипотезе голландского ученого Оорта, Солнечная система окружена гигантским облаком кометных ядер до расстояния в 1 *пс*. Под действием звездных возмущений орбиты некоторых ядер изменяются, и в результате вблизи Солнца появляются кометы. По наблюдательным данным эксцентриситеты гиперболических орбит комет близки к единице. Доказательством, что кометы на гиперболических орбитах являются жителям Солнечной системы, считается отсутствие произвольного набора эксцентриситетов их орбит после единицы.

В других гипотезах, приход межзвездных комет не относится к числу невероятных событий. Малая вероятность их наблюдения является положительным аргументом в пользу того, что межзвездные кометы могут оказаться среди зарегистрированных комет с гиперболическими орбитами. Когда обрабатываются кометные орбитальные данные, часто можно последовательно перейти от наблюдаемой осциллирующей орбиты к первичной эллиптической после учета планетных возмущений. Наблюдательная селекция является дополнительной трудностью, когда изучается распределение кометных орбит. Плотность межзвездных комет в Галактическом диске оценивается как 1 комета в кубе со стороной 9 а. е. Это не далеко от той плотности, которая обеспечивает заметную вероятность наблюдения межзвездных комет. Предлагаются различные методы поиска и отбора межзвездных комет, в том числе из кинематических соображений. В [144] обосновывается, что выявление концентрации перигейных направлений в комплексе долгопериодических комет к точке апекса пекулярного движения Солнца $\lambda_{A\odot} = 270^\circ$, $\beta_{A\odot} = 57.5^\circ$ было бы важнейшим аргументом в пользу гипотезы о межзвездной природе комет.

4.3 Распределения параметров высокоэксцентричных орбит метеороидов

Метеороиды комплекса высокоэксцентричных (в частности, гиперболических)

орбит, зарегистрированные в атмосфере Земли, могут иметь сходные свойства, а могут значительно различаться между собой. Каждую орбиту описывает набор из шести параметров, поэтому специфические свойства и закономерности, в том числе связанные с механизмами происхождения орбит, можно выявить в распределениях числа орбит по каждому из параметров. Такой подход применяется при анализе орбит метеорных тел, и мы используем его также для представления модели.

Нами были построены распределения параметров всех орбит и высокоэксцентричных орбит (формальных гиперболических орбит) метеороидов, зарегистрированных в Харькове. Вариации этих распределений от времени суток, сезона и факторов селективности были исследованы и приняты во внимание. В Харькове к 80-м годам XX века была сформирована эмпирическая модель распределения метеорного вещества, основанная на радиолокационных данных в интервале масс 10^{-6} - 10^{-3} г с параметром распределения по массам $S=2$. Некоторые свойства и характеристики этой модели были опубликованы [185-186]. Эту модель будем условно называть моделью Кашеева-Ткачука. По данным МАРС 1972-1978 гг. были разработаны и построены другие варианты харьковской модели метеорного вещества (например, модель Волощука [219, 230-232]. Варианты харьковской модели согласуются между собой по главным характеристикам исследуемого образца и в ряде случаев дополняют друг друга. Как путеводитель по харьковской эмпирической орбитальной модели метеоров на основе наблюдательных данных 1972-1978 гг. (модели Кашеева-Ткачука) можно использовать выборочный каталог 5317 метеоров до +12 звездной величины [185], который в сжатом виде отлично демонстрирует все характеристики модели, используемые параметры, методологию и практику учета селективности радионаблюдений в Харькове [35, 203] и 5317 орбит, которые зарегистрированы в Харькове среди всего количества 54 тысяч орбит за 1975 год.

Некоторые характеристики харьковской эмпирической модели орбитальных распределений метеорных тел с использованием радиолокационных наблюдений 1975 года в Харькове (модель Кашеева-Ткачука) представлены на рис. 4.1-4.3.

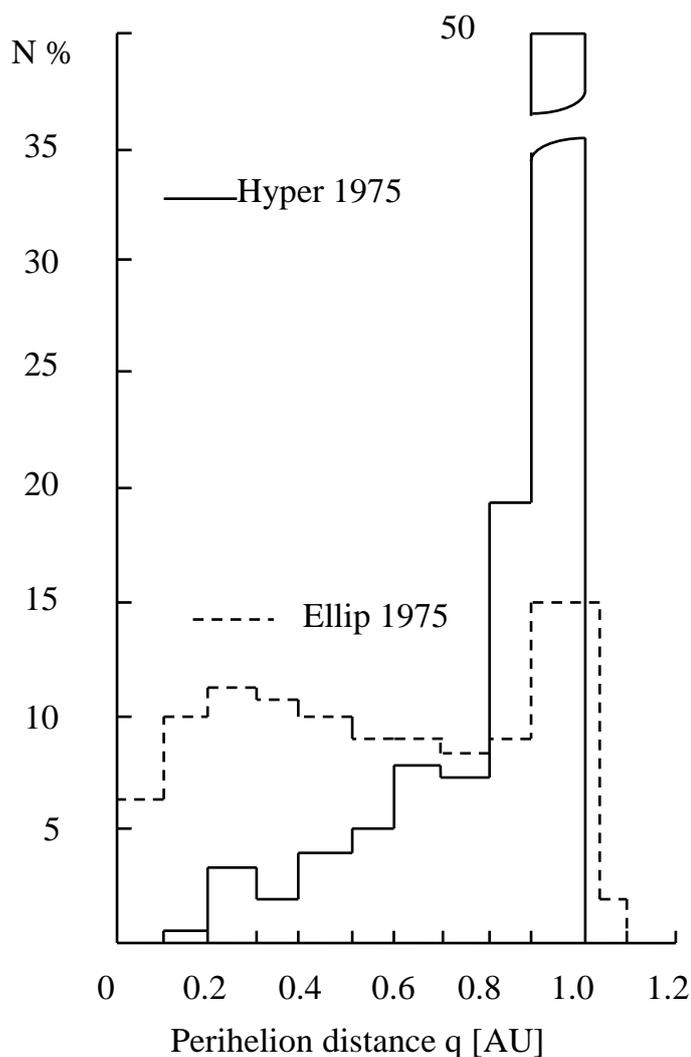


Рис. 4.1 Гистограммы перигелийного расстояния q (ось x , а.е.) для двух типов орбит: эллиптических (пунктирная линия) и гиперболических (сплошная линия)

На рис. 4.1-4.3 распределения, обозначенные пунктирной линией, представляют массив эллиптических орбит, имеющих в каталоге [185]. Распределения, обозначенные сплошной линией, представляют массив гиперболических орбит, отобранных нами [9, 29], это распределения числа метеорных тел в зависимости от трех элементов орбиты: перигелийного расстояния q (рис. 4.1), наклона i (рис. 4.2), и аргумента перигелия ω (рис. 4.3). Было отобрано более 1000 метеорных гиперболических орбит с эксцентриситетами вблизи 1, основанных на данных 1975 г. Их орбитальные распределения и некоторые другие факты поддерживают реальность гиперболических метеоров [24, 29].

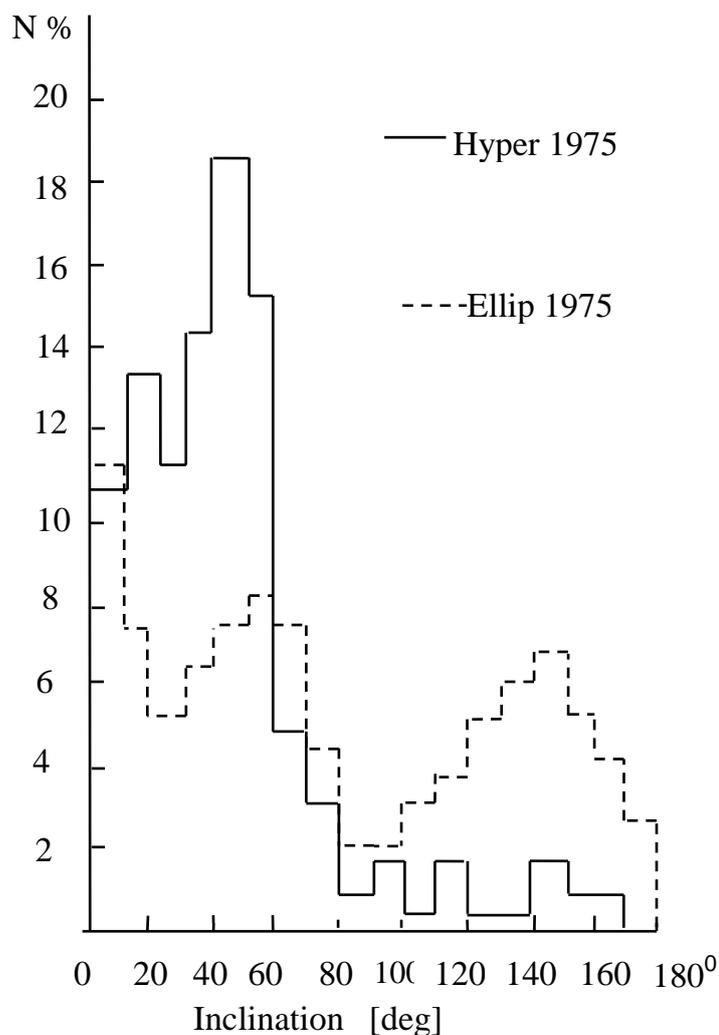


Рис. 4.2 Гистограммы наклонения i (ось x , deg) для двух типов орбит с различным значением эксцентриситетов: для эллиптических (пунктирная линия) и для гиперболических (сплошная линия); Здесь и везде ниже: “deg” – градусы

Ограничим задачу сопоставлением наблюдаемых распределений, проанализировав предварительно, насколько достоверными будут результаты такого сравнения. Принимаем во внимание, что физический фактор замечаемости радиометеоров является функцией наблюдаемой скорости и зенитного расстояния радиантов, а геометрический - функцией, главным образом, склонения радиантов (при круглосуточных наблюдениях) [35, 30]. Анализ распределений гиперболических и эллиптических метеоров по внеатмосферной скорости, по азимуту, зенитному расстоянию и склонению радиантов показал, что соответствующие распределения различаются между собой незначительно и, следовательно, в первом приближении допустимо сравнение наблюдаемых параметров метеоров без учета факторов селекции.

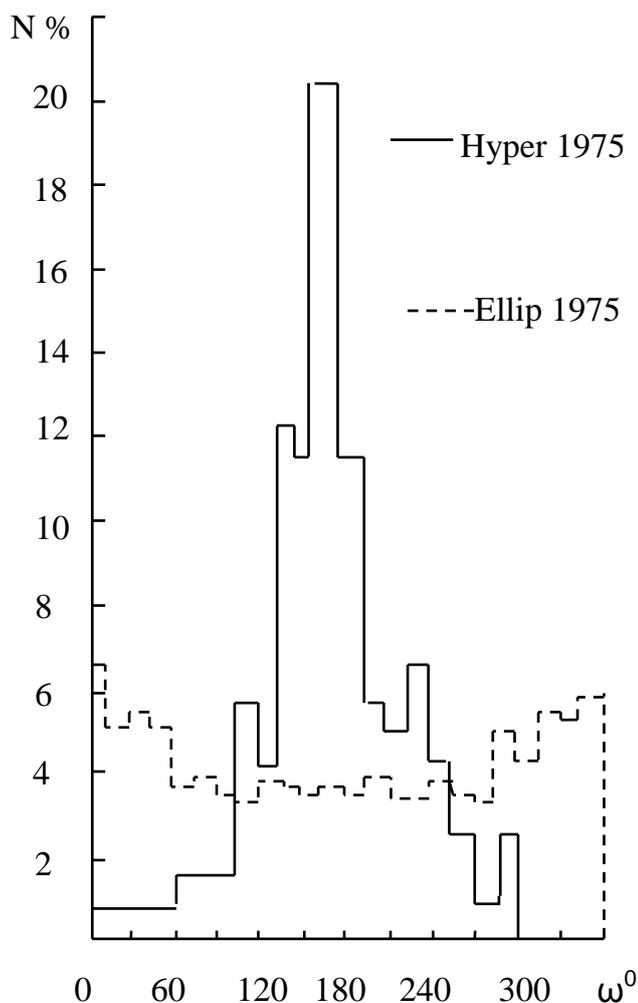


Рис. 4.3 Гистограммы аргумента перигелия ω (ось x, град.) для двух типов орбит: для эллиптических (пунктир) и для гиперболических (сплошная линия)

При этом также выполняется второе важное условие допустимости такого приближения - рассматриваемые данные получены за один и тот же период и с помощью одной и той же аппаратуры. Принимаем в нашей модели за определяющий аргумент и то, что аналогия учета факторов избирательности в распределениях орбит МАРС всех метеоров (модель Кашеева-Ткачука) и метеоров с гиперболическими орбитами (меньшей выборки той же генеральной совокупности) также позволяет использовать в первом приближении харьковские данные без учета селекции при сравнении их между собой. Распределения по V_h и e (Рис. 4.4) для эллипсов и гипербол не сравнивались, так как они примыкают друг к другу.

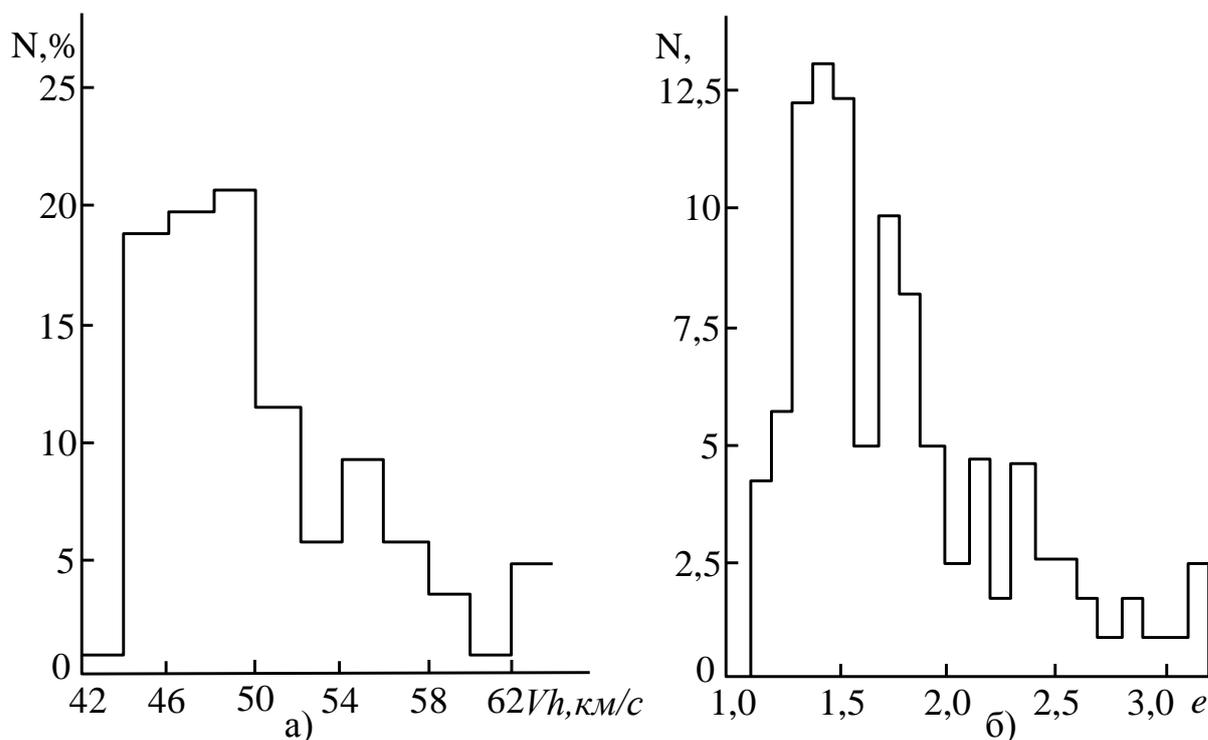


Рис. 4.4 Распределения V_h (а) и e (б) для метеорных орбит с $e \geq 1, a < 0$ (МАРС)

Дополнительным аргументом актуальности сравнения наблюдаемых распределений, а не истинных (хотя истинные распределения нами тоже исследовались), является то, что сложность и подчас неоднозначность исправлений за избирательность может искусственно исказить действительную картину исследуемого объекта (это продемонстрировано в разделе 3 при анализе влияния факторов замечаемости). В ходе исследования особую весомость мы придаем сравнению наблюдательного материала за 1975 год, так как мы используем характеристики комплекса эллиптических орбит по модели выборочного каталога 5317 [185], как эталонного, в связи с тем, что он сформирован специальным образом, чтобы максимально снизить влияние геометрической селекции. Выборка каталога была осуществлена следующим образом. Из всего массива данных были выбраны результаты наблюдений за одни сутки каждого месяца. Причем брались такие дни, которые отстоят друг от друга примерно на одинаковом расстоянии, а наблюдения в эти дни были проведены без каких либо перерывов. Первое условие обеспечивает равномерное распределение периодов наблюдений вдоль орбиты Земли, а второе позволяет ограничиваться одними сутками в каждом цикле наблюдений без введения специального весового множителя P_0 . Такого вида избирательности необходимо уделять должное внимание

[30, 186, 204].

В связи с этим в Харькове было предложено введение весового множителя, необходимого для того, чтобы учесть кратковременные перерывы в наблюдениях по техническим причинам и исключить влияние суточного изменения распределений скоростей и элементов орбит метеорных тел в виде:

$$P_0(T) = \frac{1}{n(T)}, \quad (4.2)$$

где n – число дней фактических наблюдений в данном цикле в зависимости от местного времени. С помощью этого множителя каждый цикл из 5-8 суток приводят к средним непрерывным суткам наблюдений. При этом требуется, чтобы перерывы в наблюдениях не совпадали во времени для всех суток данного цикла.

При составлении каталога 5317 была обеспечена равномерная в течение года и достаточная статистика данных. Были взяты календарные сутки в каждом месяце, за исключением декабря, в котором в целях выполнения условия непрерывности наблюдений взяты смежные сутки 24-25 декабря. Уже отмечалось, что за одни сутки наблюдений на системе МАРС регистрируется 300-700 орбит метеоров в зависимости от периода года, поэтому исходя из того, что в марте суточное число орбит было наименьшим (около 200), поэтому было взято двое суток. Таким образом, кроме тщательно спланированного и проведенного на высоком уровне эксперимента МАРС 1975 года была организована и проведена очень аккуратная научная обработка его результатов (статистическая), что обеспечивает высокую достоверность полученных выводов.

Анализ распределений перигелийных расстояний орбит q (рис. 4.1) показал, что если перигелийные расстояния для эллиптических орбит отмечаются равномерно распределенным ходом вдоль всех диапазонов разбиения за исключением крайних интервалов q , то для гиперболических метеоров характерным является резкое возрастание числа наблюдаемых орбит при $q \rightarrow 1,0$ а.е. Это подтверждает вывод о том, что перигелийные расстояния гиперболических метеоров в основном превышают 0,6 а.е. [233]. Распределения по q , построенные для каталогов [149, 173] имеют аналогичный вид.

Анализ распределений по наклонам i (рис. 4.2) подтверждает вывод том, что среди гиперболических метеоров преобладают орбиты с прямым движением ($i < 90^\circ$), максимум распределения находится в интервале $i = 40^\circ - 50^\circ$, а не вблизи эклиптики, как для эллиптических метеоров. Встречных метеорных тел на гиперболических орбитах наблюдается значительно меньше, чем тел догоняющих Землю. Для эллиптических орбит относительное количество метеорных тел с обратным движением сравнимо с количеством метеорных тел, обладающих прямым движением. В каталогах гиперболических орбит [149, 173], полученных по данным фотографических наблюдений преобладают орбиты с обратным движением, причем много орбит с $i = 110^\circ - 120^\circ$. Объяснить такой пик реальной концентрацией орбит спорадических метеоров представляется затруднительным. Не исключено, что распределения по i искажены метеорами потока Персеид.

На рис. 4.3 показаны распределения аргументов перигелиев орбит ω . Для эллиптических метеоров параметр ω имеет практически равномерный ход в интервале $\omega = 60^\circ - 300^\circ$ с небольшим увеличением количества орбит с $\omega = \pm 60^\circ$ относительно нуля. Распределение гиперболических метеоров почти симметрично с максимумом при $\omega = 180^\circ$. Распределения по q и ω свидетельствуют о том, что больше всего гиперболических орбит наблюдается вблизи перигелия. Частично это объясняется более благоприятными условиями наблюдений (астрономической селекцией).

Распределения гиперболических орбит по гелиоцентрической скорости V_h (рис.4.3а) и эксцентриситету e (рис.4.3б) являются продолжением эллиптических распределений после предельных значений $V_h \approx 42,1$ км/с и $e = 1$, соответственно. Если в качестве критерия реальности гиперболических метеоров взять двойную величину среднеквадратической погрешности $2\bar{\sigma}e \approx 4$ км/с (т.е. применить правило 2σ), то орбиты с $V_h < 46$ км/с можно признать сомнительными. Этот предел скорости близок к минимальному значению надежных гиперболических метеоров в работе Всехсвятского $e=1,35$ [149]. Если учесть индивидуальную погрешность для каждого метеора, тогда некоторая часть орбит может считаться реально гиперболическими и при $V_h < 46$ км/с. Наибольшее зарегистрированное значение гелиоцентрической скорости

было обнаружено равным $V_h \approx 90$ км/с. С целью поиска механизмов возникновения гипербола проведено и включено в модель сравнение координат радиантов эллипсов и гипербола в эклиптикальной геоцентрической системе $(\beta, \lambda - \lambda_a)$, рис.4.5, и анализ только гипербола в эклиптикальной гелиоцентрической системе (β', λ') , (рис.4.6).

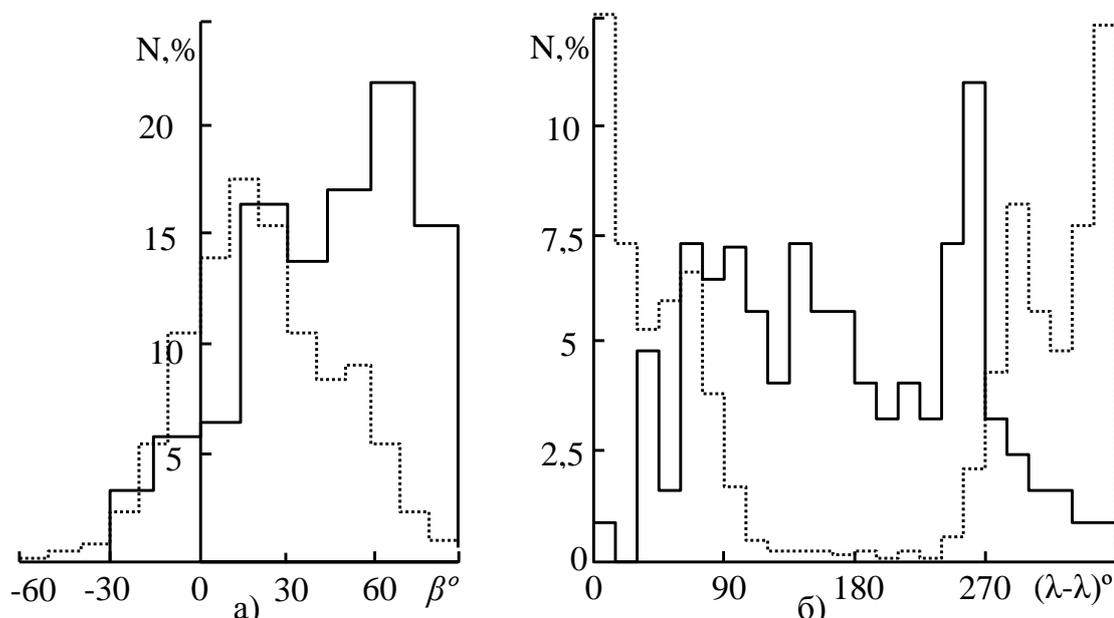


Рис.4.5. Распределения радиантов метеоров по широте β (а) и долготе $\lambda - \lambda_a$ относительно апекса Земли (б) в эклиптикальной геоцентрической системе координат. Сплошная линия – гиперболы, пунктир – эллипсы

Значение скорости $V_h > 46$ км/с, а точнее, большее $V_h > 46,6$ км/с часто принимается в ряде других работ [151-153] в качестве скорости межзвездных метеоров, прибывающих на Землю. Выражение для расчета этого значения (4.3) представлено ниже, при этом принимается, что: параболическая скорость $V_p = 42,1$ км/с для орбиты на ~ 1 а.е., относительная скорость движения звезд и Солнца $V_\odot = 20$ км/с:

$$V_h^2 = V_\odot^2 + V_p^2. \quad (4.3)$$

Как известно гелиоцентрическая скорость и эксцентриситет являются зависимыми величинами. В 1975 году было обнаружено 15 орбит с большими эксцентриситетами $5 < e < 7$ [8], которые входят в указанный диапазон скоростей. В данных за все 1972-1978 годы мы обнаружили значения эксцентриситетов до $e < 9$.

Остановимся на распределениях координат радиантов гиперболических мете-

орных тел по широте и долготе относительно апекса Земли в эклиптической геоцентрической системе координат (рис.4.5). Для эллиптических орбит характерно почти монотонное уменьшение количества наблюдаемых метеоров с увеличением β в то время как радианты гиперболических метеоров сконцентрированы на больших широтах (максимум в интервале $\beta = 60^\circ - 75^\circ$). Радианты с отрицательными широтами не рассматриваем, так как южная полусфера доступна для наблюдения лишь частично (рис.4.5а). Заметно различаются распределения радиантов по долготе $\lambda - \lambda_a$ (рис.4.5б). Видимые радианты эллиптических метеоров очень сильно концентрируются около апекса Земли: свыше 35% метеоров имеют долготу радиантов $\lambda - \lambda_a = \pm 15^\circ$. Видны также солнечный ($\lambda - \lambda_a \approx 45^\circ - 90^\circ$) и антисолнечный ($\lambda - \lambda_a \approx 270^\circ - 315^\circ$) максимумы распределения радиантов.

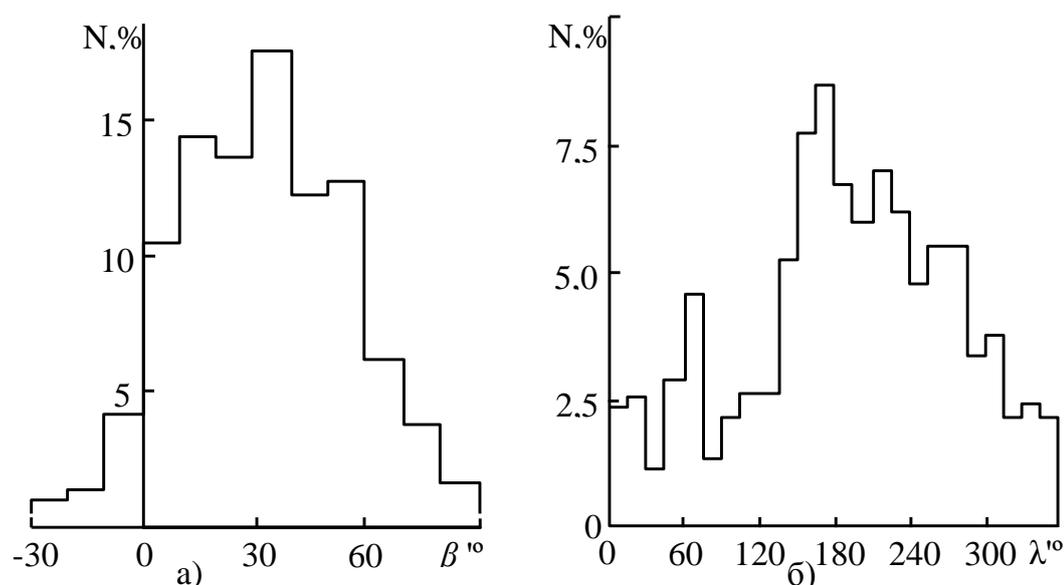


Рис.4.6. Распределение радиантов гиперболических метеоров по широте β' (а) и долготе λ' (б) в эклиптической гелиоцентрической системе координат

В антиапексной области плотность видимых метеорных радиантов эллиптических орбит наименьшая. Гиперболические метеоры, наоборот, реже всего регистрируются из апексной области видимых радиантов. Это согласуется с распределением наклонов гиперболических орбит и говорит о том, что большинство гиперболических метеоров догоняющие.

Распределения радиантов гиперболических метеоров по широте β' и долготе λ' в эклиптической гелиоцентрической системе даны на (рис.4.6). Распределения

гиперболических орбит (β', λ') демонстрируют неравномерность: максимум по широте приходится на $\beta' \approx 30^\circ - 40^\circ$; по долготе - на $\lambda' \approx 135^\circ - 315^\circ$. Положение главного максимума их распределений координат радиантов (β', λ') близко к координатам апекса Солнца $(\beta'_{A\odot} = 57.5^\circ, \lambda'_{A\odot} = 270^\circ)$, но не совпадает с ним, однако там есть еще один меньший довольно значительный пик.

Вышеизложенное позволяет считать, что гиперболические метеоры МАРС имеют подтверждения их реальности исходя из статистических свойств наблюдаемых распределений параметров их орбит q, i, ω, e , гелиоцентрической скорости V_h и координат радианта $(\beta, \lambda - \lambda_a), (\beta', \lambda')$. Построенные распределения являются составной частью эмпирической модели гиперболического движения метеорных тел по данным дистанционного зондирования атмосферы в Харькове метеорной автоматизированной радиолокационной системой МАРС.

4.4 Эмпирическая модель орбитальных распределений метеорных тел с почти параболическими орбитами согласно данным МАРС

Диссертантом представлена эмпирическая модель орбитального метеороидного комплекса для почти параболических орбит метеорных тел слабых метеоров. Эта модель построена на основе наблюдательных данных, полученных радиолокационной системой МАРС в 1972-1978 гг. в Харькове. Модель представлена в виде распределений числа орбит по следующим параметрам: перигелийному расстоянию q , наклонению i , и аргументу перигелия ω для разных типов орбит и разных значений эксцентриситетов. Также были построены полигоны распределений числа орбит по геоцентрической и гелиоцентрической скорости, как важных информативных параметров модели. Модель построена так, что возможно сравнение между собой специфических выборок орбит зарегистрированных метеороидов, которые представляют собой такие наборы орбит, какие равноценно граничат с параболической орбитой вблизи единицы с обеих сторон, как со стороны эллиптических орбит, так и со стороны гиперболических орбит. Именно, отбор орбит был ориентирован на приближение к точной параболе в разной степени из двух экспериментальных полигонов метеорных орбит: эллиптического и гиперболического. Отбор в зависимости от

степени приближения условно назовем классическим, тесным и средним. Три степени приближения реализовывалось тремя критериями.

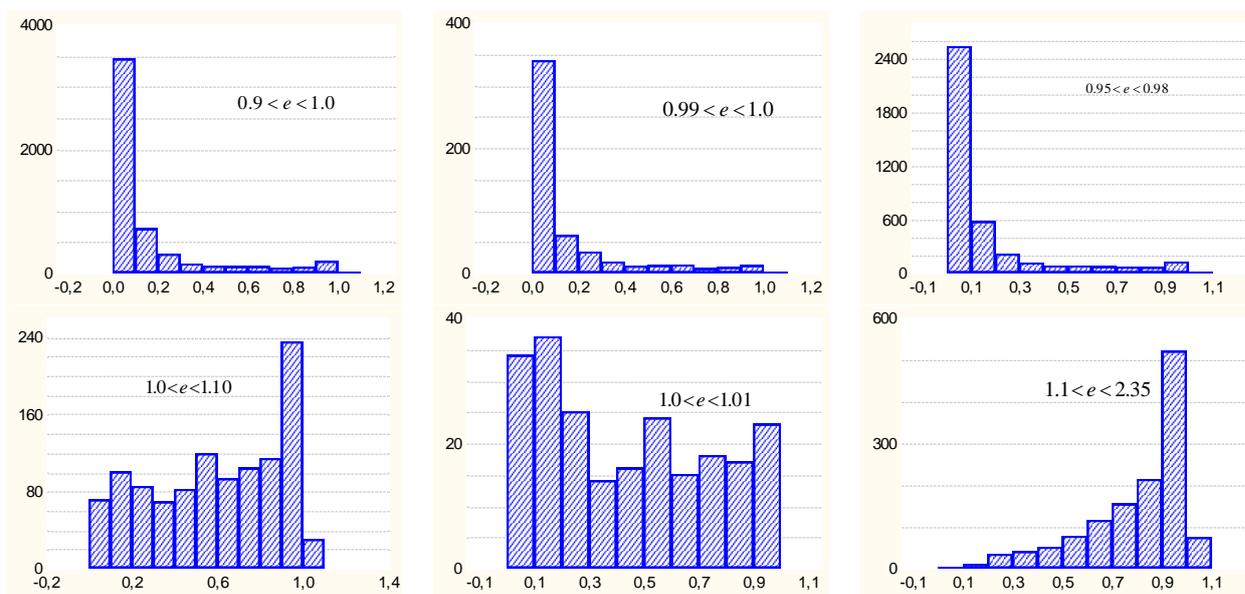


Рис. 4.7. Гистограммы распределения перигелийного расстояния q (ось X , а.е.) для двух типов почти параболических орбит с разными значениями эксцентриситета: для эллиптических (вверху) и для гиперболических (внизу)

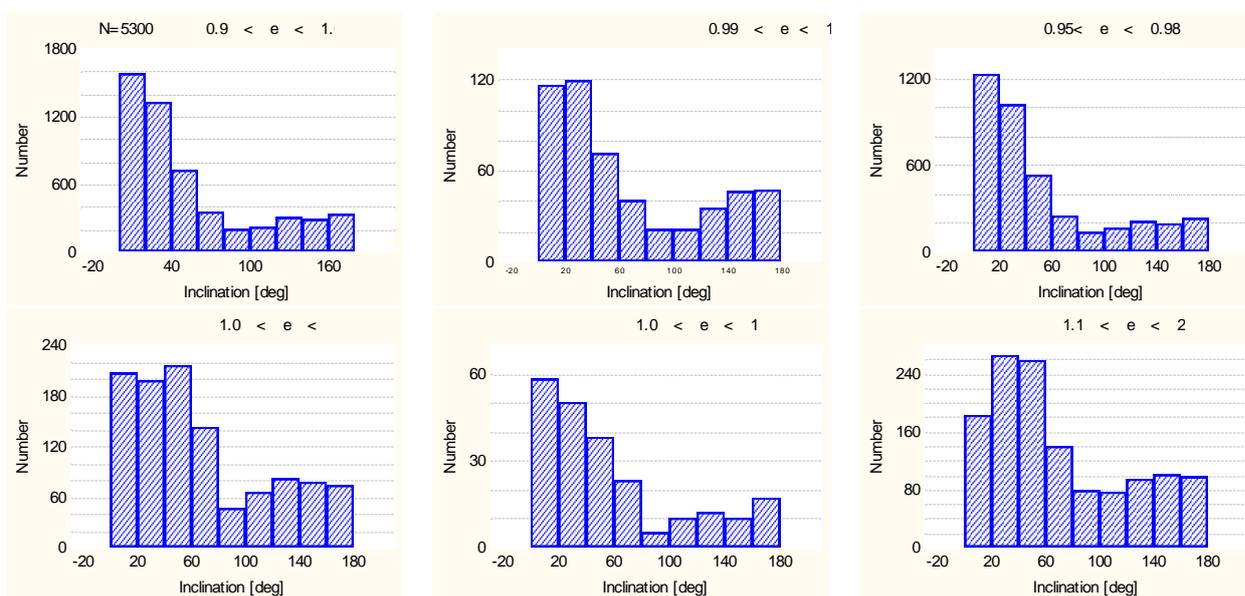


Рис. 4.8. Гистограммы распределения наклона i (ось X) для двух типов почти параболических орбит с разными значениями эксцентриситета: для эллиптических (вверху) и для гиперболических (внизу)

Классический отбор для полигона эллиптических орбит (приближение к параболе с одной стороны) был выполнен по критерию $0,9 < e < 1,0$, для полигона гипер-

болических орбит (приближение к параболе с другой стороны) по критерию $1,0 < e < 1,1$. При тесном приближении критерий был взят $0,99 < e < 1,0$ для эллиптических орбит, и $1,0 < e < 1,01$ для гиперболических орбит. При среднем приближении критерий был взят $0,95 < e < 0,98$ для эллиптических орбит, и $1,1 < e < 2,35$ для гиперболических орбит. Набор представленных распределений (эмпирическая модель) дает очевидное представление о поведении метеорного орбитального комплекса близко к параболическому пределу $e = 1$ (Рис.4.7-4.11).

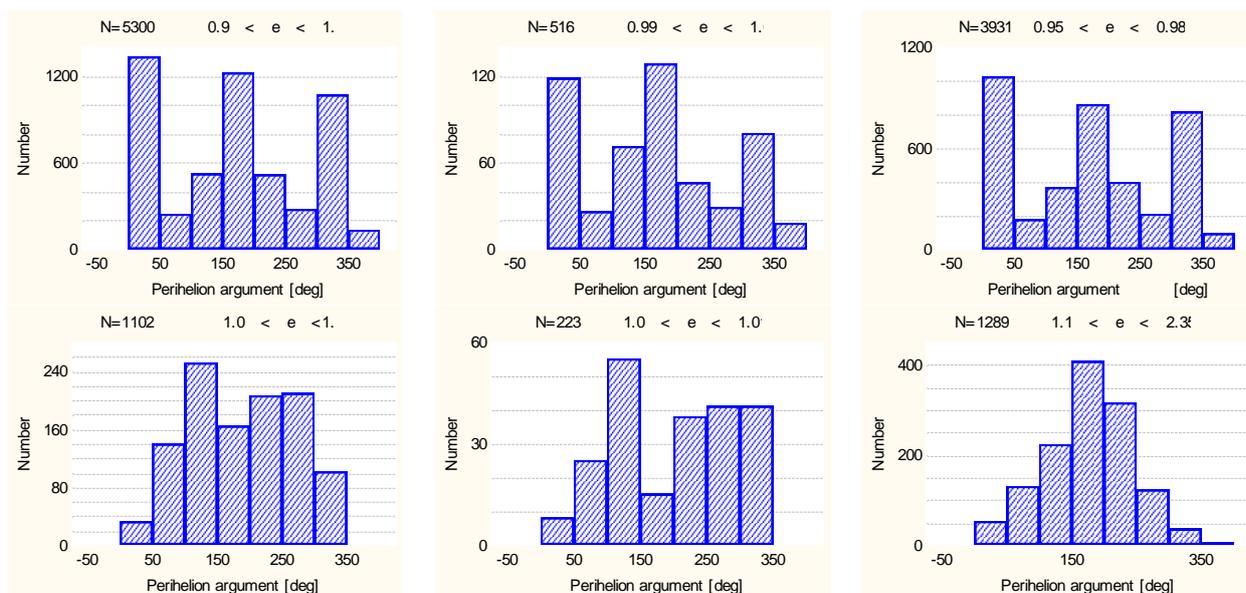


Рис. 4.9 Гистограмма распределения аргумента перигелия ω (ось X) двух типов почти параболических орбит: эллиптических (вверху) и для гипербол (внизу)

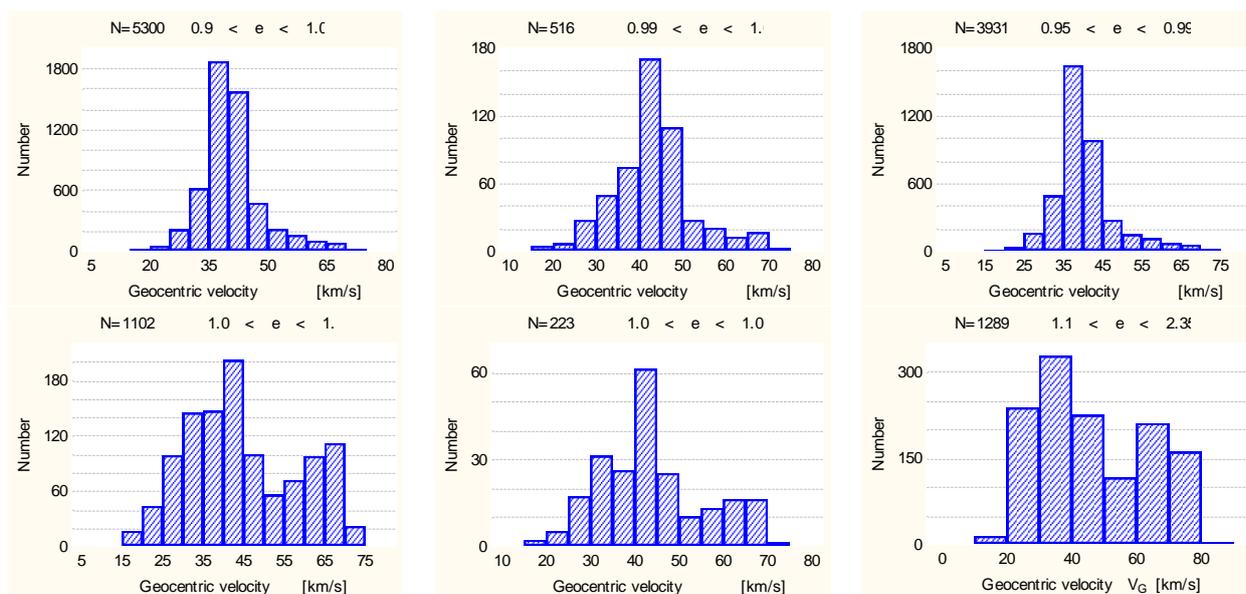


Рис. 4.10. Гистограмма распределения геоцентрической скорости V_G (ось X) двух типов почти параболических орбит: эллиптических (вверху) и гипербол (внизу)

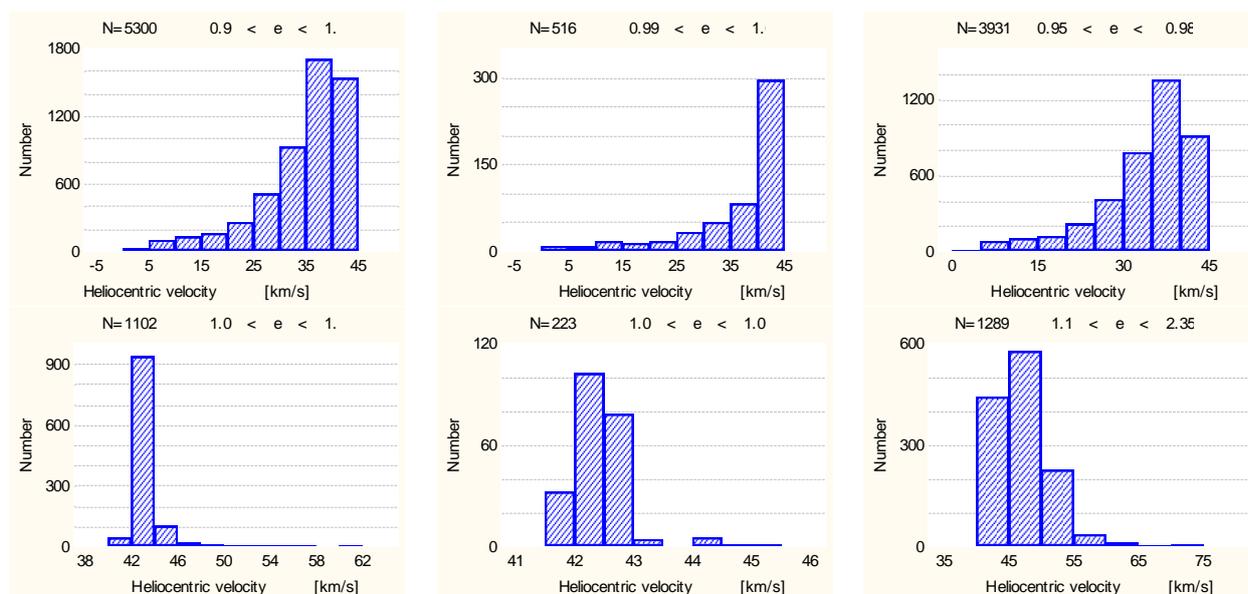


Рис. 4.11 Гистограмма распределения гелиоцентрической скорости V_h (ось X) двух типов почти параболических орбит: эллиптических (вверху) и гипербол (внизу)

4.5 Апробация выявления механизмов образования гиперболических орбит метеороидов в применении к данным MAPC

В комплексе высокоэксцентричных орбит метеорных тел могут проявляться небесно-механические закономерности, присущие долгопериодическим кометам [141] и сравнение распределений элементов орбит с разными типами движения может быть использовано для анализа реальности полученных орбит. Были построены распределения по наклону орбит к плоскости эклиптики i (Рис. 4.12), по эксцентриситету e (Рис. 4.13), и по углу истинного радианта от Солнца E_\odot (Рис. 4.14) для уточненных орбит (раздел 3) и для тех гиперболических орбит, у которых $e - 2\sigma_e \geq 1$, для эллиптических, у которых $e + 2\sigma_e \geq 1$.

Распределение по наклону i (Рис. 4.12) аналогичны для всех исследуемых выборок метеорных орбит, распределение по E_\odot (Рис. 4.14) отличается для «гипербол» и «эллипсов». Если предположить, что часть гиперболических, а тем более параболических, орбит комет и метеорных тел вызвана погрешностями измерений, то с такой же вероятностью часть реальных гиперболических орбит в зависимости от знака погрешности (а знак погрешности \pm «плюс», «минус») может приниматься за сильно вытянутые эллиптические орбиты.

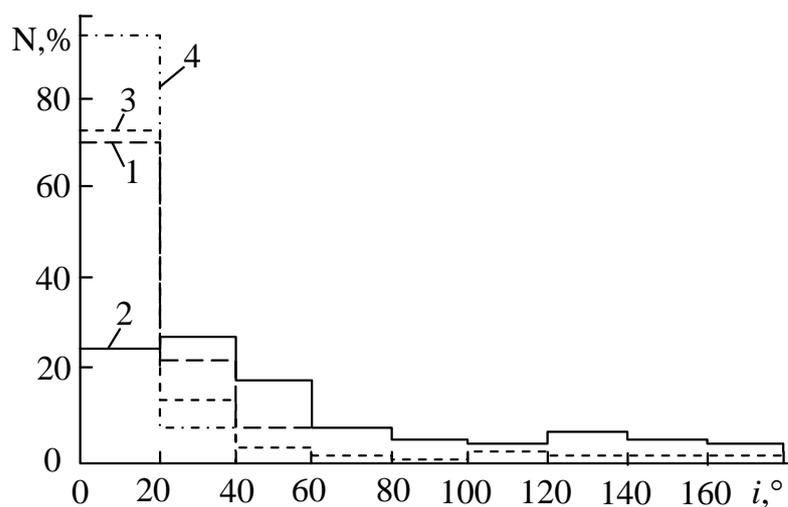


Рис. 4.12 Распределение наклонов i для уточненных орбит метеорных тел гиперболических орбит 1975-1976 г.г., отобранных по критерию $e - 2\sigma \geq 1$ (1-штриховая), эллиптических 1975 г., отобранных по критерию $e + 2\sigma \geq 1$ (2-сплошная), и орбит других малых тел Солнечной системы: периодических комет с $a < 30$ а.е. [234] (3-пунктирная) и астероидов [225] (4-штрих-пунктирная)

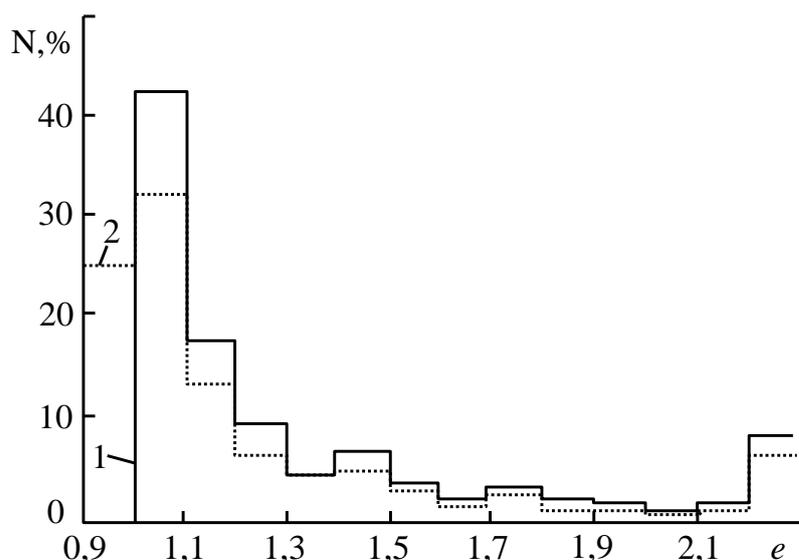


Рис. 4.13 Распределение эксцентриситетов вычисленных раньше (1) и уточненных (2) гиперболических орбит 1975 г.

Поэтому абсолютное количество действительно гиперболических орбит с учетом знака погрешности может быть большим [11, 29]. Отсутствие у большинства гиперболических орбит значений эксцентриситета значительно отличающихся от единицы, указывает на то, что эти орбиты могли образоваться из эллиптических (с e близким к 1) под действием гравитационных возмущений от планет, т.е. такие тела являются членами Солнечной системы [226].

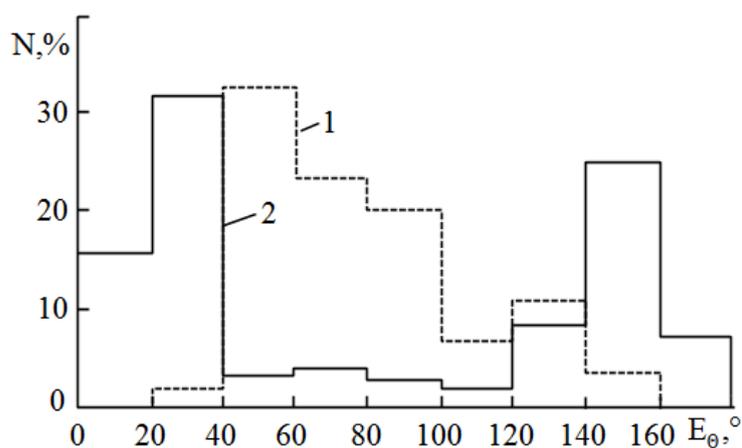


Рис. 4.14 Распределение углов элонгации радиантов метеоров от Солнца E_{\odot} для уточненных орбит метеорных тел: гиперболических орбит 1975-1976 гг., отобранных по критерию $e - 2\sigma \geq 1$ (1) и эллиптических 1975 г., отобранных по критерию $e + 2\sigma \geq 1$ (2)

Парадокс остается, так как не исключено, что кометы и метеороиды приобрели небольшое превышение единицы их почти параболических орбит в результате их захвата Солнечной системой из межзвездного пространства [140].

4.5.1 Распределения угловых элементов почти параболических и гиперболических орбит метеорных тел

Одной из задач данной работы является исследование реальности гиперболических орбит метеорных тел в связи с проблемой происхождения комет. Наличие движения Солнца относительно звезд неоднократно использовалось при рассмотрении происхождения комет. Для долгопериодических комет значительная концентрация перигелиев в квадранте эклиптических долгот $225^{\circ} \leq \lambda_{\pi} \leq 325^{\circ}$ с вершиной $\lambda_{\pi} \approx 270^{\circ}$ и несколько менее выраженная концентрация в квадранте с вершиной $\lambda_{\pi} \approx 90^{\circ}$ могут быть следствием того, что почти параболические кометы пришли из межзвездного пространства [234].

Поскольку для тех тел, у которых малы наклоны орбит к эклиптике, аппроксимация (4.4) [235] является вполне справедливой:

$$\lambda_{\pi} = \pi = \omega + \Omega. \quad (4.4)$$

где λ_{π} – эклиптическая долгота перигелия; π – долгота перигелия; Ω – долгота восходящего узла, то и для значительных наклонов распределение по долготе периге-

лия π может качественно отражать проявление небесно-механических закономерностей. В связи с этим делаем предположение, что распределения элементов орбит ω , π , Ω , для объектов, родившихся внутри и вне Солнечной системы, должны отличаться.

4.5.2 Анализ распределений высокоэксцентричных орбит метеоров по данным МАРС с учетом факторов селекции

Сопоставление распределений малых тел Солнечной системы затруднено вследствие подверженности наблюдаемых распределений искажениям из-за различия методов исследований, применяемой аппаратуры, физических и кинематических свойств самих изучаемых объектов. В связи с этим становится еще более важным правильный учет вероятности наблюдений, так как условия видимости не позволяют непосредственно получить истинные распределения элементов орбит. Результаты исследований вероятности наблюдения комет в зависимости от их яркости и расстояния в перигелии и влияние этого фактора на распределения комет по аргументу перигелия, долготе восходящего узла и наклону орбит приведены в [235].

Анализ видимых распределений долгопериодических комет по λ_π [142, 143] привел к выводу, что эффект Голечека и другие условия наблюдений не могут объяснить наблюдаемую неравномерность распределения эклиптических долгот перигелиев. Истинных распределений комет по эклиптической долготе перигелия, т.е. исправленных с учетом вероятности наблюдений, найти не удалось, поэтому остается дискуссионным вопрос, является ли отмеченная неравномерность распределения долгопериодических комет по λ_π реальным признаком их происхождения или следствием селекции наблюдений комет. Распределения по долготе перигелия для других типов комет и астероидов также могут нести наследственные признаки происхождения этих малых тел [150].

Для указанных распределений существует максимум в интервале долгот перигелия $0-20^0$ и минимум в интервале $180-200^0$. Обычно такое распределение объясняют минимальным действием вековых возмущений со стороны больших планет, главным образом, Юпитера, перигелий которого имеет долготу $\lambda_\pi = 13^0$. Можно при-

нять, что такое распределение характерно для тел-жителей Солнечной системы.

Представляют интерес распределения по долготе перигелия π орбит таких малых тел Солнечной системы, как метеороидов, особенно на параболических или гиперболических орбитах, тем более, что для метеороидных орбит анализ этого элемента не так часто исследовался ранее.

Для получения двух типов орбит были построены распределения по долготе перигелия π , долготе восходящего узла Ω , аргументу перигелия ω и наклону i . Так как результаты любых наблюдений метеоров (в том числе и радиолокационных) статистически искажены вследствие избирательности наблюдений, были построены «истинные» (исправленные с учетом селективности наблюдений) распределения указанных элементов орбит. Замечаемость метеоров учитывалась путем весовой обработки: каждому метеору присваивался вес, обратно пропорциональный вероятности наблюдения данного метеора (раздел 2).

Расчет весовых множителей, которые позволяют учитывать физический и геометрический факторы замечаемости метеоров при наблюдениях на радиолокационном комплексе МАРС, описан в [185] (раздел 2). Для перехода к истинному распределению метеорного вещества в Солнечной системе был введен дополнительно астрономический фактор замечаемости, который вычислялся по формуле Эпика с учетом эксцентриситета орбиты Земли, хотя введение такого астрономического веса для метеорных тел с гиперболическими орбитами не совсем корректно. Эпик исходил из предположения, что случайные значения изменяющегося циклически аргумента перигелия в результате вековых возмущений распределены неравномерно в промежутке $0-360^{\circ}$. Для встречи метеорного тела с планетой линия апсид его орбиты успевает многократно пройти через узлы, занимая, таким образом, в некоторый фиксированный момент времени случайное положение. В таком случае за один цикл изменения ω при соответствующих условиях орбита метеорного тела 4 раза сближается с орбитой Земли на расстояние, меньшее радиуса сферы захвата. С учетом этого Эпик рассчитал усредненную вероятность встречи метеорного тела с Землей в единицу времени. Несмотря на инфинитность движения метеорных тел с гиперболическими орбитами, автор посчитал возможным применить указанный выше ас-

тронический вес, во-первых, потому что некоторые гиперболические орбиты, возможно, ранее были эллиптическими, и, во-вторых, потому, что в самой формуле при переходе к гиперболическим орбитам никаких особенностей не возникает.

Учитывая геометрический и физический факторы замечаемости, переходим от измеренного распределения орбит к истинному распределению для всей совокупности падающих на Землю метеорных тел с массой, больше некоторого минимального значения, зависящего от чувствительности метода наблюдений. С учетом астрономического веса получим истинное распределение орбит комплекса метеорных тел в Солнечной системе, которое удовлетворяют двум условиям $q \leq 1$, $Q \geq 1$, где q – перигелийное и Q – афелийное расстояние орбиты. Такое истинное распределение, относящееся к метеорным телам, пересекающим в единицу времени перигелии своих орбит, является в данной работе для гиперболических орбит конечным. Распределения, относящиеся к полному числу метеорных тел на орбитах, для гиперболических орбит метеорных тел получить обычным образом нельзя, поскольку для перехода к такому распределению нужно учитывать период обращения метеорного тела на своей орбите, что для гиперболических орбит не имеет смысла.

Рассмотрим сначала распределения по углам, из которых складывается долгота перигелия: аргументу перигелия ω и долготе восходящего узла Ω . Распределения по аргументу перигелия (рис. 4.15) характеризуются следующей особенностью. В распределениях почти параболических и гиперболических орбит практически отсутствуют орбиты с $\omega \approx 0^\circ$. Были построены распределения для четырех сезонов года, середина каждого сезона приблизительно совпадает с моментами равноденствий и солнцестояний.

Оказалось, что наблюдаемые распределения по аргументу перигелия зависят от долготы Солнца: меняется положение максимума распределения. Но отмеченная особенность распределения в области нулевых значений аргумента перигелия присуща всем сезонам. У наблюдаемых годовых распределений для обоих типов орбит явно выражен максимум для $75^\circ \leq \omega \leq 195^\circ$. Это значит, что большинство метеорных тел доступно наблюдениям вблизи своего перигелия. Частично это объясняется более благоприятными условиями наблюдения (астрономической селекцией). Учет се-

лекции приводит к уменьшению числа орбит с $\omega \approx 180^\circ$.

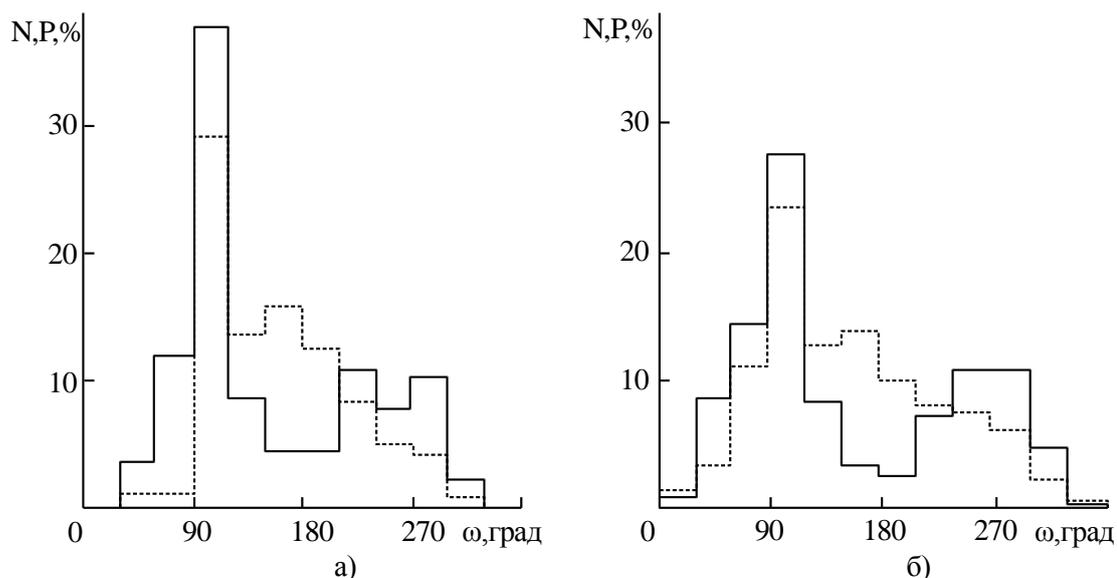


Рис.4.15 Распределения метеорных орбит с ограничениями по $-35^\circ \leq \delta \leq 75^\circ$ по аргументу перигелия ω : а) -гиперболических; б) -почти параболических; ----- наблюдаемые N; ——— исправленные P, с учетом всех факторов

Распределения по долготе восходящего узла для почти параболических и гиперболических орбит метеорных тел различаются. В распределениях для гиперболических орбит наблюдается максимум при $90^\circ \leq \Omega \leq 270^\circ$ (рис. 4.16).

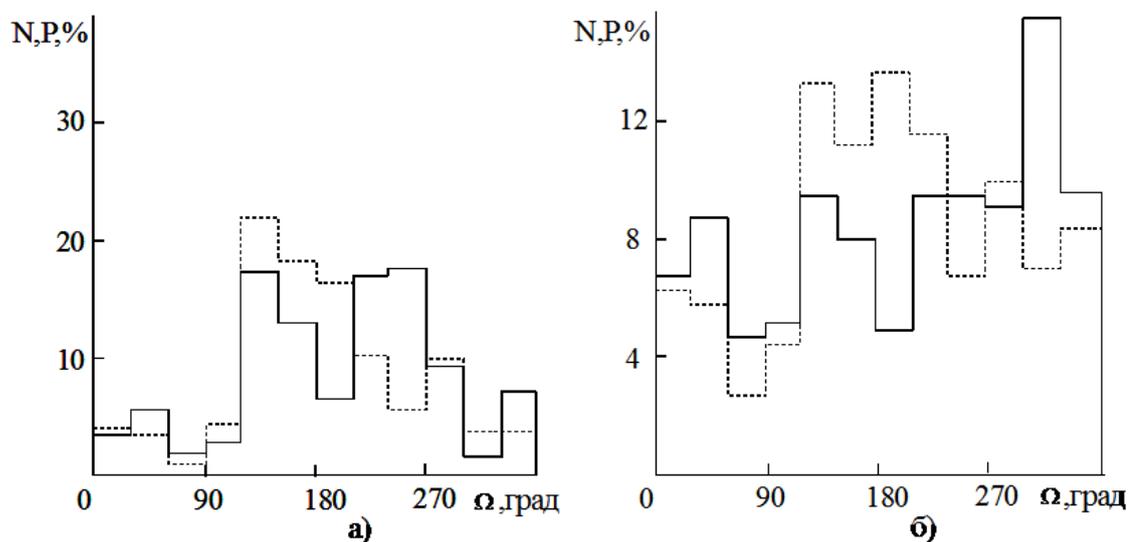


Рис. 4.16 Распределение метеорных орбит по долготе восходящего узла Ω для: а - гиперболических; б - почти параболических. Обозначения – как на рис. 4.15

Учет селекции приводит к увеличению доли орбит с $\Omega \approx 0^\circ$, а указанный максимум раздваивается. Для наблюдаемых распределений по долготе восходящего узла

ла почти параболических орбит превышение числа орбит с Ω в интервале $90-270^\circ$ по сравнению с другими интервалами не так значительно, как для гиперболических орбит. С учетом селективности распределение становится более равномерным, рис. 4.16 (б). Распределение метеорных орбит по долготе восходящего узла Ω меняется в течение года. Максимум распределений гиперболических орбит в зависимости от сезона наблюдается при значении Ω , совпадающем приблизительно со средней долготой Солнца соответствующего сезона.

Аналогичная связь с долготой Солнца выявлена и для распределений по Ω почти параболических (ПП) орбит. Отличие состоит в том, что доля ПП орбит метеорных тел, наблюдаемых в восходящем узле увеличивается. С учетом всех факторов замечаемости вклад таких орбит в распределения становится более значительным.

Для распределений почти параболических и гиперболических орбит метеорных тел по долготе перигелия π тоже наблюдается сезонная зависимость. Максимум в распределении для каждого сезона смещен относительно долготы Солнца на 180° . После весовой обработки распределения приобретают двуимодальный характер с максимумами, смещенными относительно центра указанного интервала. Среднегодовые распределения по долготе перигелия почти параболических и гиперболических орбит метеорных тел различаются (рис.4.17). Для почти параболических орбит распределение по π без учета селекции практически равномерно. После учета всех факторов замечаемости возрастает доля орбит с долготами перигелия, меньшими 90° и появляется два меньших максимума слева и справа от значения $\pi = 270^\circ$. Для гиперболических орбит наблюдаемое распределение по π имеет неравномерный ход с максимумом в интервале долгот $210^\circ \leq \pi \leq 360^\circ$. На рис. 4.17 видно, что в истинном распределении увеличился вклад орбит с $\pi < 90^\circ$, но максимум в интервале долгот $210^\circ \leq \pi \leq 360^\circ$ сохранился. На рис.4.17 приведено наблюдаемое среднегодовое распределение по долготе перигелия эллиптических орбит метеорных тел, построенное по данным каталога 5317 метеоров [185]. Ход этого распределения резко отличается от соответствующих распределений почти параболических и гиперболических орбит: число орбит постепенно увеличивается с ростом значений π от 0 до 180° , а затем таким же образом уменьшается для π от 180° до 360° .

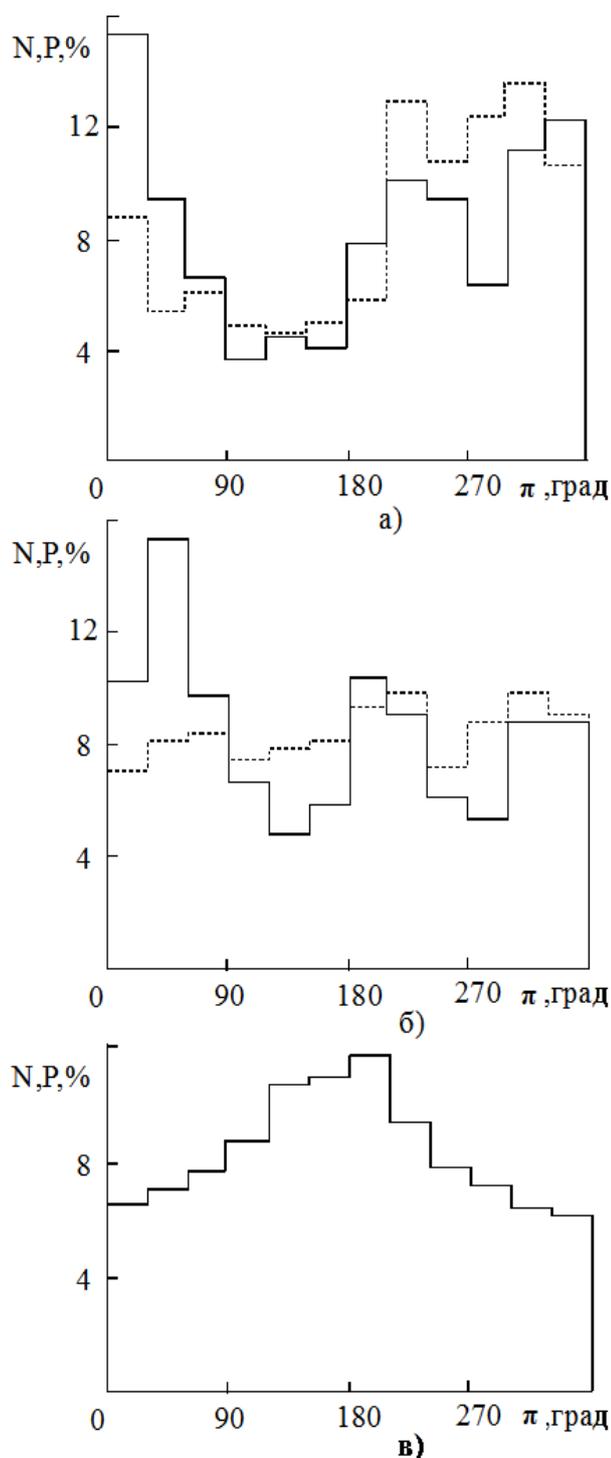


Рис. 4.17 Распределения метеорных орбит по долготе перигелия π : а) – гиперболических, б) – почти параболических, г) – эллиптических.

Обозначения как на рис. 4.15

Поскольку неравномерность распределений по трем угловым элементам для гиперболических и почти параболических орбит метеорных тел сохраняется после учета селективности наблюдений, а наблюдаемые распределения этих орбит по долготе перигелия отличаются от соответствующего распределения эллиптических ор-

бит метеорных тел, можно отнести эту неравномерность в пользу реальности гиперболических орбит.

Для гиперболических орбит метеорных тел было построено распределение по наклонам i . Оказалось, что у большинства наблюдаемых орбит $i < 90^\circ$. Это значит, что среди метеорных тел с такими орбитами большинство обладает прямым движением и, следовательно, у гиперболических метеоров не обязательно большие значения геоцентрических скоростей.

Повышенная концентрация долгот перигелиев в районе долгот апекса Солнца свидетельствует в пользу того, что гиперболические метеоры могут приходить из межзвездного пространства. В то же время значительная часть гиперболических орбит обладает долготами перигелиев из первого квадранта. Это аргумент в пользу происхождения части метеорных тел с гиперболическими орбитами в пределах Солнечной системы.

4.5.3 Статистика перигельных и афельных направлений высокоэксцентричных орбит метеорных тел

Статистика перигельных и афельных направлений высокоэксцентричных орбит метеорных тел может быть присоединена к перечню механизмов выявления факта движения Солнца относительно звезд в наблюдаемых данных для нахождения аргументов в пользу поддерживаемой точки зрения о том или ином происхождении комет. По теории захвата межзвездных комет Солнечной системой статистика направлений осей орбит почти параболических комет (афельных или перигельных направлений) должна давать повышенную концентрацию перигелиев в квадрантах эклиптических долгот с вершинами эклиптических долгот перигелиев $\lambda_\pi = 270^\circ$ и $\lambda_\pi = 90^\circ$ [142]. При анализе видимых распределений долгопериодических комет по λ_π указанная неравномерность распределений эклиптических долгот перигелиев обнаруживается и эффектом Голечека и другими условиями наблюдений не объясняется [140, 235]. Но так как исправленные с учетом вероятности наблюдений статистически обеспеченные наблюдения комет по эклиптической долготе перигелия получить довольно сложно, вопрос реальности отмеченной неравномерности распре-

деления долгопериодических комет по λ_π остается дискуссионным.

Были проведены исследования для поиска небесно-механические закономерностей, присущих почти параболическим кометам в комплексе метеорных тел. Для полученных двух типов орбит метеороидов (почти параболических и гиперболических) были исследованы их перигельные направления. Перигельное направление определялось двумя координатами перигелия (долготой λ_π и широтой β_π) в эклиптической гелиоцентрической системе координат. По каждой из координат были построены наблюдаемые и исправленные за селективность наблюдений распределения числа орбит. Замечаемость метеоров учитывалась путем весовой обработки описанной выше и в разделе 2. Нами были исследованы измеренные распределения орбит, истинные распределения для всей совокупности, падающих на Землю метеорных тел с массой большей некоторой минимальной и истинные распределения орбит комплекса метеорных тел в Солнечной системе с перигелийным расстоянием $q \leq 1$ а.е. и афелийным расстоянием $Q \geq 1$ а.е., пересекающих в единицу времени перигелии своих орбит [6, 27].

Координаты перигелиев (широта β_π и долгота λ_π) вычислялись по формулам

$$\beta_\pi = \arcsin(\sin \omega \cdot \sin i), \quad (4.5)$$

$$\lambda_\pi = \Omega + \arctg(\operatorname{tg} \omega \cdot \cos i)$$

$$\lambda_\pi = \Omega + \arccos\left(\frac{\cos \omega}{\cos \beta_\pi}\right), \quad (4.6)$$

где i - наклонение, ω - аргумент перигелия, Ω - долгота восходящего узла.

Наблюдаемые (N) и истинные (P) без учета астрономической селекции, среднегодовые распределения по эклиптической долготе перигелия λ_π почти параболических и гиперболических орбит метеорных тел приведены в таблицах 4.1 и 4.2. Наблюдаемое распределение (N) для почти параболических орбит практически равномерно (таблица 4.1), а в таком же распределении для гиперболических орбит заметна тенденция группирования орбит около значений $\lambda_\pi \approx 270^\circ$ и $\lambda_\pi \approx 90^\circ$ (таблица 4.?).

Неравномерность в распределениях по λ_π для обоих типов орбит становится явно выраженной после учета календарного, геометрического и физического фактора замечаемости; значительная концентрация перигелиев в квадранте эклиптических

долгот с вершиной $\lambda_{\pi} \approx 270^{\circ}$ и менее выраженная концентрация в квадранте с вершиной $\lambda_{\pi} \approx 90^{\circ}$.

Таблица 4.1 Среднегодовые распределения почти параболических ($N_{ПП}$, $P_{ПП}$) и гиперболических ($N_{Г}$, $P_{Г}$) метеорных орбит по эклиптической долготе перигелия λ_{π}

λ_{π}°	$N_{ПП}$, %	$N_{Г}$, %	$P_{ПП}$, %	$P_{Г}$, %
0-30	3,9	3,9	3,7	3,0
30-60	3,6	2,5	5,3	6,2
60-90	3,7	2,9	4,0	2,9
90-120	4,0	2,6	3,4	1,5
120-150	3,9	1,7	3,2	1,1
150-180	3,5	2,1	2,8	1,6
180-210	3,9	2,9	4,2	3,2
210-240	4,6	5,7	4,4	4,5
240-270	4,2	6,1	3,8	5,5
270-300	5,2	7,3	4,5	7,4
300-330	5,2	6,7	6,9	6,7
330-360	4,5	5,6	3,8	6,5

Таблица 4.2 Среднегодовые распределения почти параболических и гиперболических метеорных орбит по эклиптической широте перигелия β_{π}

β_{π}°	Почти параболические орбиты		Гиперболические орбиты	
	$N_{ПП}$, %	$P_{ПП}$, %	$N_{Г}$, %	$P_{Г}$, %
(-90)-(-60)	1,8	1,2	0,5	0,4
(-60)-(-30)	5,8	5,8	5,2	7,5
(-30)-0	16,0	14,1	16,7	15,2
0-30	18,5	18,0	23,5	21,3
30-60	6,5	8,8	3,3	5,1
60-90	1,4	2,2	0,8	0,5

Учет астрономического фактора замечаемости делает картину распределения по λ_{π} более сложной (Рис. 4.18). Основная доля гиперболических орбит имеет долготы перигелиев в интервале $210^{\circ} \leq \lambda_{\pi} \leq 360^{\circ}$. В интервале $90^{\circ} \leq \lambda_{\pi} \leq 180^{\circ}$ сосредоточено наименьшее число орбит. Для аналогичного распределения почти параболических орбит его ход можно считать более равномерным: превышение числа орбит в интервале $210^{\circ} \leq \lambda_{\pi} \leq 330^{\circ}$ имеет место, но носит двуимодальный характер. Для обоих

типов орбит концентрация перигелиев в интервале долгот $30^{\circ} \leq \lambda_{\pi} \leq 90^{\circ}$ по абсолютной величине значительно меньше, чем для интервала с вершиной $\lambda_{\pi} \approx 270^{\circ}$.

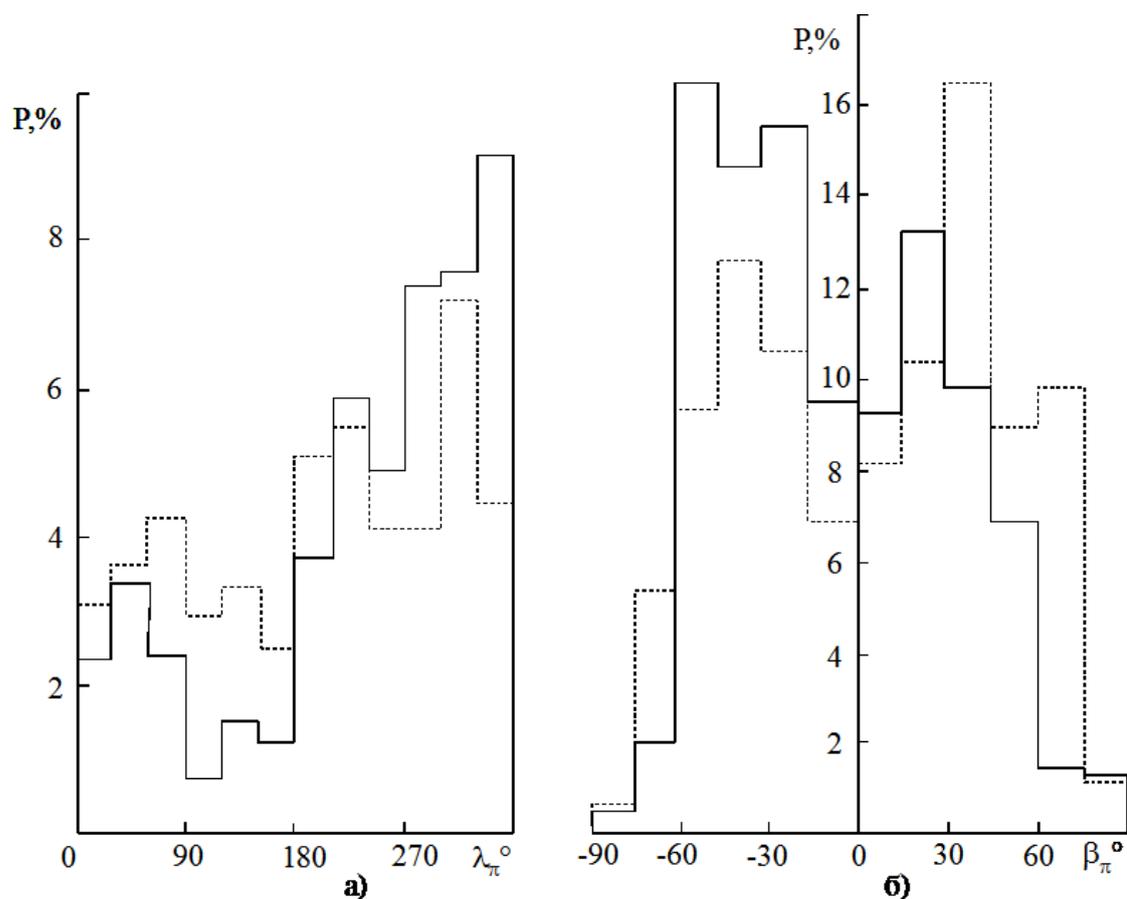


Рис.3.4.18 Среднегодовые распределения с учетом всех факторов замечаемости гиперболических (сплошная линия) и почти параболических (пунктир) по эклиптическим координатам перигелия: долготе λ_{π} (а) и широте β_{π} (б)

Наблюдаемые распределения по широте β_{π} для почти параболических и гиперболических орбит можно считать симметричными относительно значения $\beta_{\pi} = 0$ и учет всех факторов замечаемости, кроме астрономического, мало меняет ход распределений (таблица 4.2). Учет астрономического фактора замечаемости приводит к асимметрии в распределениях по широте перигелия β_{π} (рис.4.18). Для гиперболических орбит наблюдается резкое превышение числа орбит с широтой перигелия в интервале $-60^{\circ} \leq \beta_{\pi} \leq 0^{\circ}$. Для почти параболических орбит соответствующее распределение имеет двумодальный характер в интервале $-60^{\circ} \leq \beta_{\pi} \leq 60^{\circ}$.

Сезонные вариации по широте перигелия и для гиперболических, и для почти параболических орбит выявлены не были. Интересную зависимость от долготы Зем-

ли демонстрируют распределения обоих типов орбит по эклиптической долготе перигелия, особенно ярко выраженную для гиперболических орбит. Были построены распределения для четырех сезонов года. Полученные за год данные были разделены так, чтобы середина каждого сезона приблизительно совпадала с днями равноденствий и солнцестояний. Анализ сезонных наблюдаемых и исправленных распределений по λ_π выявил тенденцию концентрации перигелиев вокруг значения совпадающего с долготой Земли λ_z для середины каждого сезона ($\lambda_z = \lambda_\odot + 180^\circ$, где λ_\odot - долгота Солнца). Для иллюстрации приведены наблюдаемые распределения по λ_π с учетом календарного фактора замечаемости для гиперболических орбит для двух сезонов со средними значениями долготы Солнца $\bar{\lambda}_\odot$: 0° и 180° (таблица 4.3). Такая зависимость от долготы Земли в момент наблюдений должна дать равномерные среднегодовые распределения по λ_π .

Таблица 4.3 Сезонные распределения гиперболических метеорных орбит по эклиптической долготе перигелия λ_π

λ_π^0	$N_\Gamma, \%$		λ_π^0	$N_\Gamma, \%$	
	$\bar{\lambda}_\odot = 0^\circ$	$\bar{\lambda}_\odot = 180^\circ$		$\bar{\lambda}_\odot = 0^\circ$	$\bar{\lambda}_\odot = 180^\circ$
0-30	0	11,0	180-210	10,0	0,9
30-60	0	4,9	210-240	14,7	1,4
60-90	5,3	2,8	240-270	0	1,4
90-120	2,7	0,4	270-300	0	6,8
120-150	7,3	0	300-330	2,7	7,2
150-180	12,7	0	330-360	0	13,7

В действительности даже эффект селекции не сглаживает превышения долгот перигелиев в квадранте с вершиной $\lambda_\pi \approx 90^\circ$ и, особенно, в квадранте с вершиной $\lambda_\pi \approx 270^\circ$, а, наоборот, приводит к еще большему его проявлению.

Среди рассматриваемых почти параболических орбит приблизительно равновероятны орбиты с прямым ($i < 90^\circ$) и обратным ($i > 90^\circ$) движением. Поэтому можно сказать, что для этого типа орбит частично подтверждаются области концентрации по λ_π и β_π к апексному движению Солнца, предлагаемые для комет [142]. Для боль-

шинства исследуемых гиперболических орбит наклонение $i < 90^0$. По теории захвата для долгопериодических комет с прямым движением наблюдается концентрация перигельных направлений к точке с координатами $\lambda_\pi \approx 246^0$ и $\beta_\pi \approx 66^0$. Для гиперболических орбит метеорных тел можно отметить только то, что указанные значения λ_π и β_π , связанные с апексом движения Солнца ($\lambda_\odot = 270^0$ $\beta_\odot = 57,5^0$), не исключаются, но и не являются чем-то особенным. В тоже время нарушение центрально-симметричной картины распределений только по одной координате λ_π для гиперболических орбит может интерпретироваться как факт, подтверждающий их межзвездное происхождение.

Выше был проведен анализ распределений орбит метеорных тел по элементу орбиты - долготе перигелия $\pi = \omega + \Omega$. Было показано, что распределения по этому элементу для разных классов тел-жителей Солнечной системы и пришельцев из межзвездного пространства отличаются. Был сделан вывод, что, по крайней мере, часть метеорных тел с гиперболическими орбитами родилась вне Солнечной системы.

Статистика перигельных направлений для гиперболических и почти параболических орбит [28] является более точным инструментом, но она не дала безапелляционных подтверждений выводам теории захвата и их проявлений в полученных выше результатах. Для почти параболических орбит отличие распределений по обеим координатам от равномерного столь незначительно, что сделать окончательные выводы затруднительно. С гиперболическими орбитами еще сложнее. Если по одной координате λ_π наблюдается довольно хорошее согласование с космологической закономерностью для комет, то по широте полученные данные не показали ожидаемой картины.

Перигельные и афельные направления являются взаимосвязанными. Эклиптические гелиоцентрические координаты афелия (долгота λ_A и широта β_A) определяются по формулам:

$$\beta_A = -\beta_\pi, \quad \lambda_A = \lambda_\pi + 180^0. \quad (4.7)$$

Поэтому истинное распределение по широте афелия для гиперболических ор-

бит метеорных тел дает превышение числа орбит с широтой афелия, близкой к истинной координате апекса движения Солнца. Исходя из формулы перехода от λ_π к λ_A можно предположить, что эти же орбиты имеют долготы афелиев, близкие к эклиптической долготе апекса движения Солнца. Сгущение афельных направлений гиперболических орбит метеорных тел к направлению вектора пекулярного движения Солнца означает, согласно кинематическим соображениям, что часть гиперболических орбит может приходить из межзвездного пространства напрямую.

4.5.4 Поиск межзвездных метеороидов. Еще один критерий

Наши исследования, в которых мы искали в массивах данных МАРС по высокоэллиптическим орбитам метеорных тел проявления механизмов прихода почти параболических и гиперболических орбит в Солнечную систему из межзвездного пространства, дополним проверкой работы еще одного критерия [157]. Выше были представлены распределения различных выборок гиперболических метеорных орбит по значениям эксцентриситета. Будем использовать еще не анализированный нами массив данных 1102 диапазона $1 < e < 1.1$. Он выбран из 7911 почти параболических и гиперболических орбит семилетнего периода 1972-1978 гг.

Отметим, что число наблюдаемых гиперболических орбит изменяется в течении года приблизительно так же, как общее число орбит с минимумом в первой половине года. Процент гиперболических орбит изменяется в течении года от 1,2 до 4,8. Средний годовой процент гиперболических орбит составляет 2,8% от общего числа орбит. В 1972-1978 гг. были обнаружены 1102 метеороида с гиперболическими орбитами с $1 < e < 1.1$. Вероятность обнаружения межзвездных метеороидов в соответствии с [157] была изучена. По этому критерию межзвездные метеоры можно искать по датам «до и после 21 марта» среди гиперболических орбит с $e \sim 1,1$. Можно сказать, что на рис. 4.19 присутствует некоторое число межзвездных метеороидов среди выбранных периодов наблюдений: 20 дней перед и 20 дней после 21 марта среди других дат 22 июня; 23 сентября; 22 декабря. Распределение параметров e, q, i, Ω и радиантов (β', λ') 111 возможных межзвездных орбит приведено в [8].

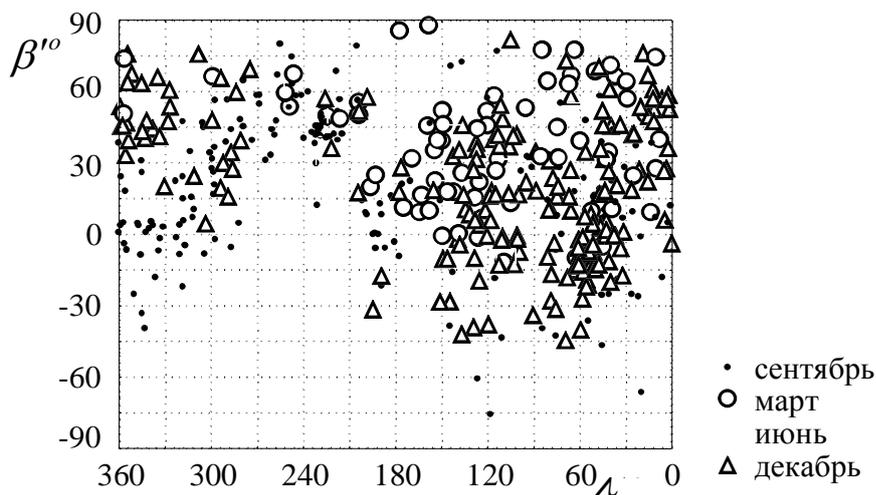


Рис. 4.19 Поиск межзвездных метеоров при отборе массива по датам «до и после 21 марта» среди гиперболических орбит с $e \sim 1,1$. Периоды наблюдений: 20 дней перед и 20 дней после 21 марта; 22 июня; 23 сентября; 22 декабря. Распределения в эклиптической гелиоцентрической системе координат изучаем вместе с рис. 4.20

Распределение на рис. 4.20 по координатам радианта (β', λ') для гиперболических орбит ($1 < e < 1.1$) в эклиптической гелиоцентрической системе координат, представленное в другой форме, может использоваться для вывода о концентрации метеорных радиантов к апексу пекулярного движения Солнца и некоторым другим областям возможных источников.

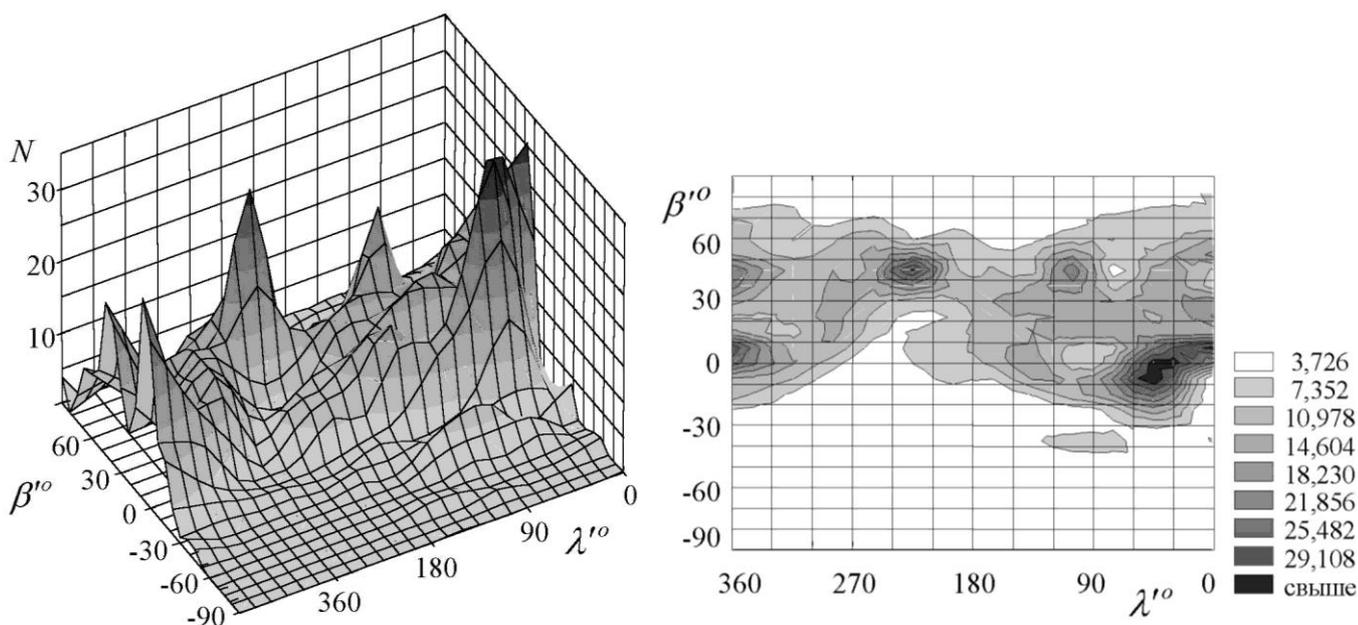


Рис. 4.20 Поиск межзвездных метеороидов по концентрации к апексу движения Солнца, 1101 орбит с $1 < e < 1.1$ (по данным MAPS)

На рис. 4.21 приведено распределение массива орбит с $1 < e < 1.1$ по истинной

аномалии, гелиоцентрической скорости, эксцентриситету, наклону, аргументу перигелия (по данным МАРС 1972-1978).

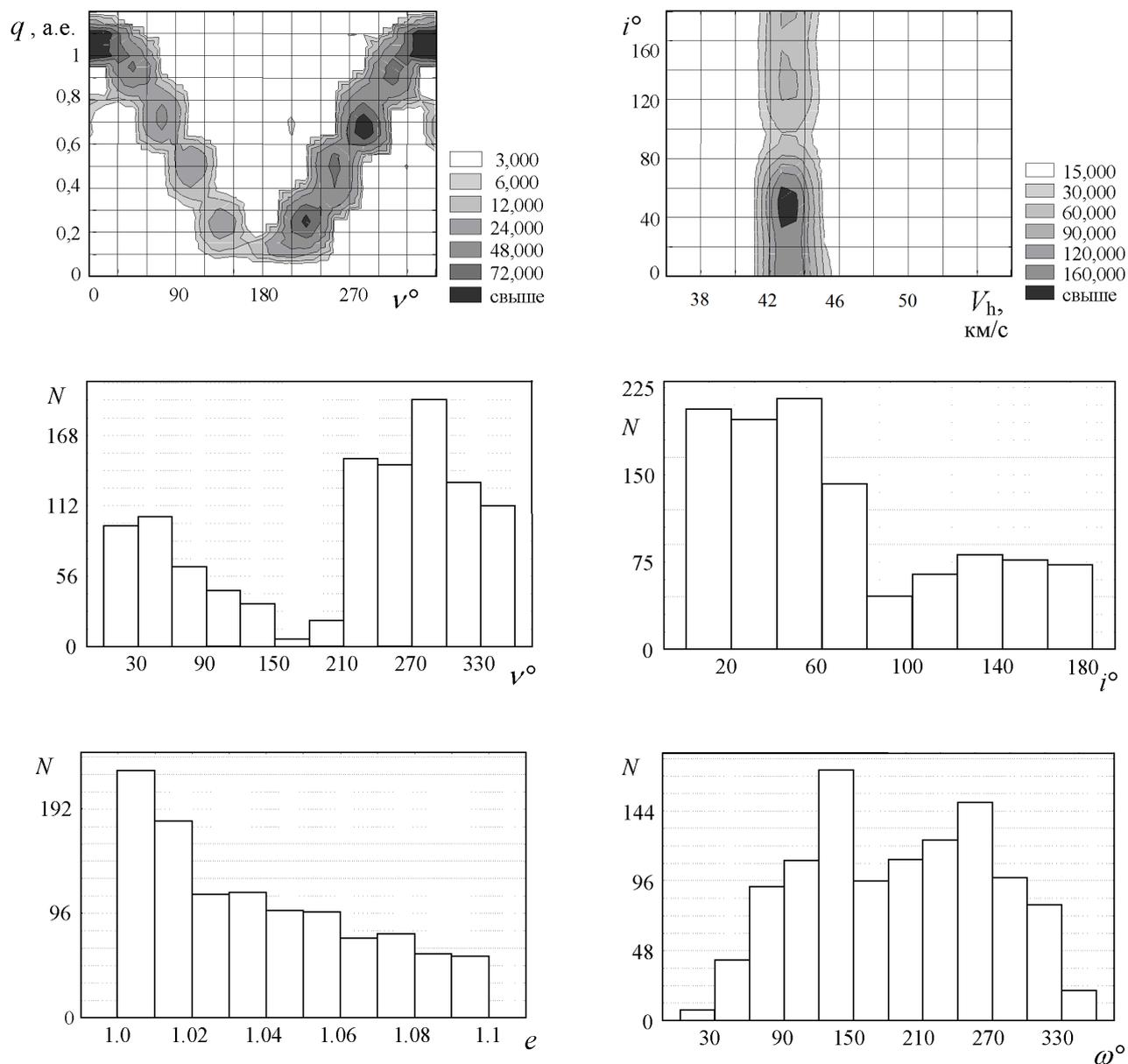


Рис. 4.21 Распределение 1101 метеорных орбит с $1 < e < 1,1$ по истинной аномалии, гелиоцентрической скорости, эксцентриситету, наклону, аргументу перигелия (по данным МАРС 1972-1978 гг.)

Распределения параметров различных выборок метеорных орбит МАРС (рис.4.1 – 4.21) являются составляющими нашей модели.

4.5.5 Теоретическое обоснование возможности образования гиперболических орбит внутри Солнечной системы

Можно сделать анализ этого процесса. Речь идет об ограниченной задаче двух

тел. То есть имеем ограничение, что масса одного тела много больше второго (это задача Кеплера или задача одного неподвижного центра). Кеплеровы элементы родительского тела обозначим a, e, i, Ω, ω . Пусть метеорная частица «рождается» в результате получения импульса произвольной природы. Рассмотрим возможность перехода от начальной эллиптической орбиты родительского тела к гиперболической метеорной, если обозначить через U модуль скорости метеорной частицы относительно родительского тела, имеющего гелиоцентрическую скорость V :

$$(V + \Delta V)^2 = V^2 + U^2 - 2 \cdot U \cdot V \cdot \cos(180^\circ - E). \quad (4.8)$$

Раскрываем, сокращаем и решаем квадратное уравнение относительно ΔV :

$$\Delta V = (V^2 + U^2 + 2 \cdot U \cdot \cos E)^{1/2} - V, \quad (4.9)$$

$$\cos E = \cos \alpha \cdot \cos \beta, \quad (4.10)$$

$$\frac{\Delta V}{V} = \left(1 + \frac{U^2}{V^2} + \frac{U}{V} \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta \right)^{1/2} - 1, \quad (4.11)$$

где β - угол между U и плоскостью орбиты родительского тела, а α - азимутальный угол между V и проекцией U на эту плоскость.

При $U \ll V$

$$\Delta V \approx U \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta. \quad (4.12)$$

Поскольку новая орбита частицы и родительского тела пересекаются в точке выброса, тогда $r = const$ и из интеграла энергии имеем

$$\frac{1}{a} = \frac{2}{r} - \frac{V^2}{\mu}, \quad (4.13)$$

изменение большой полуоси будет равно

$$\Delta a = 2 \cdot \frac{a^2}{\mu} \cdot V \cdot \Delta V, \quad (4.14)$$

где μ - константа интеграла энергии.

$$\Delta a = \frac{2a^2 V^2}{\mu} \cdot \left[\left(1 + \frac{U^2}{V^2} + 2 \frac{U}{V} \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta \right)^{1/2} - 1 \right], \quad (4.15)$$

при $U \ll V$

$$\Delta a = \frac{2a^2}{\mu} \cdot U \cdot V \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta. \quad (4.16)$$

Чтобы орбита стала гиперболической необходимо, чтобы выражение $a^{-1} + \Delta a^{-1}$ было меньше нуля, т.е.

$$\frac{2a}{\mu} \cdot V \cdot \Delta V > 1, \quad (4.17)$$

или, при $U \ll V$

$$\frac{2a}{\mu} \cdot U \cdot V \cdot \cos \alpha \cdot \cos \beta > 1. \quad (4.18)$$

Из выражения (4.18) следует, что «рождение» гиперболической орбиты возможно только при направлении импульса выброса $90^\circ < \alpha < 270^\circ$, причем вероятность такого события пропорциональна $\cos \alpha \cdot \cos \beta$. Ожидаемый максимум числа гиперболических орбит при $\beta = 0$ означает, что плоскости их орбит должны иметь распределение наклонов, подобное, распределению малых тел Солнечной системы (комет и астероидов). В частности, из этого следует, что распределение наклонов орбит метеорных тел с гиперболическими орбитами должно иметь максимум при малых значениях i . На рис. 4.12, по данным радионаблюдений в Харькове за 1975-1976 гг., приведено распределение орбит метеорных тел по углу наклона с максимумом в районе $0-20^\circ$. Возможно, что значительная часть метеорных тел с углом наклона орбит из вышеуказанного интервала обязана своим происхождением выбросам (столкновительным или эруптивным) с поверхности астероидов и периодических комет.

На рис. рис 4.12 можно выделить примерно 5-8% гиперболических орбит со случайным распределением по i . Возможно, что этот факт является указанием на их генетическую связь с долгопериодическими кометами, поскольку последние имеют аналогичное распределение наклонов.

Для конкретизации возможного способа перевода метеорных тел на гиперболические орбиты рассмотрим выражение (4.11) при условии $\cos \alpha \cdot \cos \beta = 1$.

Получим следующее выражение для скорости покидания частицей родительского тела:

$$U^2 > \frac{\mu}{4a} \cdot \frac{1 - e^2}{1 + 2 \cdot e \cdot \cos \nu + e^2}, \quad (4.19)$$

Отсюда следует, что минимально возможная скорость U осуществляется при значении истинной аномалии $\nu \rightarrow 0^\circ$, т.е. в районе перигелия. В таблице 4.4 приве-

дены значения U , подсчитанные по формуле (4.19) для ряда значений эксцентриситета и больших полуосей при условии $q = a(1 - e) < 1$.

Таблица 4.4 Минимально возможные скорости выброса U для образования гиперболических орбит

e	U, км/с			
	e = 1	e = 5	e = 10	e = 100
0,1	13,5	–	–	–
0,5	8,6	3,8	–	–
0,9	3,4	1,5	1,1	
0,99	1,1	0,5	0,3	0,1

Значения в таблице 4.4 могут быть получены двумя путями.

1) Для гиперболичности орбиты требуется, чтобы скорость превышала параболический предел

$$(V + \Delta V)^2 > \frac{2\mu}{r}, \quad (4.20)$$

$$V^2 + U^2 + 2 \cdot U \cdot V \cdot \cos E > \frac{2\mu}{r}, \quad (4.21)$$

делая подстановку $V^2 = \mu \cdot \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a} \right)$ и сокращая, можем получить

$$U > \sqrt{\frac{\mu}{a} + V^2 \cdot \cos^2 E} - V^2 \cdot \cos^2 E, \quad (4.22)$$

$$(V + \Delta V)^2 \approx (V + U \cos E)^2 > \frac{2\mu}{r}, \quad (4.23)$$

$$U \cos E \geq \sqrt{\frac{2\mu}{r}} - V, \quad (4.24)$$

при $\cos E = \cos \alpha \cos \beta = 1$ (4.22) и (4.24) принимают вид

$$\begin{cases} U > \sqrt{\frac{\mu}{a} + V^2} + V \\ U > \sqrt{\frac{2\mu}{r}} - V \end{cases}. \quad (4.25)$$

Результаты расчета близки по обеим формулам

2) Чтобы орбита была гиперболической, как уже отмечалось, достаточно иметь

$$\frac{1}{a} + \Delta\left(\frac{1}{a}\right) < 0, \quad (4.26)$$

НО

$$\Delta\left(\frac{1}{a}\right) = -\frac{2 \cdot V \cdot \Delta V}{\mu}, \quad (4.27)$$

тогда

$$\frac{1}{a} - \frac{2 \cdot V \cdot \Delta V}{\mu} < 0, \quad (4.28)$$

$$\Delta V > \frac{\mu}{2aV}, \quad (4.29)$$

$$\Delta V \approx U \cos E, \quad (4.30)$$

$$U \cos E > \frac{\mu}{2aV} \quad (786). \quad (4.31)$$

Формула (4.31) неудобна для анализа, заменим

$$V^2 = \frac{\mu}{4a} \cdot (1 + 2e \cos \nu + e^2), \quad (4.32)$$

$$U^2 \cdot \cos^2 E > \frac{\mu}{4a} \cdot \frac{1 - e^2}{1 + 2e \cos \nu + e^2}, \quad (4.33)$$

при $E = 0$ и в перигелии

$$U^2 > \frac{\mu}{4a} \cdot \frac{1 - e}{1 + e}. \quad (4.34)$$

По этой формуле (4.34) и считалась таблица 4.4. Что касается вопросов в отношении сингулярности в большой полуоси для гиперболического движения, то они снимаются, так как формула (4.34) тождественна условию $e + \Delta e > 1$.

Из таблицы 4.4 следует, что образование гиперболических орбит путем тепловой дезинтеграции долго и короткопериодических комет вблизи Солнца практически невозможно. Таким образом, одним из возможных механизмов остается столкновительный процесс, причем не обязательно с родительским телом, а уже с «выброшенной» частицей на эллиптическую орбиту.

4.5.5. Теоретическое обоснование возможности перехода эллиптических метеорных орбит в гиперболические в результате тесных сближений с планетами

Пусть метеорное тело с большой полуосью a_1 , гелиоцентрической скоростью

V_1 на расстоянии r_1 от Солнца входит под углом E_1 к вектору скорости планеты V_t в сферу ее влияния. После выхода из сферы влияния малое тело (метеороид) будет иметь новый набор своих параметров, обозначим их индексом «2» (a_2, V_2, r_2, E_2). Из интеграла энергии будем иметь:

$$\frac{1}{a_2} = \frac{1}{a_1} + \left(\frac{2}{r_2} - \frac{2}{r_1} \right) - \frac{(V_2^2 - V_1^2)}{\mu}. \quad (4.35)$$

Раскроем это выражение. В данном случае пренебрегаем возмущениями других тел в сфере влияния планеты. Из критерия Тиссерана следует, что планетоцентрические скорости V_g малого тела в точках входа и выхода равны. Полагая, что орбита планеты круговая, из векторного сложения скоростей получим

$$V_2^2 - V_1^2 = 2 \cdot V_t \cdot V_g \cdot (\cos E_{g1} - \cos E_{g2}), \quad (4.36)$$

где E_g - элонгация вектора, обратного вектору V_g от апекса планеты. Пусть E_g и E_h отсчитываются от апекса против часовой стрелки. Тогда

$$\sin(E - E_g) = \frac{V_t}{V} \cdot \sin E_g, \quad (4.37)$$

$$V_g^2 = V^2 + V_t^2 + 2V \cdot V_t \cdot \cos E_h. \quad (4.38)$$

Из постановки задачи следует, что движение малого тела внутри сферы влияния осуществляется по гиперболической траектории с эксцентриситетом

$$e_g^2 = 1 + \left(\frac{V_g^2 \cdot \rho}{\mu_t} \right)^2, \quad (4.39)$$

где μ_t - гравитационный параметр планеты, а ρ - прицельное расстояние или, что же самое, - мнимая полуось гиперболы. Если угол между касательными к ветвям гиперболы обозначить как $180^\circ - 2\Delta\psi$, то

$$\sin \Delta\psi = \frac{1}{e_g} = \left[1 + \left(\frac{V_g^2 \cdot \rho}{\mu_t} \right)^2 \right]^{-1/2}. \quad (4.40)$$

Поскольку изменение планетоцентрической элонгации $\Delta E_g = 2\Delta\psi$, то

$$E_{g2} = E_{g1} \mp \Delta E_g, \quad (4.41)$$

верхний знак при $E_g \leq 180^\circ$ берется при огибании малым телом планеты со стороны

апекса, а нижний – со стороны апекса, при $E_g > 180^\circ$ – наоборот.

Из приведенных выражений видно, что степень трансформации начальной орбиты определяется теснотой сближения с планетой (ρ) и элонгацией вектора скорости (E_g).

Если E_g и ρ задавать, то радиус-векторы в точках входа и выхода можно найти из соотношений:

$$r_1^2 = r_0^2 + r_t^2 \pm 2r_0 \cdot r_t \cdot \cos(E_g \pm z), \quad (4.42)$$

$$r_2^2 = r_0^2 + r_t^2 \pm 2r_0 \cdot r_t \cdot \cos(E_g \mp \Delta E_g \mp z), \quad (4.43)$$

где z – угол между прицельным расстоянием ρ и точкой входа (выхода):

$$\cos z = \rho / r_0. \quad (4.44)$$

Знак в (4.42-4.44) выбирается так же, как в выражении (4.41), а r_0 и r_t – радиус сферы влияния планеты и радиус ее орбиты, соответственно.

Внутри сферы влияния прицельное расстояние может меняться в пределах от ρ^* до r_0 , где радиус сечения столкновения ρ^* – величина переменная. Воспользовавшись интегралами площадей и энергии планетоцентрического движения, получим

$$\rho^* = R \cdot \left(1 + \frac{2\mu_t}{R \cdot V_g^2} \right)^{1/2}, \quad (4.45)$$

где R – средний радиус планеты.

Итак, задавая в формулах (4.35-4.45) набор (a_1, E_g, ρ) можно оценить изменение большой полуоси гелиоцентрической орбиты малого тела, имеющего тесное сближение с планетой.

4.5.6 Результаты моделирования падающего потока частиц, гиперболические орбиты которых образовались в сфере влияния планет

Для качественного анализа возможности образования гиперболических орбит мы моделировали падающий поток метеороидов, равномерно распределенный по E_g . Причем для каждого значения элонгации задавалось три прицельных расстояния

ρ (ρ^* , $10 \cdot \rho^*$, $100 \cdot \rho^*$), при каждом из которых рассматривалось огибание планеты метеороидом как со стороны апекса, так и антиапекса.

Анализ этих расчетов позволил сделать следующие выводы.

Любая из планет Солнечной системы способна трансформировать начальные эллиптические орбиты в гиперболические.

Вероятность того, что начальная эллиптическая орбита преобразуется в гиперболическую тем выше, чем больше ее размер. При начальной параболической орбите в результате наших расчетов 47% оказались гиперболическими.

Вероятность трансформации начальной орбиты в гиперболическую зависит от тесноты сближения с планетами: 30% гипербол образовалось при $\rho = \rho^*$ и примерно равное количество при $\rho = 10 \cdot \rho^*$ и $\rho = 100 \cdot \rho^*$.

Основное количество гиперболических орбит (70%) возникает в случае, если начальный радиант находится в солнечной стороне полусферы планеты ($0 \leq E_g \leq 180^\circ$). Однако лишь пятая часть гиперболических орбит в этом диапазоне элонгаций такова, что метеорная частица после выхода из сферы влияния будет двигаться внутри Солнечной системы.

Вероятность трансформации орбит метеорных тел в гиперболические больше в 2,4 раза при антиапексом огибании планеты метеороидом, чем при апексном. Из всех инфинитных орбит, по которым метеороиды движутся внутрь Солнечной системы, 73% обязаны именно антиапексному огибанию планеты при достаточно тесных сближениях ($\rho = 10 \cdot \rho^*$).

Вероятность того, что гиперболический метеороид встретится с Землей после тесного прохождения вблизи внешних планет, значительно уменьшается от Юпитера к Сатурну и далее. Из всего падающего на Юпитер потока метеороидов лишь 1% направляется по гиперболическим траекториям в район возможной видимости с Земли. Для Сатурна и Урана это число меньше, соответственно, в 2 и 3,7 раза.

Наибольшей эффективностью переброски будущих гиперболических орбит в зону орбиты Земли обладают внутренние планеты. В этом случае 100% гипербол, лежащих в плоскости эклиптики, так или иначе, должны пересекать орбиту Земли.

Таким образом, при отождествлении гиперболических метеорных орбит, возникших в результате трансформаций начальных эллиптических орбит в сферах влияния планет, необходимо иметь в виду факт, что метеороиды, идущие от внутренних планет, могут фиксироваться практически только в дневное время суток, т.е. только с помощью радиолокационного метода. Метеороиды с гиперболическими орбитами, порожденные внешними планетами, могут регистрироваться в любое время суток, хотя преимущественно их следует ожидать ночью. Возможно, что харьковские наблюдательные данные распределения числа орбит по элонгации истинного радианта от Солнца E_{\odot} (см. рис. 4.14), служат подтверждением предположения о доминирующей роли внутренних планет в отношении поставки гиперболических метеоров на Землю: 68% всех гиперболических метеоров зарегистрировано в дневное время суток.

Заметим, что планеты Солнечной системы могут поставлять в район орбиты Земли гиперболические метеоры межзвездного происхождения. Процесс трансформации их орбит в сфере влияния планет описывается теми же уравнениями, что и для частиц-жителей Солнечной системы, т.е. см. (4.35-4.45). Очевидно, что из-за отрицательности члена a^{-1} , доля возникших (или оставшихся ими) гиперболических орбит будет больше, чем эллиптических. Если прямой поток межзвездных метеороидов в Солнечную систему все-таки существует, тогда в любом случае, поток регистрируемых на Земле первоначальных «межзвездных» орбит будет больше, чем поток трансформированных «межзвездных». Число фиксируемых на Земле гиперболических орбит метеорных тел любой природы оценивается не превышающим 1%. Если считать, что весь приток на Землю от гелиоцентрического пылевого облака 100%, то приток межзвездных частиц будет, как минимум на два порядка меньше гелиоцентрических частиц (т.е. частиц рожденных в пределах Солнечной системы). Поэтому можно ожидать, что из числа, зарегистрированных на Земле гиперболических орбит, возникших путем трансформации их начальных орбит в поле тяготения планет, основную долю составят метеороиды Солнечной системы, а не пришедшие из межзвездной среды.

4.5.7 Метеороидная динамика в эклиптической плоскости Солнечной системы (тест с использованием радиус-вектора восходящего и нисходящего узлов орбиты)

В нашей работе [20] предложен метод, который может помочь тестировать удаленные и другие области в Солнечной системе по распределению метеорного вещества на сильно вытянутых орбитах. Метод связан со статистическими свойствами гелиоцентрического орбитального комплекса метеороидов с большими эксцентриситетами в эклиптической плоскости Солнечной системы и параметром орбит - долготой узлов. Причем, для гиперболической орбиты этот параметр может выполнять функцию визуализации проекций их орбит на плоскость эклиптики и, главное!, относительных размеров их орбит, давая вместе с известным перигелием точки их идентификации в Солнечной системе при отрицательном значении большой полуоси и отсутствии у них афелия (понятно, что размер в общем понимании, для ветвей гиперболической орбиты, уходящих в бесконечность не имеет смысла). Кроме того, по числу узлов тестируемых орбит можно оценивать эффективность механизма образования гиперболических орбит в Солнечной системе. Гиперболическая орбита в противоположность эллиптической может проходить через эклиптическую плоскость только однажды, тогда, поскольку мы наблюдаем метеор на Земле, этот узел характеризует только место встречи орбиты частицы с Землей и о месте происхождения такой орбиты мы ничего сказать не можем. Для гиперболического метеороида, орбита которого имеет два узла, можем найти возмущающие силы в эклиптической плоскости, которые могли трансформировать в гиперболу ее первоначальную, вероятно, не гиперболическую орбиту, которая во втором узле ее орбиты во время встречи с Землей оказалась гиперболической. В Харькове [20] была исследована структура метеороидного комплекса высокоэксцентричных орбит с использованием радиус-векторов восходящего R_{Ω} и нисходящего R_N узлов метеороидной орбиты (рис. 4.22-4.24) и применен указанный критерий. В структуре Солнечной системы орбитальное пространство можно разделить на внутреннюю и внешнюю зоны относительно Юпитера. Внутренняя зона Солнечной системы, ограниченная орбитой Юпитера (~ 5 а.е.) обычно делится на две зоны, одну – внутри земной орбиты (~ 1 а.е.) и вторую – лежащую снаружи земной орбиты (1-5 а.е.).

Внешняя зона Солнечной системы простирается от орбиты Юпитера к поясу Койпера. Так как афелий в гиперболических орбитах не определяется, автор относительными размерами гиперболических орбит до их пересечения с плоскостью эклиптики (с использованием радиус-вектора второго узла орбит) протестировал 4 зоны Солнечной системы.

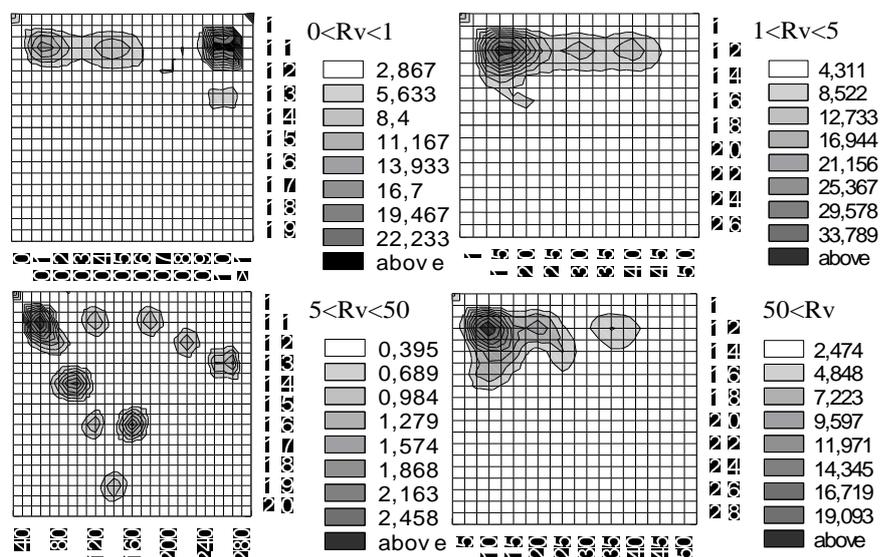


Рис. 4.22 Трехмерное распределение $N = N(R_v, e)$: радиус-вектор восходящего узла R_v (ось X); эксцентриситет e (ось Y); количество орбит N (ось Z); для четырех областей орбитального пространства разделенного по R_v в а.е.: 0 – 1 ($N=106$); 1 – 5 ($N=167$); 5 – 50 ($N=99$); >50 ($N=17$). Теневые перепады отображают колебания N .

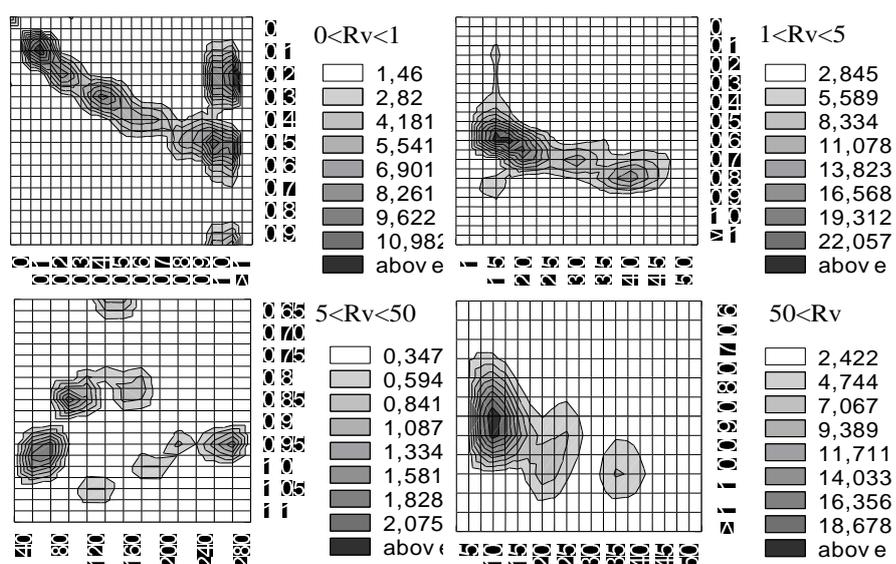


Рис. 4.23 Трехмерное распределение $N = N(R_v, q)$. Радиус-вектор восходящего узла в зависимости от перигелийного расстояния (гистограмма числа орбит)

Для массива гиперболических орбит с узлами получены распределения по параметрам для областей: $0 - 1$; $1 - 5$; $5 - 50$; >50 а.е. Для выборки высокоэксцентричных орбит, зарегистрированных в 1976 году, по критерию радиус-векторов узлов метеороидной орбиты были выделены четыре формальные метеороидные группы в зависимости от значения радиус-вектора восходящего узла: 106 орбит с $0 < R_{\Omega} < 1$; 167 орбит с $1 < R_{\Omega} < 5$; 99 орбит с $5 < R_{\Omega} < 50$; 17 орбит с $50 < R_{\Omega}$. Для этих групп были построены распределения по элементам их орбит. На рис. 4.22-4.24 можно увидеть трехмерные распределения числа орбит по эксцентриситету, перигелийному расстоянию, аргументу перигелия в зависимости от значений R_v .

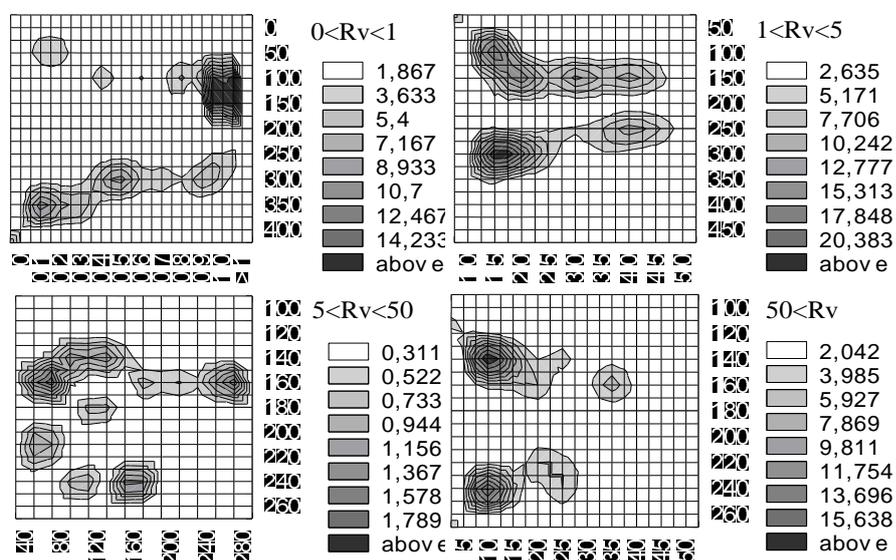


Рис. 4.24 Радиус вектора восходящего узла в зависимости от аргумента перигелия

4.5.8 Процедура и результаты поиска гиперболических орбит метеороидов, образовавшихся из эллиптических в результате тесных сближений с планетами

Чтобы метеороидная орбита была переведена с эллиптической орбиты на гиперболическую в результате планетного возмущения должно быть выполнено условие пересечения метеороидной орбиты с планетной и Земной орбитами. Это условие можно записать, как

$$R_{N,\Omega} \cong r_p \pm \Delta r_p, \quad R_{\Omega,N} \cong r_E \cong 1 \text{ a.e.}, \quad (4.46)$$

тогда $\pm e \cos \omega = \frac{R-1}{R+1}$.

Для орбиты тела Солнечной системы: $p = R_{\Omega,N} (1 \pm e \cos \omega)$; $0.558 \leq p < 2$. Устано-

вим ограничения на истинную аномалию ϑ : $\operatorname{tg}(180 - \vartheta_{\max}) = \frac{p}{q}$ и $\vartheta \leq \vartheta_{\max}$; тогда для ме-

теороидов, наблюдаемых на Земле $\omega_{\Omega} \leq \vartheta_{\max} \leq 116.6$; $63.4 \leq \omega_N$.

Обозначим $\omega_0 = |p - 1|$ и выведем следующие ограничения.

Для метеороидной орбиты, связанной с внутренними планетами ($p < 1$): $q \leq R_p$;

$\omega_{\Omega 1} \leq \omega \leq \omega_{\Omega 2}$ (для восходящего узла Ω : $\omega_{\Omega 1} = 180 - \omega_0$, $\omega_{\Omega 2} = 116.6^0$) и

$\omega_{N 1} \leq \omega \leq \omega_{N 2}$ (для нисходящего узла $\bar{\Omega}$, обозначение N): $\omega_{N 1} = 63.4^0$, $\omega_{N 2} = \omega_0$).

Для метеороидных орбит, связанных с внешними планетами ($1 < p < 2$): $q \leq 1$;

$\omega_{\Omega 1} \leq \omega \leq \omega_{\Omega 2}$ (для восходящего узла Ω : $\omega_{\Omega 1} = \omega_0$, $\omega_{\Omega 2} = 116.6$) и

$\omega_{N 1} \leq \omega \leq \omega_{N 2}$ (для нисходящего узла $\bar{\Omega}$ (обозначение N): $\omega_{N 1} = 63.4$, $\omega_{N 2} = 180 - \omega_0$)

Набор ограничений для конкретной планеты приведен в (Табл. 4.5).

Таблица 4.5 Орбитальные параметры для поиска орбит метеорных тел с $e \geq 1$, обра-

Планеты/	в	результате		планетных			возмущений
	R_p , а.е.	p , а.е.	q , AU	ω_{V1} , град	ω_{V2} , град	ω_{N1} , град	ω_{N2} , град
Меркурий	0.39	0.558	0.379	116.2	116.6	63.4	63.8
Венера	0.72	0.840	0.420	99.2	116.6	63.4	80.8
Марс	1.52	1.208	0.604	78.0	116.6	63.4	102.0
	2.2	1.375	0.687	68.0	116.6	63.4	112.0
	3.6	1.524	0.762	58.4	116.6	63.4	121.6
Юпитер	5.2	1.678	0.839	47.3	116.6	63.4	132.7
Сатурн	9.5	1.810	0.905	35.9	116.6	63.4	144.1
Уран	19.2	1.901	0.950	25.7	116.6	63.4	154.3
Нептун	30.1	1.936	0.968	20.7	116.6	63.4	159.3
Плутон	39.4	1.951	0.975	18.1	116.6	63.4	161.9
	1000	2.000	1.000	0	116.6	63.4	180.0

Среди данных 1975 года отобрано 1304 орбиты с эксцентриситетом вблизи 1 и выше. 63 % этих орбит имеют два узла. Используя параметры таблицы 4.5 были найдены: 51 метеороидная орбита с узлом вблизи орбиты Марса ($R_M \sim 1,52$ а.е.), 42 метеороидных орбиты с узлом вблизи орбиты Юпитера ($R_J \sim 5,2$ а.е.), 35 метеороидных орбит с узлом вблизи орбиты Сатурна ($R_S \sim 9,5$ а.е.), 43 метеороидных орбит с узлом в области Kuiper-Edworth ($40 < R_{KE} \sim 10000$ а.е.). Это подтверждает миграцию

исследуемых частиц к Земле из различных областей Солнечной системы.

Для поиска момента сближения метеороида и планеты во время тесного сближения метеороидной орбиты с орбитами планет был применен метод Штола [139].

Таблица 4.6 Даты наблюдений метеоров и противостояний планет

Метеоры	Дата наблюдения	Планета	Интервал	Противостояние
4	7 Сентябрь 1976	Марс	265	15 декабрь 1977
2	13 февраль 1975	Юпитер	161	5 сентября 1974
1	22 март 1976	Юпитер	161	13 октября 1975
1	11 июня 1975	Сатурн	156	6 января 1975
1	25 июня 1976	Сатурн	156	20 января 1976

Таблица 4.7 Орбитальные параметры орбит метеороидов с $e \geq 1$, образованных за счет планетных возмущений Марса (№1-4), Юпитера (5-7) и Сатурна (8-9) по результатам радиолокационных наблюдений в Харькове

№	Дата, д.м.год	Время, час:мин	V_h км/с	i , град	ω , град	e	p , а.е.	q , а.е.	$R_{\Omega, \omega}$, а.е.
1	16.08.76	12:23	47	88	99	1,33	1,23	0,55	1,56
2	02.09.76	5:10	45	74	259	1,19	1,22	0,56	1,56
3	07.09.76	3:05	42	13	79	1,04	1,19	0,58	1,51
4	09.09.76	2:15	43	32	260	1,10	1,20	0,57	1,52
5	03.02.75	16:44	44	61	123	1,11	1,59	0,75	4,05
6	07.02.75	1:50	43	9	49	1,06	1,67	0,81	5,59
7	19.03.76	7:51	42	132	227	1,00	1,63	0,84	4,54
8	12.06.75	13:48	57	26	113	2,09	1,82	0,60	8,09
9	19.06.76	13:37	68	53	108	2,02	1,85	0,51	8,09

Штол рассчитал ожидаемые даты для различных лет, в которые могут наблюдаться метеоры, образованные в результате возмущения его первоначальной орбиты после контакта с планетой. Такими датами оказались даты на 265, 161 и 156 дни после противостояния Марса, Юпитера и Сатурна, соответственно. Указанные периоды были рассчитаны для параболических орбит. Гиперболические орбиты за счет указанных возмущений планет будут наблюдаться в короткие периоды, непосредственно предшествующие этим датам. Например, для гиперболических орбит с $1,0 < e < 1,1$, образованных из-за сближения с Марсом, Штол дает период в 8 дней.

Были исследованы более 2000 орбит, зарегистрированных в 1975-1976 годах. Среди упомянутых выше найденных 51, 42, 35 метеороидных орбит за счет сближения с планетами мы отобрали 9 (таблицы 4.6-4.7): из-за сближения с Марсом – 4, из-за сближения с Юпитером – 3; из-за сближения с Сатурном – 2. Найденные орбиты показаны в таблице 4.7 (апробация поиска).

Выводы к разделу 4

Наше исследование не выходит за рамки классической механики и связано с результатами экспериментов в планировании которых использованы ее постулаты, но оно касается исследования объектов, орбиты которых высокоэксцентричны, могут «царапать» Солнце и достигать внешних границ Солнечной системы вплоть до ухода в межзвездное пространство и уже по своей природе несут в себе элемент неустойчивости.

При составлении модели мы исходим из того, что вторгающиеся в атмосферу Земли метеороиды с высокой гелиоцентрической скоростью являются частью околосолнечного метеорного облака, что они входят в состав группы малых тел околоземного пространства и, что они отражены определенным образом в экспериментальных радиолокационных данных почти 250 тысяч индивидуальных орбит, зарегистрированных метеорной автоматизированной радиолокационной системой МАРС в интервале масс 10^{-9} - 10^{-6} кг при наблюдении слабых метеоров до $+12^M$ в Харькове в 1972-1978 гг. Каждую орбиту описывает набор из шести параметров, поэтому специфические свойства и закономерности, в том числе связанные с механизмами происхождения орбит, выявлялись в распределениях числа орбит по каждому из параметров. Такой подход применяется при анализе орбит метеорных тел и мы использовали его также для представления модели. В ходе исследования особую весомость мы придавали сравнению наблюдательного материала за 1975 год, так как мы использовали характеристики комплекса эллиптических орбит по модели выборочного каталога 5317 [185], как эталонного, в связи с тем, что он сформирован специальным образом, чтобы максимально снизить влияние геометрической селекции.

Была разработана и представлена модель распределения скоростей, координат радиантов и параметров высокоэксцентричных орбит метеороидов с эксцентрисите-

том близким к единицы на основе наблюдательных данных радиолокационной системой МАРС для слабых метеоров.

Для тестирования структуры метеорного комплекса и межпланетных областей Солнечной системы был применен такой параметр, как радиус - вектор узлов высокоэксцентричных орбит. Вторым аспектом этого метода явилось то, что радиус-векторы узлов высокоэксцентричных орбит были использованы для теоретического обоснования и экспериментальной проверки возможности перевода эллиптических метеорных орбит в гиперболические орбиты в результате тесных сближений с планетами. Приведены результаты численного моделирования и реально найденные орбиты.

Исследование проявления небесно-механических закономерностей в распределениях параметров метеорных тел и их орбит с точки зрения возможного объяснения источников гиперболических орбит в Солнечной системе показало, что данные МАРС, прежде всего, не исключают возможное присутствие реальных гиперболических орбит в комплексе высокоэксцентричных орбит Солнечной системы, наблюдаемых в атмосфере Земли дистанционным наземным радиолокационным методом зондирования. Как и в случае космической навигации при планировании дальних перелетов в Солнечной системе имеется проблема изучения сложной траектории движения в Солнечной системе метеороидов на высокоэксцентричных орбитах под воздействием многих факторов гравитационной и негравитационной природы.

Работа идентифицирует в экспериментальных данных МАРС проявления многих из предлагаемых на сегодня механизмов образования гиперболических метеоров вблизи орбиты Земли на качественном уровне. Представлена многокомпонентность структуры метеорного комплекса высокоэксцентричных орбит метеорных тел с точки зрения происхождения его составляющих, включая межзвездное.

РАЗДЕЛ 5 МЕТЕОРНЫЕ ПОТОКИ В СТРУКТУРЕ МЕТЕОРНОГО КОМПЛЕКСА ВЫСОКОЭКСЦЕНТРИЧНЫХ ОРБИТ СОЛНЕЧНОЙ СИСТЕМЫ

5.1 Поточковая и спорадическая составляющая метеорного вещества Солнечной системы

Как часть метеорного вещества Солнечной системы, метеороиды с высокоэксцентричными гелиоцентрическими орбитами разделяются на спорадические и потоковые при отсутствии или наличии связи индивидуальных орбит метеороидов друг с другом. Еще одна классификация метеороидов относится к их генетическому происхождению. Важно знать, от каких родительских тел они произошли, от комет или от астероидов. В связи с этим приведем некоторые характеристики моделей метеорного вещества, разработанные для всего массива данных МАРС 1972-1978 годов.

Из выборки около 160000 орбит метеороидов, определенных в Харькове на системе МАРС, выделено 5160 метеорных потоков [4]. Проведен статистический анализ выборок спорадических и потоковых метеороидов всего зарегистрированного материала объемом около 250 000 орбит, что позволило выявить основные отличия в многомерных распределениях элементов орбит спорадических и потоковых метеорных тел. Показано [3], что хотя численность потоковых метеоров в 1,5 раза превосходит численность спорадических, плотность потока метеороидов, принадлежащих метеорным потокам, в 3 раза ниже наблюдаемой плотности потока спорадических метеороидов. В ходе выполнения научно-исследовательских работ ХНУРЭ по метеорной тематике выявлено, что полученные распределения радиантов вместе с одномерными, двумерными, трехмерными распределениями элементов орбит потоковых и спорадических метеороидов резко отличаются друг от друга. Очевидно, что такие различия связаны с происхождением тех и других метеороидов, с особенностями орбит их родительских тел. В настоящее время найдено три источника метеороидов: кометы, астероиды главного пояса астероидов и тела групп Аполлона, Амура, Атона (AAA-астероиды), которые также могут иметь либо кометное, либо астероидное происхождение. Вклад этих источников по оценкам различных исследователей различен, но присутствие в метеорном комплексе Солнечной системы метеороидов всех этих трех типов не вызывает сомнений. На основе анализа элементов

и квазипостоянных параметров орбит сделаны [219, 230-231] оценки вклада астероидов групп ААА-астероидов, пояса астероидов, коротко и долгопериодических комет в комплекс потоковых и спорадических метеорных тел. Для этого использовались как формальные критерии, так и методы многомерной классификации при наличии обучающих выборок (дискриминантный анализ) и классификация, базирующаяся на критерии отношения правдоподобия, в случае, когда распределения классов известно. Показано, что среди потоковых метеороидов с массой более 10^{-5} г, пересекающих сферу радиусом 1 а.е. вокруг Солнца, 72% являются продуктом дезинтеграции ААА-астероидов, 3% произошли от астероидов пояса, 19% являются продуктом дезинтеграции ядер короткопериодических и 6% – долгопериодических комет. Для спорадических метеоров эти оценки принимают следующие значения: 32% (ААА-астероиды), 4% (астероиды главного пояса), 7% (короткопериодические кометы), 57% (долгопериодические кометы). Таким образом, среди потоковых метеороидов 75% имеют астероидное происхождение (72% из них ААА-астероиды), среди спорадических 37% астероидного происхождения (32% – ААА-астероиды) [219, 230].

Источниками метеоров, которые могут быть выявлены с помощью наземных средств наблюдения, являются объекты Солнечной системы, чьи орбиты находятся в пространстве орбитальных элементов вблизи орбиты Земли, так называемые Объекты Сближающиеся с Землей (ОСЗ), на английском – Near-Earth Objects (NEOs). Традиционной схемой классификации состава NEOs является: ААА -астероиды, астероиды главного пояса, астероиды и кометы. Крупнейшие из членов NEOs (кометы и астероиды) были выявлены телескопическими и другими современными методами. Для членов промежуточных размеров ни один из этих методов еще не позволяет обнаружить их непосредственно. Возможно, что необнаруженные NEOs (SP кометы с $e > 0,9$, ААА-астероидов с $i > 90^\circ$, некоторые из LP-комет и другие объекты) в действительности имеют указанные промежуточные размеры. Очевидно, что тот факт, что некоторые объекты не наблюдаются в настоящее время, не означает, что не существует метеорных потоков генетически связанных с такими объектами вообще.

Промежуточные орбиты потоков содержат информацию об орбитах NEOs, ко-

торые не были обнаружены наблюдательными средствами до сих пор. В этом случае, очевидно, метеорные исследования становятся гораздо более актуальными. В [10] мы видим пример промежуточных орбит гипотетических потоков каталога ХНУРЭ для поиска ненаблюдаемых NEOs с $e > 0,9$.

5.2 Комета Галлея и ее связь с удаленными областями Солнечной системы

Комета Галлея (1P/ Halley) заслуживает особого внимания ученых, как первая комета, появление которой в 1779 году было предсказано теоретически при ее предыдущем появлении в 1805 году. Она является одной из самых ярких и наиболее часто появляющихся комет со средним периодом 75 лет (в 1986 году был ее 31-й визит). Возвращение к Солнцу кометы в 1986 году объединило усилия ученых 54 стран для ее изучения [177]. Программа ИНУ (Международная программа наблюдения кометы Галлея) была названа "экспериментом века" по мирному изучению космоса. В ее исследовании были задействованы космические аппараты "Вега", "Джотто" и другие. Между возвращениями кометы есть ежегодная возможность изучать стабильные, но не слишком интенсивные и считающиеся не молодыми метеорные потоки - η Аквариды в мае и Ориониды в октябре. Эти потоки можно отнести к группе высокоскоростных потоков, которая включает в себя также Персеиды, Леониды и некоторые другие. Считается, что комета Галлея и метеорные потоки η -Аквариды и Ориониды генетически связаны и можно говорить о комплексе кометы Галлея, хотя сама комета может и не быть прародительницей этих потоков.

Комета 1P/Halley относится к кометам семейства Нептуна [226], состоящего не менее чем из 10 комет, наклоны орбит которых близки или превышают 90° . Афелийное расстояние кометы 1P/Halley имеет значение ~ 35 а.е. лежащее между средними расстояниями Урана и Нептуна, при этом афелий опущен под плоскость эклиптики на 10 а.е. Во время последнего визита комета прошла восходящий узел 9 ноября 1985 года и нисходящий узел 10 марта 1986 году после прохождения перигелия 9 февраля 1986 года. Размеры ядра кометы оценены как $14 \times 7,5 \times 5$ км. Предполагается, что кометы галлеевского типа изначально были долгопериодическими кометами, орбиты которых изменились под влиянием гравитационного притяже-

ния планет-гигантов [37]. Если комета Галле2 прежде была долгопериодической кометой, то она скорее всего происходит из облака Оорта [39] – сферы, состоящей из кометных тел, окружающей Солнце на расстоянии 20 000-50 000 а. е. В то же время считается, что семейство комет Юпитера происходит из пояса Койпера [39] – плоского диска малых тел на расстоянии от Солнца между 30 а. е. (орбита Нептуна) и 50 а.е. Предлагается еще одна точка зрения на происхождение комет галлеевского типа. В 2008 году был открыт новый транснептуновый объект с ретроградной орбитой, аналогичной орбите кометы Галлея, который получил обозначение 2008 KV42 [41-42]. Его перигелий располагается на расстоянии 20 а. е. от Солнца (что соответствует расстоянию до Урана), афелий — на расстоянии 70 а. е. (что превосходит удвоенное расстояние до Нептуна). Этот объект может быть членом нового семейства малых тел Солнечной системы, которое может служить источником комет галлеевского типа[43].

5.3 Метеорные потоки η -Акварид и Орионид по радиолокационным данным МАРС

Харьковский национальный университет радиоэлектроники (ХНУРЭ) был участником INW по изучению метеорных потоков кометы Галлея 1P/Halley[25, 31]. В ХНУРЭ были проведены наблюдения потоков в периоды 4-12 мая 1984 г., 4-8 мая 1985 г., 27 апреля - 17 Мая 1986 г. (29 апреля и 1 мая) для η -Акварид (в 1986 г. с определением орбит) и 14-18 октября 1983 г., 8-23 октября 1984 г., 19-30 октября 1985-1986 г.г. для Орионид (в 1985-1986 г.г. с определением орбит). Наблюдения были проведены на радиолокационной системе МАРС (на частоте 31,1 МГц с максимальной мощностью излучения передатчика 500 кВт) РЛС МАРС осуществляла регулярные измерения численности метеоров и орбитальных параметров индивидуальных метеоров в 1968-1978 гг. Были использованы радиосигналы, отраженные от ненасыщенных ионизированных метеорных следов. Полученные данные включают в себя измерения слабых метеоров до $12^M - 14^M$. Технические характеристики МАРС были описаны выше. Радиант η -Акварид в поле зрения антенны РЛС МАРС (направленной на восток) наблюдался только в период 10 - 14 по местному времени, а радиант Орионид - только в период 5:30 - 10:30 по местному времени.

Численность метеоров, скорости, радианты и элементы орбит метеорных потоков кометы Галлея были измерены [25, 31]. Превышение количества метеоров над фоном составило: для η -Акварид – около 30%, для Орионид – 30-40%. Максимальная активность потоков (для масс $M > 10^{-6}$ г) достигала 3000 регистраций в час для η -Акварид и 2700 регистраций в час для Орионид. Несколько максимумов численности было зарегистрировано для обоих потоков: один главный максимум и два вторичных. Основные максимумы пришлись на 6 мая (около $\lambda_s = 45^\circ$ в 1986 г.) для η -Акварид и на 24 октября (около $\lambda_s = 210^\circ$ в 1985 г.) для Орионид. Вторичные максимумы были зафиксированы 2 мая и 13 для η -Акварид и 14 и 29 октября для Орионид.

При исследовании структуры метеорных потоков проблема отделения метеоров потока от спорадического фона всегда существует. При наблюдениях ХНУРЭ мы регистрируем слабые объекты до $12^M - 14^M$ (среднесуточное число таких метеоров составляет несколько десятков тысяч). Для таких объектов спорадический метеорный фон очень высок и среднее число слабых метеоров в час за сутки в течение эпохи активности метеорного потока вряд ли будет отличаться от спорадического фона в отличие от результатов наблюдений в диапазоне звездных величин $7^M - 8^M$. Поэтому, в дополнение к формальному определению эпохи активности метеорного потока и фона из литературы, мы используем данные (если они есть), которые получают в течение нескольких дней в непосредственной близости к эпохе активности потока, а также после этой эпохи для того, чтобы определить численность метеорного фона N_{BG} .

В измерениях подсчета числа отражений радиоэхо от метеорных следов (численности метеоров), активность метеорного потока проявляется как изменение суточной кривой численности метеоров по сравнению с наблюдениями только спорадических метеоров. Количество поточных метеоров наблюдаемого потока определяется как разница между количеством метеоров в час во время действия потока $N_{SH,BG}$ и фоновых метеорных чисел в час N_{BG} . Даты 27 - 30 апреля и 14 - 15 мая были взяты для определения фона для η - Акварид и 13, 18, 25, 26 октября были взяты для Орионид.

В ХНУРЭ измерения численности метеоров были произведены на 12 пороговых уровнях, для которых амплитуды регистрируемых сигналов отличаются в 1,6 раза. Данные измерения численности метеоров позволяют определить параметр k_1 для распределения радиометеорных амплитуд и параметр s для распределения метеорных масс. Для последующей обработки измерений метеорного потока используются соотношения $s = F(k_1, V)$ полученные методом статистического моделирования в [3]. Параметр s метеорного потока определяется с помощью функции $s = F(k_1)_V$ с расчетом для скорости метеоров V данного потока.

Одновременно параметр s и его суточный тренд определяются для спорадического фона и для метеорного потока плюс фон. В отличие от параметра s спорадической фоновой кривой $s(t)$, параметр s для поточных объектов характеризуется большим разбросом для разных периодов наблюдений: часов, дней, годов. Это следствие неопределенностей (погрешностей) наблюдений, которые возникают, главным образом, из-за трудностей в отделении метеоров потока от сильного колеблющегося фона, и слабо зависят от структуры потока. Во время максимальной активности потока его параметр s , как правило, меньше чем у спорадических метеоров. Путем усреднения параметра $s(t)$ на временном интервале, который включает часы максимального количества метеоров, значение s определяют для различных дат наблюдений. Строится зависимость s от солнечной долготы λ_s . Эта зависимость может характеризовать структуру потока в поперечном сечении.

Для того чтобы найти относительное пространственное изменение плотности числа метеороидов в рое, мы ограничились измерениями общей численности метеоров (средними часовыми числами) в течение почасовой видимости потока. Таким образом, измерения, выполненные в разные дни, могут характеризовать поперечный профиль, если параметры передающего устройства остаются стабильными. Такие профили $N_i = F(\lambda_s)$ были построены для различных амплитудных уровней чувствительности.

Для того, чтобы найти абсолютное значение плотности потока метеорных тел $Q(M^*)$ с массой $M > M^*$, необходимо определить эффективную площадь собираю-

щей поверхности антенны S_{eff} в плоскости, перпендикулярной к лучу зрения на радиант (эхо-плоскости) и минимальную массу M^* , зарегистрированных метеорных тел. Значение S_{eff} является функцией текущего времени t , потому что горизонтальные координаты радианта имеют суточный ход. Тогда плотность потока метеорных тел (когда число метеоров известно) рассчитывается по формуле:

$$Q(M^*) = \frac{N(t)}{S_{eff}(t)}, \quad (5.1)$$

Значения S_{eff} и M^* могут быть определены при вычислении геометрического и физического факторов замечаемости метеоров. Вариации $Q(M^*)$, при расчете плотности потока в один и тот же день и в одни и те же часы, позволяют нам судить о погрешностях наблюдений (как в случае, когда геометрический фактор метеорной замечаемости был учтен), поскольку пространственную плотность частиц в метеорном рое можно рассматривать как постоянную в течение нескольких часов наблюдений.

Метеорные радиолокационные наблюдения численности метеоров, сделанные во время максимальной активности η -Акварид и Орионид в 1986 г., были обработаны по методу изложенному выше. Значения $k_{1sh.bg}$ и k_{1bg} оценивались методом двух уровней, а именно, для 2-го и 4-го уровней. Был использован алгоритм, описание которого дано в [25] для обработки наблюдений метеорной численности. На рис. 5.1-5.2, параметр s представлен в зависимости от времени t и солнечной долготы λ_s для метеорных потоков η -Акварид (η -Aquarids) и Орионид (Orionids) и спорадического фона. Кривые поддерживают упомянутое выше замечание относительно большого разброса значений параметра s . Как правило, плотность потока численности метеоров рассчитывается для минимального значения параметра s вблизи максимума активности потока. Из графика на рис. 5.3, мы имеем $s = 1,65$ для обоих потоков.

При определении плотности потока численности метеоров $Q(M^*)$ из формулы (5.1), мы использовали свойства заранее рассчитанного графика геометрического фактора замечаемости для радиолокационного комплекса ХНУРЭ. Этот график был

получен комбинацией графического и аналитического метода. После того, как минимальная предельная масса M^* и параметр s известны, можно найти плотность потока метеоров с массой больше заданной $M \geq M_l$ (например, для $M_l = 10^{-3}$ г) из

$$\frac{Q_0(M^*)}{Q_1(M_l)} = \left(\frac{M_l}{M^*} \right)^{s-1}. \quad (5.2)$$

Минимальная линейная электронная плотность метеорных следов α_{\min} рассчитывали по известной формуле Ловэлла-Клегга, при учете зависимости высоты метеорного следа H от его скорости V (принималось $H = 97$ км для $V = 65$ км/сек.). Тогда для второго амплитудного уровня (6,4 мкВ) и мощности передатчика 390 кВт, мы имеем $\alpha_{\min} = 9 \cdot 10^9$ см $^{-1}$. Это значение соответствует минимально зарегистрированной массе $M^* \sim 1,8 \cdot 10^{-6}$ г в соответствии с радиометеорной шкалой масс.

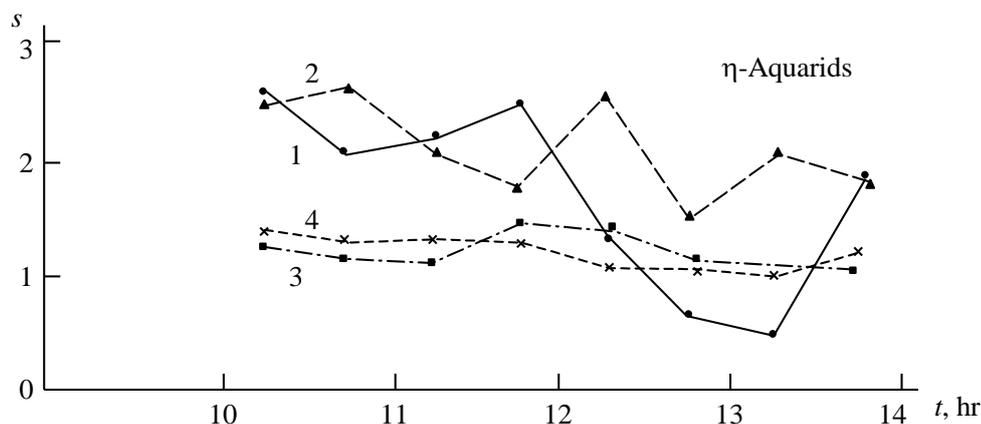


Рис. 5.1. Зависимость параметра s от времени наблюдения поточных метеоров η -Акварид (1 – $\lambda_s = 45^\circ$, 2 – $\lambda_s = 46^\circ$), все метеоры (3 – $\lambda_s = 45^\circ$) и фоновые (4 – усреднение по λ_s)

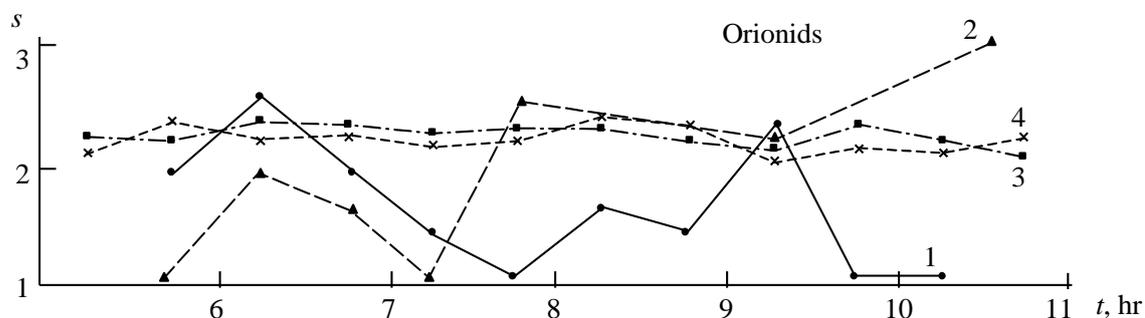


Рис. 5.2. Зависимость параметра s от времени наблюдения поточных метеоров Орионид (1 – $\lambda_s = 205^\circ$, 2 – $\lambda_s = 210^\circ$), все метеоры (3 – $\lambda_s = 210^\circ$) и фоновые (4 – усреднение по λ_s)

Средняя плотность потока метеорных тел с $M \geq 10^{-3}$ г равна $2,9 \cdot 10^{-11} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для η -Акварид и $2,5 \cdot 10^{-11} \text{ м}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$ для Орионид. В интервале масс $M \geq 10^{-6}$ г в 1986 г. наблюдалось незначительное увеличение численности метеорных потоков η -Акварид в мае и Орионид в октябре, несмотря на то, что комета Галлея уже прошла перигелий в феврале 1986 г. Обнаружено наличие нескольких волокон в структуре потока вместе с преобладанием более крупных частиц в центральной части.

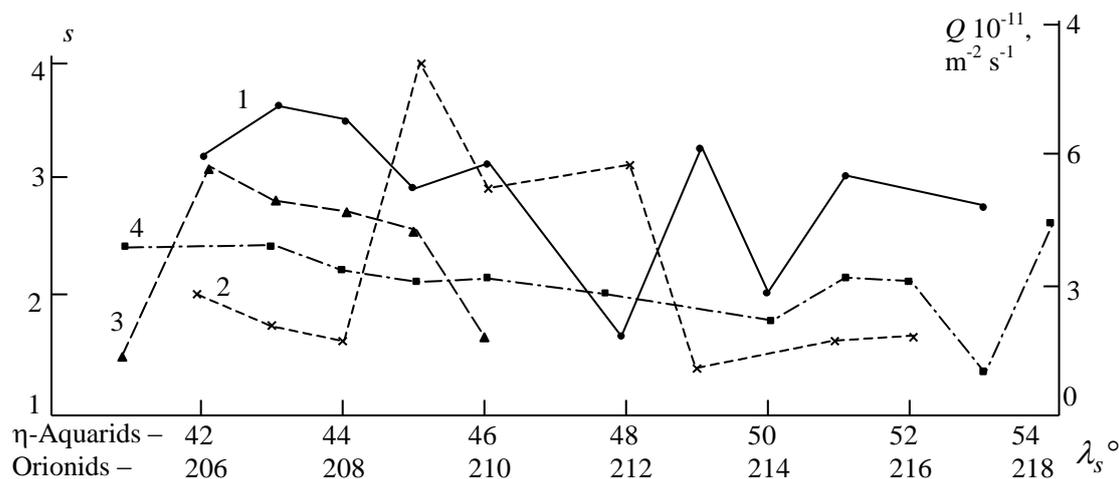


Рис. 5.3. Параметр s и плотность потока Q в зависимости от λ_s для η -Акварид (1 — s , 2 — Q) и Орионид (3 — s , 4 — Q).

В табл. 5.1 представлены значения скоростей, координат радианта и параметров орбит метеорных потоков кометы Галлея, полученные из наблюдений в ХНУРЭ в 1985-1986 г.г. и некоторые другие вместе с параметрами самой кометы.

5.4 Комплекс высокоэксцентричных метеорных орбит малых размеров в окрестностях орбиты Земли и Солнца

В проблеме гиперболических метеоров метеороиды на гиперболических и почти параболических орбитах в основном рассматриваются как возможные пришельцы из удаленных от орбиты Земли областей Солнечной системы и даже из межзвездного пространства (раздел 4). При этом не акцентируется внимание на том, что часть комплекса гиперболических и почти параболических орбит может быть сформирована и пополняться за счет составляющей с малыми орбитами, которые расположены в «близлежащем» к Земле пространстве между Солнцем и окрестностями орбиты Земли.

Особенность населения околосолнечной области - группа комет с минималь-

ными перигелийными расстояниями – семейство комет Крейца.

Таблица 5.1. Параметры составляющих комплекса кометы Галлея

Объект	Каталог	Период наблюдения	N	α°	δ°	V_∞ , км/с	$1/a$, AU ⁻¹	e	q , AU	i°	Ω°	ω°
Halley comet		9.02.86	-	337	0	-	-	0,97	0,59	162,2	58,1	111,8
η -Aquarids	ХНУРЭ	28.04-16.05.1986	41	337	1	63	0,39	0,8	0.51	157	46	83
		4-5.05.1973 (1550)	6	336	-3,8	62,5	0,41	0,78		167	44,3	86,8
	[236]		8					0,83	0,47	161,2	44,9	79,5
Orionids	ХНУРЭ	15-31.10.1986	6	94	18	66	0,21	0,9	0,52	168	28	90
		19-30.10.1985	8	100	16	66,2	0,26	0,82	0,54	165	28	72
			7	101	18	62,7	0,57	0,69	0.53	168	29	107
		16-26.10.1974 (4124)	15	95,4	18,3	63,9	0.28	0,84		169	28,6	93,4
	11-26.10.1960	61	93	16	65,9	0,21	0.88	0,47	164	25	86	
	[6]	22-27.10.1968	86	96,4	15,7	67,5	0,05	0,8	0,57	164	30	83
[236]		10					0,85	0,56	165	27,4	87,4	

Резкое повышение интереса к малым орбитам тел Солнечной системы несомненно обусловлено непосредственной возможностью наблюдать царапающие кометы благодаря SOHO/LASCO и STEREO/SECCHI кометным программам, проводимым в связи с исследованием Солнца за последние двадцать лет. Впечатляющие изображения комет на диске Солнца, регистрируемые специальными спутниками и доступные онлайн в интернет никого не могут оставить равнодушными. Кометы, "царапающие" Солнце, как семейство комет Крейца известны очень давно. Все перигелии орбит этих комет расположены на расстоянии около 0,005 - 0,007 а.е. от Солнца. Рабочей гипотезой их происхождения считается продолжающийся распад некогда одной гигантской кометы [175], сегодня имеются и новые дополнения к существующей гипотезе [237]. Предполагают наличие в прошлом гигантской кометы для объяснения 4-х комет 1680: Большая мартовская 1843 I, родоначальницы Большая южная 1880 I, Большая сентябрьская 1882 II со сходством в их элементах. Разрыв породил множество осколков, среди которых и эти четыре. В дальнейшем доба-

вилось к 4-м еще 5 комет с исключительно малыми перигелийными расстояниями q от 0,05 до 0,009 а.е. Эти кометы являются одним из специфических источников метеороидов с малыми орбитами. Вторым специфическим источником малых орбит являются астероиды групп Атона, Аполлона и Амура пересекающие орбиту Земли (AAA-астероиды). Астероид считается астероидом сближающимся с Землей (NEA – Near Earth Asteroid), когда его орбита попадает внутрь 1,3 а.е. NEA считается потенциально опасным астероидом (PHA-Potential Hazard Asteroid) когда его орбита приближается на 0,05 а.е. к Земной орбите и он имеет абсолютную звездную величину $H < 22$ mag (т.е. его диаметр $D > 140$ м). Оценка всей популяции PHAs достигала не менее 25000 (на 2004 г.). В тоже время оценивается, что в общем вкладе NEA по фракциям: 32% от общего числа NEA составляют «Амурцы»; 62% – «Аполлонцы»; . 6% – «Атонцы».

Метеорно-астероидная популяция, известная как Эксцентриды, была выделена Терентьевой. Образец орбитальных элементов некоторых Эксцентрид [238] показан в Таблице 5.2.

Таблица 5.2 Орбитальные элементы некоторых Эксцентрид: N2,N3 / имя по [238]

N	$N2$	$N3/$ имя	e	a	q	Q	Ω	ω	i
1	4	6096	0,62	0,61	0,23	1,0	113	176	139
2	15	10573	0,87	0,54	0,07	1,0	191	177	135
3	19	11855	0,77	0,61	0,14	1,1	42	349	10
4	20	11941	0,79	0,62	0,13	1,1	44	13	47
5	38	231	0,75	0,57	0,14	1,0	260	354	34
6	39	11041	0,85	0,56	0,09	1,0	210	353	9
7	43	4473	0,94	0,53	0,03	1,0	177	3	17
8	51	1954XA	0,35	0,78	0,51	1,1	190	57	4
9	52	Hathor	0,45	0,84	0,46	1,2	211	40	6
10	53	Ra-Shalom	0,44	0,83	0,47	1,2	170	356	16

Эксцентриды были определены как группа орбит малых тел Солнечной системы с самыми малыми орбитами ($a < 1$ а.е.) умеренного и большого эксцентриситета с афелиями вблизи орбиты Земли ($Q < 1,15$ а.е.). В соответствии с [238] к системе Эксцентрид по имеющимся в тот период метеорным и болидным фотографическим данным было отнесено 50 эксцентрид ; из астероидов – 3 астероида из группы атон-

цев (2340 Хатхор, 2100 Ра-Шалом и 1954ХА), хотя у Хатхора (Hathor) и Ра-Шалома (Ra-Shalom) афелийное расстояние $Q \sim 1,2$ а.е. В указанной группе привлекают внимание 7 наиболее эксцентричных орбиты, совмещение которых с плоскостью эклиптики представлено на Рис. 5.4.

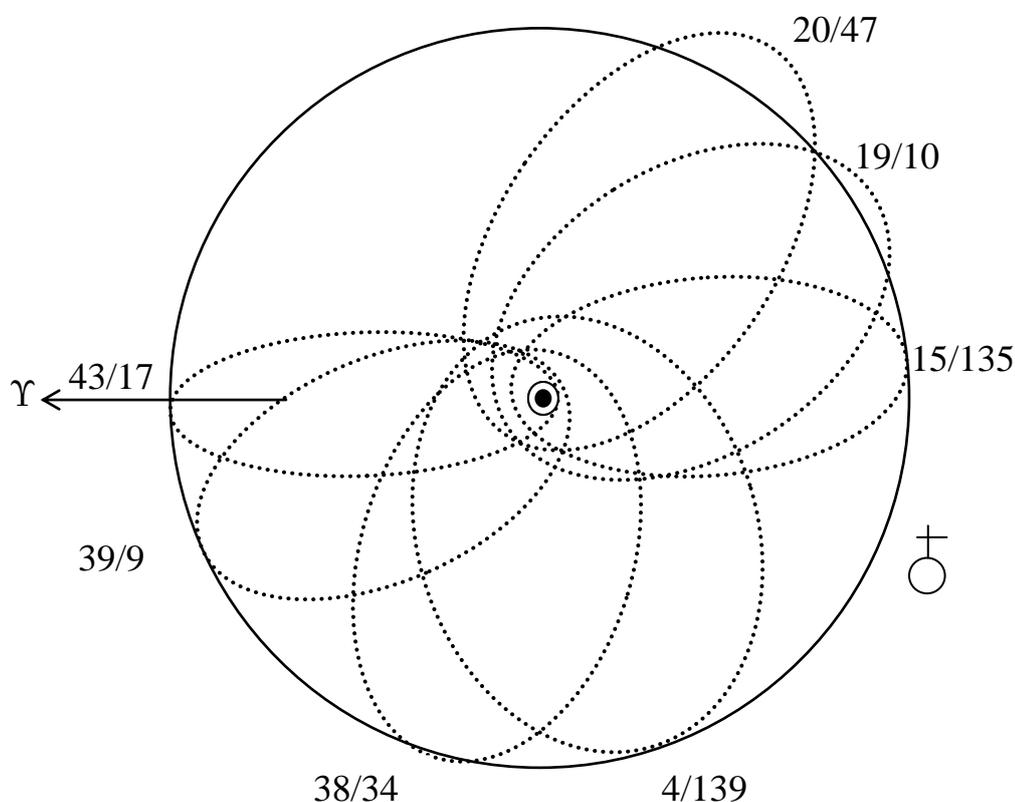


Рис. 5.4. Семь наиболее эксцентричных орбит Эксцентридов. Орбиты совмещены с плоскостью эклиптики, круговая – орбита Земли, орбитальные элементы приведены в таблице 5.2. Возле точек афелиев указан номер объекта ($N2$) и наклонение [238].

Эти объекты являются специфической группой среди Эксцентридов, которая заслуживает пристального внимания. Имеются выводы [69] о том, что не менее 10% метеоритов могут приходиться на Землю именно с очень малых орбит, расположенных целиком в окрестностях земной орбиты, к их числу относят метеориты Моч, Мюррей, Старое Песьяное, Вашугал и Горловку, что так же привлекает внимание исследователей к этому классу объектов, как источнику потенциально опасных для Земли космических объектов крайне близко расположенному к нам во временном и пространственном масштабе. Имеются наблюдательные факты в харьковских данных и в отношении эксцентридов. Являясь самой динамичной составляющей Солнечной системы почти параболические орбиты и орбиты с очень высокими эксцентриситета-

ми метеороидов представляют собой ценный источник информации либо о своих родительских телах, либо о месте и механизме своего образования. Среди имеющейся в Харькове базы данных почти параболических орбит имеется возможность исследовать набор орбит с афелиями, характерными для Эксцентрид. Было отобрано 257 орбит типа Эксцентрид ($0,99 < e < 1, Q < 1,15$) и построены распределения числа орбит по их орбитальным параметрам (рис. 5.5).

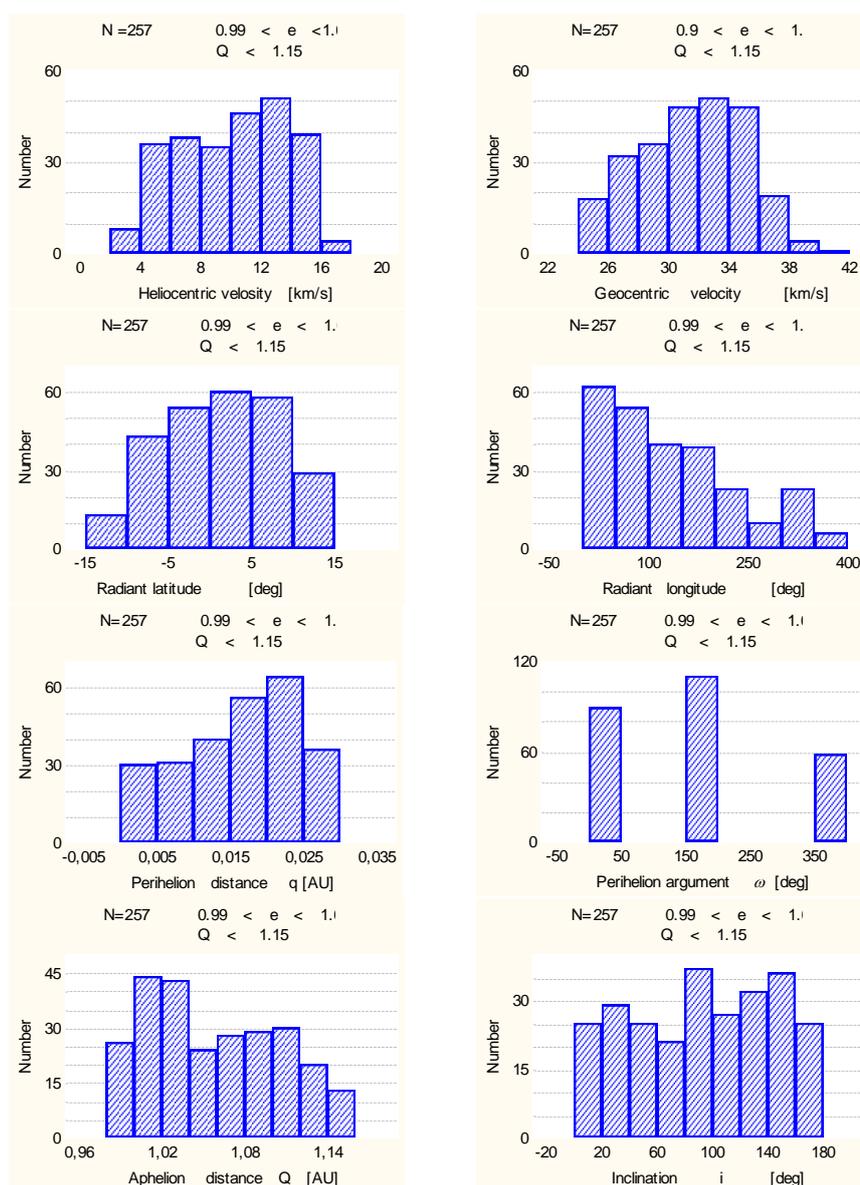


Рис. 5.5. Распределения числа (ось X) почти параболических орбит спорадических метеороидов с афелийным расстоянием Q как у эксцентрид, по оси Y параметры: гелиоцентрическая V_h и геоцентрическая V_g скорости, координаты радианта в эклиптикальной системе (широта β , долгота λ), перигелийное и афелийное расстояние (q, Q), аргумент перигелия ω , наклонение метеорной орбиты.

Рис. 5.5 демонстрирует распределение числа (ось Y) почти параболических орбит спорадических метеороидов с афелийным расстоянием Q как у эксцентрид, (ось X): гелиоцентрическая и геоцентрическая скорости (V_h, V_g), координаты радианта в эклиптикальной системе (широта β , долгота λ), перигелийное и афелийное расстояние q, Q , аргумент перигелия ω , наклонение i метеорной орбиты.

В отношении потоковой составляющей (5160 орбит) харьковской метеорной электронной базы [4] примечательным является то, что при расчете вероятностей встречи Земли с родительскими телами метеорных потоков Волощуком [4] установлено, что наиболее опасными являются те родительские тела, орбиты метеорных потоков которых имеют афелийное расстояние ~ 1 а.е. Проанализируем таблицу 5.3.

Таблица 5.3 Параметры некоторых потоков ХНУРЭ данных (Эксцентрид-тип с $e > 0.9$), которые имеют наибольшую вероятность встречи с Землей: $N2$ – номер из списка 100, $N3$ – номер в ХНУРЭ каталоге, Members – количество членов, e – эксцентриситет, i – наклонение, q – перигелийное расстояние, Q – афелийное расстояние (10)

N	$N2$	$N3$	Members	e	i	q	Q
1	11	855	7	0,983	32,5	0,008	0,99
2	15	1167	10	0,998	172,9	0,001	1,02
3	16	3621	10	0,914	148,2	0,045	1,00
4	24	2807	13	0,958	163,3	0,022	1,02
5	31	313	13	0,943	41,4	0,029	1,00
6	36	4333	21	0,906	137,7	0,049	0,99
7	42	3175	18	0,923	160,2	0,041	1,03
8	45	3155	13	0,966	110,2	0,018	1,01
9	51	4123	8	0,943	159,1	0,030	1,03
10	62	3981	13	0,935	77,1	0,034	1,00
11	65	2596	7	0,996	155,2	0,002	1,04
12	98	3530	9	0,910	27,4	0,049	1,04

В базе метеорных потоков ХНУРЭ были выделены 100 самых потенциально опасных орбит метеорных потоков, родительские тела которых могут выпасть на Землю [4]. Практически все их орбиты являются орбитами типа Эсцентрид. Параметры из этого списка Эсцентрид с $0,9 < e < 1$ (т.е. почти параболические) приве-

дены в таблице 5.3, где N_2 – номер в списке ста метеорных потоков харьковской метеорной базы данных в порядке возрастания вероятности встречи потока с Землей. Выявленная выше особенность распределений для спорадических метеоров в отношении очень малых значений перегилийного расстояния q , «царапающих Солнце» повторилась и для орбит 12 потоков (см. Таблицу 3).

Выводы к разделу 5

В этом разделе проанализирован околоземный массив метеорных высокоэксцентричных орбит значительного ($Q \sim 35$ а.е.) и малого ($Q \sim 1$ а.е.) размеров базы данных ХНУРЭ с точки зрения структуры метеорного комплекса по генетическим связям метеороидов с кометно-астероидными комплексами. Проанализированы результаты харьковских радиолокационных наблюдений численности метеорных потоков, связанных с кометой P/Halley, последнее возвращение которой было в 1986 году.

В интервале масс $M \geq 10^{-6}$ г было зафиксировано незначительное увеличение численности метеорных потоков η -Акварид в мае 1986 г. и Орионид в октябре 1986 г. Было обнаружено наличие ряда волокон в структуре потоков вместе с преобладанием более крупных частиц в центральной части роя. Приведены значения скоростей, координат радиантов и параметров орбит этих метеорных потоков, полученных из наблюдений в 1986 г. и в 1972 – 1978 гг. Обсуждена проблема строения, эволюции и связей комплекса кометы P/Halley и потоков η -Акварид и Орионид. Комплекс, состоящий из кометы Галлея и ее потоков, представляет объекты Солнечной системы на высокоэксцентричных орбитах с удаленным афелием ($Q \sim 35$ а.е.).

Проанализированы свойства комплекса Эксцентрид, объекты которого обладают высокоэксцентричными орбитами малых размеров с афелием вблизи орбиты Земли ($Q \sim 1$ а.е.). В комплекс входят метеориты и потенциально опасные астероиды (РНА / NEA), близко подходящие к орбите Земли. Из каталога ХНУРЭ 5160 орбит метеорных потоков отобраны 12 метеорных потоков типа Эксцентрид, потенциальные родительские тела которых могут быть астероидами, сближающимися с Землей с высокой степенью астероидной опасности для Земли.

ВЫВОДЫ

В результате решения задач направленных на достижение цели диссертационных исследований были получены следующие основные результаты.

В диссертации приведено теоретическое обобщение и решена научная задача о структуре и свойствах метеорного комплекса высокоэксцентричных орбит тел Солнечной системы по экспериментальным результатам дистанционного зондирования атмосферы в Харькове радиолокационным методом. В работе доказано, что структуру комплекса высокоэксцентричных орбит метеорных тел Солнечной системы по экспериментальным данным наземного дистанционного радиолокационного зондирования атмосферы в Харькове можно анализировать на предмет присутствия реальных гиперболических орбит с учетом оценок неопределенности динамических параметров метеорных тел радиолокационной системы МАРС. Сделан вывод о том, что часть полученных в Харькове гиперболических орбит нельзя объяснить ошибками наблюдений и, по крайней мере, 30% исследованных гиперболических орбит по критерию 2σ (два сигма) могут считаться реальными, что составило 0,8% от общего количества в 1975 г.

С использованием обширного (около 250 тысяч орбит) экспериментального материала радиолокационного зондирования атмосферы в Харькове в 1972-1978 гг. был исследован мало изученный комплекс высокоэксцентричных орбит метеорных тел с $e \geq 0,9$ (включительно с $e \geq 1$, которые составляют 2-3 % от общего числа орбит) и выявлены особенности распределения параметров таких орбит. Предложены эмпирические модели распределения параметров орбит для метеорных тел с эксцентриситетом вблизи 1 и их неопределенностей. Предложено использовать радиус-вектор восходящего или нисходящего узлов орбит для оценки относительного размера гиперболической метеорной орбиты и места ее возможного происхождения, а также структурировать гиперболические орбиты в зависимости от механизма их возможного образования. Информация о структуре метеорных потоков кометы Галлея и их орбитальные параметры рассчитаны по результатам радиолокационных данных 1984-1986 гг. Показано, что сведения о метеорных потоках на высокоэксцентричных орбитах малых размеров (тип Эксцентриды) могут быть полезны в ре-

шении проблемы защиты Земли от кометно-астероидно-метеороидной опасности.

Практическая ценность работы состоит в том, что выводы относительно мало изученного класса метеорных тел на высокоэксцентричных орбитах получены на основе качественных экспериментальных данных. Результаты диссертации являются важным этапом в поиске решения проблемы гиперболических метеоров, определения вклада межзвездной метеороидной компоненты, исследовании различных областей Солнечной системы, как «царапающих» Солнце, так и удаленных до пояса Койпера и дальше, разработке модели метеорного вещества в Солнечной системе и решения общей проблемы инфинитности движения в планетарных дисках отдельных звезд и звездных систем, исходя из задач дистанционных аэрокосмических исследований.

При решении основной задачи диссертационной работы получены следующие научные и практические результаты.

1. Разработана методика и построен алгоритм оценки неопределенностей скоростей, координат радианта и параметров орбит метеорных тел для метеорной автоматизированной системы МАРС.

2. Создана электронная база данных и выборочный каталог метеорных орбит с большими значениями эксцентриситетов по результатам радиолокационных наблюдений 1972-1978 гг. в Харькове для метеороидов интервала масс 10^{-6} - 10^{-3} г.

3. Вычислены неопределенности и построена экспериментальная эмпирическая модель распределения неопределенностей для скоростей, координат радианта и орбитальных элементов метеоров МАРС (апробация для предельно наихудшего случая - гипербол, средняя неопределенность в эксцентриситете $\sigma_e \sim 0,2$).

4. Получены распределения для параметров метеорных тел на гиперболических и почти параболических орбитах и проведено их сравнение с аналогичными распределениями для эллиптических орбит по данным наземного дистанционного радиолокационного зондирования атмосферы и разработана эмпирическая модель распределения орбитальных характеристик метеорных тел с эксцентриситетом вблизи единицы.

5. Получены доказательства в пользу реальности метеорных гиперболических

орбит при исследовании механизмов происхождения гиперболических орбит, повышении точности вычислений, анализа орбитальных элементов.

6. Предложен и использован радиус-вектор узлов гиперболической метеорной орбиты в качестве характерного параметра для определения относительного размера гиперболической орбиты и возможного места ее образования, в частности от возмущения планет.

7. Выявлены структурные и получены орбитальные характеристики высокоэксцентричных метеорных потоков η -Акварид и Орионид со значительно удаленными афелиями, которые связаны с кометой 1P / Галлея ($Q \sim 35,0$ а.е.), и выделены из каталога ХНУРЭ 12 высокоэксцентричных метеорных потоков на малых орбитах ($Q \sim 1,1$ а.е.), родительские тела которых неизвестны, однако могут быть опасны с точки зрения кометно-астероидной угрозы для Земли.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Каталог 67 орбит с $e \geq 1$ и 4 эллиптических орбит (отмечены *) по данным радиолокационных наблюдений метеоров в Харькове [7]. Момент наблюдения метеора:

1-D.M, Ω - день. месяц, долгота восходящего узла метеорной орбиты;

2-h:m, эпоха (год) – часы:минуты, год. 3 - V_g – геоцентрическая скорость (км/с);

4- V_h – гелиоцентрическая скорость (км/с);

5- δ – склонение и 6- α – прямое восхождение радианта (экваatoriальная система координат, град);

7-B – широта и 8-(L-L_A) – долгота видимого радианта от апекса, град (первая эклиптическая система координат);

9-E_A – элонгация радианта от апекса, град;

10-E¹ – элонгация истинного радианта, град;

11-E_S – элонгация радианта от Солнца, град;

12-B¹ – широта и 13-L¹ – долгота истинного радианта, град (вторая эклиптическая система координат).

Элементы орбиты:

14-Incl – наклонение, град;

15- ω - аргумент перигелия, град;

16-(-1/a) – большая полуось (для гипербола всегда отрицательна),

17-e – эксцентриситет;

18-p – параметр орбиты;

19-q – перигелийное расстояние.

20- V_0 – наблюдаемая скорость (км/с).

Координаты радианта в горизонтальной системе: 21-A – азимут и 22-Z – зенитное расстояние (град).

Для столбцов 3-22 приведена неопределенность $\pm\sigma$, исключение: 20 – к (коэффициент).

Таблица

D.M, $\Omega, ^\circ$	h:m, эпоха	V_g σ	V_h σ	δ σ	α σ	B σ	L-L _A σ	E _A σ	E ^I σ	E _S σ	B ^I σ	L ^I σ	Incl σ	ω σ	-1/a σ	e σ	p σ	q σ	V ₀ к	A σ	Z σ
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
15/07 112	02:47 1976	55 2,9	56 2,6	53 1,5	302 2,2	69 1,4	314 4,0	75 1,1	106 7,4	104 6,5	68 10	243 4,5	73 8,0	199 9,1	1,61 0,33	2,57 0,33	4,23 0,37	0,98 0,28	54,0 5,7	116 5,7	15 1,3
15/07 112	03:14 1976	42 2,2	44 1,9	21 2,1	303 1,6	40 2,1	2892 0	75 1,3	114 2,4	132 2,9	37 3,5	261 2,7	55 4	258 7,0	0,28 0,19	1,16 0,12	1,25 0,16	0,58 0,56	41,1 1,5	50 1,4	36 2,5
15/07 112	04:40 1976	50 2,6	42 2,2	55 1,3	338 2,1	56 1,2	352 2,3	57 1,2	90 20	95 36	84 41	263 21	87 21	189 71	0,07 0,21	1,07 0,21	2,08 0,32	1,01 4,65	48,9 0,3	129 6,5	11 1,2
15/07 292	06:42 1976	70 3,6	44 4,1	-8 12	7 2,9	-11 11	340 5,5	22 5,8	36 11	120 8,9	-17 18	350 8,8	159 20	55 18	0,30 0,41	1,23 0,33	1,72 0,44	0,77 1,55	67,9 0,7	20 1,1	60 2,0
15/07 112	12:25 1976	51 2,7	41 2,4	38 1,6	71 2,4	16 1,6	52 1,9	53 2,2	88 2,8	20 2,6	20 2,6	111 3,0	94 7,9	41 6,8	0,01 0,22	1,00 0,03	0,25 0,07	0,13 2,94	50,2 0,1	85 2,7	29 2,0
15/07 112	12:57 1976	46 2,4	51 2,1	53 1,1	112 1,8	31 1,1	82 1,3	83 1,5	117 1,7	41 1,9	27 2,2	144 1,9	44 3,0	102 4,4	1,07 0,24	1,57 0,14	1,36 0,15	0,53 0,18	45,1 4,9	140 11	5 1,0
15/07 112	13:46 1976	36 1,9	48 1,6	49 0,9	129 1,1	29 0,9	95 0,9	94 1,0	131 1,4	49 1,4	21 1,6	159 1,5	28 2,0	113 3,5	0,67 0,2	1,44 0,12	1,6 0,12	0,66 0,25	35,7 4,2	77 58	0 0,7
15/07 113	14:53 1976	39 2,1	54 1,8	48 0,9	146 1,5	33 0,9	107 1,2	104 1,2	136 1,3	55 1,2	23 1,6	164 1,3	28 2,0	129 2,4	1,38 0,22	2,06 0,18	2,35 0,17	0,77 0,18	38,4 7,1	55 51	0 1,1
15/07 113	15:20 1976	27 1,6	46 1,3	43 0,9	146 1,0	27 0,9	110 0,9	107 0,9	145 1,1	60 1,1	16 1,2	171 1,2	18 1,3	128 2,7	0,45 0,13	1,36 0,11	1,88 0,11	0,8 0,34	28,2 3,5	43 3,6	8 0,1
15/07 113	15:27 1976	32 1,8	46 1,4	46 0,9	132 1,5	27 0,9	98 1,2	97 1,4	136 1,4	52 1,4	18 1,4	162 1,5	23 1,7	114 3,6	0,47 0,15	1,32 0,11	1,58 0,11	0,68 0,32	32,2 3,3	88 3,2	16 1,1
15/07 113	15:48 1976	40 2,2	58 2,0	46 1,5	159 1,6	34 1,4	118 1,4	112 1,3	140 1,3	59 1,2	23 1,8	169 1,2	27 2,0	138 1,9	1,93 0,26	2,61 0,23	3,02 0,21	0,84 0,16	40,1 8,7	34 11,8	3 1,7
15/07 293	16:13 1976	39 2,1	60 2,0	-5 4,9	143 1,8	-19 4,7	124 2,5	121 1,9	146 1,9	59 1,7	-12 3,1	171 1,7	14 3,5	318 2,6	2,12 0,28	2,76 0,24	3,13 0,24	0,83 0,16	38,5 9,1	29 0,7	59 5,2

D.M, $\Omega, ^\circ$	h:m, эпоха	V_g σ	V_h σ	δ σ	α σ	B σ	L-L _A σ	E _A σ	E ^I σ	E _S σ	B ^I σ	L ^I σ	Incl σ	ω σ	-1/a σ	e σ	p σ	q σ	V ₀ к	A σ	Z σ
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
15/07 113	17:23 1976	32 1,8	53 1,6	48 0,8	184 1,3	45 0,8	135 1,2	120 0,9	148 1,4	72 0,8	25 1,7	184 0,8	26 1,8	155 1,3	1,22 0,19	2,16 0,18	3,01 0,18	0,95 0,21	31,9 7,3	52 53	0 0,9
16/07 113	02:37 1976	27 1,5	42 1,6	-20 7,6	288 3,5	1 7,6	263 3,4	96 3,5	140 2,2	129 2,2	1 4,9	243 2,2	1 6,4	259 6,0	0,02 0,15	1,01 0,09	1,21 0,12	0,60 5,2	27,4 0,2	34 0,4	77 8,3
16/07 113	04:47 1976	40 2,2	43 2,0	24 2,4	304 2,6	43 2,4	290 3,2	74 1,9	115 2,7	129 3,2	39 3,9	259 3,2	56 4,3	254 7,8	0,18 0,19	1,11 0,13	1,31 0,17	0,62 0,97	39,8 0,9	79 1,4	47 3,2
16/07 113	05:17 1976	62 3,2	47 3,1	9 3,6	334 2,1	18 3,4	316 2,5	46 2,2	73 3,3	148 4,6	25 5,2	312 3,6	124 8,0	284 12	0,58 0,33	1,19 0,13	0,71 0,21	0,32 0,29	60,4 1,9	42 1,4	46 4,0
16/07 113	05:21 1976	33 1,8	43 1,9	34 2,8	290 3,9	55 2,8	276 5,7	86 2,2	128 3,1	116 2,6	40 3,7	238 3,1	46 3,9	228 6,0	0,16 0,18	1,14 0,16	1,78 0,17	0,83 1,34	33,5 0,9	105 1,1	55 4,2
16/07 113	07:45 1976	75 3,8	47 3,8	18 3,1	8 2,4	13 3,0	351 2,5	16 2,8	25 4,9	103 3,9	21 5,5	9 4,2	157 5,5	201 6,7	0,63 0,41	1,61 0,41	2,54 0,41	0,97 0,9	72,6 1,6	53 2,2	41 3,6
16/07 113	09:22 1976	68 3,5	42 3,5	26 2,9	8 3,3	21 2,9	354 3,2	21 2,9	36 6,4	97 4,8	35 6,6	14 5,8	144 6,6	195 9,5	0,06 0,33	1,06 0,33	2,06 0,34	1,00 7,5	65,6 0,2	85 2,3	49 3,7
16/07 113	09:36 1976	56 2,9	44 2,6	49 1,5	60 1,5	27 1,5	45 1,2	51 1,4	81 2,3	37 3,7	36 3,8	103 2,8	103 3,9	82 9,6	0,31 0,26	1,12 0,12	0,87 0,18	0,41 0,52	55,1 1,2	91 15	5 1,0
16/07 113	10:46 1976	52 2,7	42 2,4	55 1,4	57 2,7	34 1,4	44 1,8	54 2,0	87 2,5	44 4,7	44 4,7	111 3,5	92 3,6	91 11	0,07 0,23	1,04 0,12	1,04 0,21	0,51 2,22	50,9 0,3	121 4,3	18 1,5
16/07 113	15:21 1976	50 2,6	63 2,4	53 1,2	148 2,0	38 1,2	105 1,5	102 1,5	128 1,5	53 1,5	29 2,2	160 1,5	38 2,6	131 2,4	2,63 0,34	2,99 0,28	3,03 0,26	0,76 0,15	49,4 9,2	137 11	6 1,1
16/07 114	18:05 1976	27 1,6	44 1,3	55 0,8	156 2,9	41 1,0	109 2,0	104 2,1	144 1,4	64 1,3	23 1,7	176 1,3	26 1,8	134 3,0	0,29 0,13	1,25 0,11	1,91 0,12	0,85 0,93	27,5 2,4	119 1,8	25 1,6
17/07 114	02:40 1976	45 2,4	54 2,1	76 1,2	235 12,9	75 2,8	97 6,6	91 3,2	124 4,7	78 2,5	53 5,1	184 3,6	54 5,0	163 3,6	1,40 0,26	2,38 0,26	3,33 0,27	0,99 0,26	44,0 6,1	160 1,3	42 3,0
17/07 114	04:44 1976	44 2,3	43 2,0	52 1,2	313 3,0	64 1,5	323 3,8	69 1,4	108 6,7	105 5,5	65 8,9	244 4,6	70 7,4	207 10	0,21 0,19	1,2 0,19	2,09 0,22	0,95 1,26	43,2 1,1	113 2,6	27 1,9

D.M, $\Omega, ^\circ$	h:m, эпоха	V_g σ	V_h σ	δ σ	α σ	B σ	L-L _A σ	E _A σ	E ^I σ	E _S σ	B ^I σ	L ^I σ	Incl σ	ω σ	-1/a σ	e σ	p σ	q σ	V ₀ к	A σ	Z σ
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
17/07 114	06:12 1976	38 2,1	44 1,9	58 1,9	293 6,0	76 2,5	309 11,4	81 1,9	121 5,7	98 2,6	56 6,0	220 4,0	57 5,9	195 4,6	0,31 0,20	1,31 0,20	2,30 0,20	1,00 0,89	37,8 1,6	136 1,3	47 3,5
17/07 114	06:15 1976	70 3,6	45 3,6	23 3,4	3 1,9	20 3,2	348 2,3	23 2,9	38 5,7	107 3,5	32 6,5	3 4,0	145 6,7	210 7,1	0,36 0,37	1,34 0,35	2,19 0,36	0,94 1,37	68,2 1,0	33 2,2	29 3,7
17/07 114	06:22 1976	48 2,5	44 2,2	68 1,3	342 5,3	63 1,8	13 3,3	64 1,8	101 16	83 9,2	77 18	174 8,7	78 16	168 16	0,29 0,22	1,29 0,23	2,31 0,24	1,01 1,09	47,2 1,4	150 2,3	27 2,0
17/07 294	08:03 1976	75 3,8	48 3,9	-3 6,3	17 2,8	-10 5,9	349 3,6	14 4,5	23 7,7	106 5,7	-15 5,7	7 5,9	163 10	26 9,6	0,64 0,43	1,61 0,41	2,48 0,43	0,95 0,90	47,2 1,4	36 1,4	59 6,8
17/07 115	17:10 1976	38 2,0	45 1,8	74 0,9	123 9,3	53 1,2	78 3,8	83 5,5	122 2,6	60 2,4	42 3,6	162 2,4	51 3,7	127 5,3	0,35 0,19	1,28 0,15	1,81 0,17	0,79 0,61	37,7 2,0	157 1,3	35 2,4
17/07 115	19:03 1976	28 1,6	42 1,5	52 1,7	136 4,8	34 1,8	97 3,4	95 3,9	138 1,9	57 1,9	21 1,9	169 2,0	26 2,2	117 4,9	0,12 0,15	1,09 0,11	1,52 0,13	0,73 1,3	28,7 0,8	125 1,1	45 3,2
18/07 115	03:56 1976	58 3,0	44 3,0	19 5,1	335 1,6	27 4,7	319 2,8	47 2,6	77 3,9	139 7,2	37 7,9	311 4,6	110 7,3	272 16,2	0,26 0,31	1,12 0,15	0,97 0,32	0,46 0,79	56,4 0,9	21 1,5	31 5,3
18/07 115	09:39 1976	55 2,9	43 2,5	36 2,4	70 1,0	13 2,4	48 0,9	49 1,1	81 2,2	20 3,3	18 3,5	106 2,3	116 7,4	42 8,2	0,14 0,24	1,02 0,03	0,26 0,09	0,13 0,33	54,1 0,6	5 3,4	13 2,4
18/07 115	16:37 1976	39 2,1	43 1,9	63 1,1	108 5,8	40 1,1	74 3,4	78 4,3	119 2,4	49 2,5	35 3,0	152 2,7	49 3,6	104 6,6	0,22 0,19	1,13 0,12	1,30 0,15	0,61 0,78	38,4 1,1	137 1,5	38 2,6
18/07 *115	17:03 1976	32 1,8	41 1,8	25 3,1	112 3,6	3 3,1	84 3,2	84 3,6	128 2,5	39 2,5	3 2,4	155 2,5	4 3,8	77 7,0	-0,04 0,17	0,98 0,07	0,80 0,11	0,40 2,2	32,0 0,3	94 1,0	58 4,4
19/07 116	06:25 1976	54 2,8	43 3,0	7 4,2	330 3,3	18 4,1	308 3,6	53 3,2	85 4,1	156 5,5	22 5,6	301 4,4	101 11	309 13,2	0,21 0,29	1,04 0,06	0,35 0,17	0,17 0,36	52,8 0,7	66 1,4	61 5,2
19/07 116	08:32 1976	66 3,4	42 3,4	20 3,3	357 3,4	20 3,3	339 3,4	28 3,2	46 5,5	119 5,2	32 6,6	350 5,8	142 7,3	236 12,2	0,12 0,33	1,09 0,26	1,62 0,31	0,77 3,12	64,0 0,4	80 2,0	54 4,3
19/07 116	09:51 1976	65 3,3	51 3,1	56 1,7	45 3,1	37 1,7	34 2,2	48 2,2	74 3,2	55 5,5	51 6,3	91 4,0	108 4,7	126 9,7	0,99 0,36	1,74 0,30	2,06 0,37	0,75 0,41	63,1 3,0	123 5,0	19 1,7

D.M, $\Omega, ^\circ$	h:m, эпоха	V_g σ	V_h σ	δ σ	α σ	B σ	L-L _A σ	E _A σ	E ^I σ	E _S σ	B ^I σ	L ^I σ	Incl σ	ω σ	-1/a σ	e σ	p σ	q σ	V ₀ κ	A σ	Z σ
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
19/07 116	10:56 1976	63 3,3	44 3,1	34 1,9	54 2,5	14 1,9	33 2,1	36 2,3	60 3,2	38 3,3	21 3,5	84 3,4	142 5,5	82 9,9	0,23 0,31	1,10 0,14	0,87 0,18	0,42 0,082	61,7 0,8	76 3,0	31 2,3
19/07 116	13:20 1976	51 2,7	45 2,5	58 1,3	75 4,4	35 1,4	53 2,8	61 3,4	95 2,7	41 4,1	41 4,1	124 3,6	81 4,2	93 9,6	0,39 0,26	1,19 0,14	1,09 0,21	0,50 0,48	50,2 1,6	127 2,5	31 2,3
19/07 116	16:19 1976	46 2,4	55 2,2	46 1,4	125 2,9	26 1,5	89 2,2	89 2,6	121 1,9	40 1,9	22 2,0	151 2,1	35 3,0	105 4,2	1,46 0,28	1,79 0,17	1,51 0,17	0,54 0,16	45,6 6,0	104 2,4	31 2,1
19/07 116	16:23 1976	45 2,4	51 2,2	61 1,1	120 4,7	39 1,2	81 2,9	83 3,6	118 2,2	47 2,4	34 2,9	152 2,5	50 3,5	113 5,0	1,00 0,25	1,64 0,18	1,68 0,19	0,64 0,24	44,3 4,3	133 2,2	51 2,2
19/07 116	18:30 1976	41 2,2	48 2,1	66 1,2	127 7,1	45 1,5	83 3,9	85 5,0	122 2,4	54 2,5	37 3,2	159 2,7	48 3,6	121 5,2	0,70 0,23	1,50 0,18	1,81 0,19	0,72 0,35	40,3 3,3	144 1,4	41 2,9
19/07 296	18:58 1976	55 2,9	83 2,9	-5 5,5	183 2,4	-3 5,2	158 3,1	157 2,5	165 2,1	75 2,1	-2 3,4	192 2,1	2 3,5	343 2,4	5,87 0,54	6,76 0,53	7,61 0,54	0,98 0,13	53,6 14,6	35 1,0	60 6,0
19/07 116	19:18 1976	33 1,8	62 1,8	6 3,6	208 0,7	16 3,3	176 1,5	162 3,3	170 1,8	88 0,8	9 1,8	205 0,8	9 1,8	178 1,0	2,44 0,26	3,48 0,26	4,55 0,27	1,02 0,15	33,6 11,2	14 0,7	43 3,6
20/07 117	06:06 1976	48 2,5	57 2,5	67 3,1	262 8,1	87 3,1	127 60	91 1,9	122 6,1	88 2,6	57 6,1	204 4,8	57 6,1	177 3,5	1,72 0,32	2,74 0,33	3,80 0,34	1,02 0,27	46,8 6,1	156 1,2	54 4,2
20/07 117	06:58 1976	51 2,7	51 2,6	56 2,1	311 5,9	68 2,7	324 7,4	72 2,5	105 9,0	102 7,5	69 12	246 8,1	74 9,7	198 11	1,02 0,31	2,00 0,30	2,94 0,35	0,98 0,42	50,3 3,7	132 1,8	47 3,6
20/07 117	07:53 1976	59 3,1	42 2,8	48 1,4	45 2,2	29 1,4	29 1,7	41 1,7	68 3,1	52 4,3	44 5,3	86 3,6	117 5,0	105 11	0,05 0,27	1,03 0,17	1,30 0,23	0,64 4,7	57,8 0,2	52 34	1 1,7
20/07 117	07:56 1976	48 2,5	42 2,2	69 1,3	9 5,4	56 1,6	22 3,0	59 2,0	96 6,5	75 14	74 16	141 9,2	83 7,2	152 28	0,07 0,21	1,06 0,20	1,97 0,32	0,96 4,4	47,5 0,3	151 2,2	27 2,1
20/07 117	08:02 1976	39 2,1	43 3,1	36 6,4	304 7,0	54 6,3	293 9,8	76 4,4	117 5,9	119 6,0	47 7,4	254 7,4	57 7,6	235 13	0,16 0,30	1,13 0,24	1,67 0,31	0,78 2,1	38,6 0,5	126 1,1	71 88
20/07 117	08:15 1976	72 3,7	44 3,7	18 3,8	34 1,9	4 3,7	11 2,1	12 2,3	19 4,0	71 3,5	7 6,1	46 3,6	171 6,4	146 7,8	0,24 0,37	1,22 0,34	2,05 0,35	0,92 2,0	69,8 0,7	33 1,9	33 4,1

D.M, $\Omega, ^\circ$	h:m, эпоха	V_g σ	V_h σ	δ σ	α σ	B σ	L-L _A σ	E _A σ	E ^I σ	E _S σ	B ^I σ	L ^I σ	Incl σ	ω σ	-1/a σ	e σ	p σ	q σ	V ₀ к	A σ	Z σ
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
20/07 117	10:36 1976	60 3,1	49 2,8	51 1,6	67 2,0	29 1,6	73 1,5	52 1,7	81 2,3	38 3,9	37 4,1	106 2,8	103 3,9	94 9,1	0,76 0,31	1,36 0,17	1,11 0,23	0,47 0,30	58,9 2,6	108 6,9	13 1,3
20/07 *117	13:37 1976	56 2,9	41 2,9	23 3,1	71 3,4	1 3,1	45 3,1	45 3,4	75 4,2	14 4,2	1 4,2	103 4,2	172 17	28 9,1	-0,02 0,28	1,00 0,02	0,12 0,08	0,06 1,59	54,6 0,1	86 1,8	54 4,1
20/07 117	15:41 1976	37 2,0	59 1,9	23 2,3	160 0,6	13 2,2	125 1,1	124 0,7	148 1,0	60 1,0	8 1,5	177 1,0	10 1,7	139 1,7	2,01 0,25	2,69 0,22	3,09 0,20	0,84 0,15	37,1 9,5	8 1,2	26 2,3
20/07 117	15:42 1976	32 1,8	49 1,5	23 1,8	138 1,4	7 1,8	105 1,3	105 1,4	140 1,4	50 1,4	4 1,2	168 1,4	6 1,5	116 3,2	0,76 0,17	1,52 0,12	1,70 0,13	0,67 0,22	32,4 4,9	49 1,2	33 2,1
20/07 117	15:43 1976	72 3,7	87 3,6	48 1,7	162 2,3	37 1,7	114 2,0	109 1,8	127 1,7	53 1,7	30 2,6	163 1,7	39 3,0	137 2,1	6,59 0,70	6,18 0,58	5,65 0,53	0,79 0,12	70,3 13	73 45	2 1,5
20/07 *117	15:43 1976	32 1,8	41 1,4	46 1,1	120 2,6	25 1,1	84 1,9	85 2,3	129 1,9	46 1,8	19 1,5	160 2,0	27 2,2	92 5,4	-0,02 0,13	0,99 0,07	1,05 0,10	0,53 5,7	31,8 0,1	102 1,8	29 1,9
20/07 117	15:45 1976	24 1,4	46 1,2	13 2,6	148 0,6	0 2,4	118 1,2	118 0,9	152 1,1	62 1,1	0 1,3	180 1,1	0 1,5	132 2,6	0,44 0,13	1,36 0,11	1,95 0,11	0,83 0,34	25,1 3,6	27 0,6	38 2,7
20/07 117	15:49 1976	40 2,1	50 1,9	40 1,3	128 2,2	20 1,3	92 1,7	92 2,0	127 1,7	42 1,7	16 1,5	157 1,8	24 2,3	103 4,1	0,94 0,21	1,51 0,13	1,37 0,13	0,55 0,19	39,4 4,8	86 2,2	28 1,8
20/07 117	15:54 1976	34 1,9	49 1,6	31 1,5	136 1,7	14 1,5	101 1,5	101 1,6	136 1,5	48 1,5	9 1,2	165 1,5	13 1,6	112 3,5	0,81 18	1,52 0,13	1,61 0,13	0,64 0,21	34,4 4,9	65 1,6	29 1,9
20/07 117	16:02 1976	40 2,2	57 1,9	54 1,1	167 1,5	43 1,0	114 1,3	107 1,1	136 1,5	61 1,2	29 2,1	174 1,2	34 2,3	140 2,0	1,70 0,25	2,45 0,22	2,95 0,21	0,85 0,18	40,2 8,0	159 9,0	5 1,1
20/07 *118	19:50 1976	31 1,7	41 1,7	60 2,3	128 6,3	39 2,4	85 4,0	86 4,8	131 2,3	55 2,3	28 2,7	167 2,5	35 3,2	109 6,5	-0,03 0,16	0,98 0,11	1,34 0,13	0,68 4,35	31,0 0,2	142 0,9	52 3,8
20/07 118	21:22 1976	16 1,2	43 1,1	23 1,6	226 1,0	38 1,5	187 1,3	140 1,5	165 1,1	92 0,4	13 1,2	210 0,4	13 1,2	184 0,8	0,14 0,10	1,14 0,11	2,17 0,11	1,01 1,1	18,3 1,4	43 0,7	31 1,8
20/07 118	21:23 1976	24 1,4	52 1,4	13 2,8	200 2,3	20 2,7	165 2,4	155 2,5	168 1,3	84 1,1	9 1,3	202 1,1	9 1,3	171 1,6	1,09 0,17	2,10 0,17	3,13 0,17	1,01 0,22	24,6 7,3	66 0,7	54 3,5

D.M, $\Omega, ^\circ$	h:m, эпоха	V_g σ	V_h σ	δ σ	α σ	B σ	L-L _A σ	E _A σ	E ^I σ	E _S σ	B ^I σ	L ^I σ	Incl σ	ω σ	-1/a σ	e σ	p σ	q σ	V ₀ к	A σ	Z σ
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17	18	19	20	21	22
20/07 118	21:24 1976	24 1,4	48 1,3	39 1,7	189 3,1	39 1,9	141 2,9	127 2,2	155 1,4	76 1,2	18 1,5	193 1,3	19 1,5	157 2,1	0,67 0,15	1,64 0,14	2,56 0,15	0,97 0,30	25,2 4,9	102 1,0	43 2,8
21/07 118	03:20 1976	23 1,4	43 1,3	51 2,6	246 5,3	70 2,8	191 9,6	108 2,7	148 2,4	92 1,7	31 2,4	210 2,0	31 2,4	184 3,2	0,16 0,13	1,16 0,13	2,19 0,13	1,01 1,19	24,6 1,2	131 0,8	55 4,1
21/07 118	05:44 1976	66 3,4	42 3,4	8 6,1	0 1,9	7 5,6	335 3,0	25 2,4	43 5,0	130 4,9	12 9,0	347 4,8	164 12	258 13	0,06 0,33	1,03 0,20	1,22 0,27	0,60 5,0	64,4 0,2	23 1,3	42 6,3
21/07 118	06:45 1976	63 3,2	43 3,1	33 1,9	355 2,4	32 1,9	342 2,3	36 2,0	59 5,6	112 4,5	50 7,2	351 4,8	123 7,0	221 9,7	0,16 0,30	1,14 0,27	1,88 0,29	0,88 2,40	61,2 0,5	73 2,9	31 2,3
21/07 118	07:35 1976	56 2,9	43 2,6	54 1,5	357 3,7	49 1,8	359 2,9	49 1,8	80 28	90 3,3	80 28	23 14,6	99 28	181 6,0	0,18 0,26	1,18 0,27	2,22 0,27	1,02 2,1	54,6 0,7	119 3,1	28 2,1
21/07 118	11:03 1976	57 2,9	44 2,6	24 2,7	78 1,6	1 2,7	50 1,5	50 1,6	81 2,5	8 2,5	1 3,4	109 2,5	168 22	20 6,2	0,28 0,27	1,01 0,01	0,05 0,03	0,03 0,04	55,2 1,1	36 1,8	28 2,9
21/07 118	17:54 1976	36 2,0	52 1,7	58 1,0	173 2,4	49 1,1	114 1,8	105 1,5	137 1,8	65 1,3	31 2,3	179 1,3	35 2,5	143 2,2	1,19 0,21	2,05 0,19	2,70 0,18	0,89 0,22	36,3 6,5	130 3,2	17 1,3

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Кащеев Б. Л. Метеорная автоматизированная радиолокационная система / Б. Л. Кащеев, Ю. И. Волощук, А. А. Ткачук и др. // Метеорные исследования. – Москва: Советское радио, 1977. – №4. – С. 11–61.
2. Дьяков А. А., Кащеев Б. Л., Определение скорости метеора с минимальной среднеквадратической ошибкой / А. А. Дьяков, Б.Л. Кащеев // Астрономический вестник. - Москва, 1972. - Том 6, №2. - С. 99-103.
3. Волощук Ю. И. Метеоры и метеорное вещество / Ю. И. Волощук, Б. Л. Кащеев, В. Г. Кручиненко; АН УССР, Главная астрономическая обсерватория. – Киев: Наук. думка, 1989.– 296 с.
4. Волощук Ю. И. Метеорные потоки и ассоциации, выявленные по результатам многолетних радиолокационных наблюдений метеоров в Харькове / Ю. И. Волощук, Д. Ю. Горелов; под ред. Ю. И. Волощука. – Харьков: НТМТ, 2011. – 383 с.
5. Бабаджанов П. Б. Фотографические наблюдения Персеид / П. Б. Бабаджанов // Бюллетень института астрофизики АН Таджикской ССР. – Сталинабад, 1958. – № 26. – С. 13–20.
6. Лебединец В. Н. Пыль в верхней атмосфере и космическом пространстве. Метеоры / В.Н. Лебединец – Ленинград: Гидрометеиздат, 1980. – 247 с.
7. Коломієць С. В. Каталог 67 гіперболічних орбіт метеорних тіл за архівними даними радіолокаційних спостережень в Харкові / С. В. Коломієць // Вісник астрономічної школи. – 2014. – Т. 2, № 1–2. – С. 123–127.
8. Kolomiyets S. V. Search for interstellar meteoroids / S. V. Kolomiyets // Kinematics and physics of celestial bodies. Supplement. – 2000. – № 3. – P. 277–282.
9. Kolomiyets S. V. Uncertainties in MARS Meteor Orbit Radar Data / S. V. Kolomiyets // Journal Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. – 2015. – Vol. 124, March. – P. 21–29.
10. Kolomiyets S. V. Distribution of orbital elements for meteoroids on near parabolic orbits according radar observation data / S. V. Kolomiyets // Proceedings of the Meteoroids 2010 Conference, May 24 –28, 2010, Breckenridge, Colorado, USA. – Huntsville, Alabama, 2011. – P. 88 –105.

11. Коломиец С. В. Изменение рассчитанной формы орбит метеорных тел в зависимости от точности вычислений / С. В. Коломиец // Метеорные исследования. – 1986. – № 12. – С. 75–86.

12. Kolomiyets S. V. Structure of the meteoroids complex with about parabolic and hyperbolic orbits near the Earth, according to data the KHNURE catalogue / S. V. Kolomiyets // Proceedings of the Asteroids, Comets, Meteors Conference (ACM 2002), July 29 – August 2, 2002, Berlin, Germany, SP-500. – Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, 2002. – P. 237–239.

13. Коломиец С. В. Харьковская метеорная автоматизированная радиолокационная система МАРС: историческое значение в радиоастрономии / С. В. Коломиец // СВЧ-техника и телекоммуникационные технологии. КрыМиКо'2012 = Microwave & Telecommunication Technology. CriMiCo'2012 : материалы 22-й Междунар. Крым. конф., 10–14 сент. 2012 г., Севастополь, Крым, Украина. – Севастополь ; Москва ; Киев ; Минск : Вебер, 2012. – С. 46–47.

14. Kolomiyets S. V. Meteoroids in the Earth atmosphere: model for highly eccentricity Solar system orbits / S. V. Kolomiyets // Book of Abstracts of the International Conference on Atmospheric Dust, DUST 2014, Castellaneta Marina, Italy. – Bari : Digilabs Pub., 2014. – P. 483.

15. Kolomiyets S. V. Orbit complex of meteor bodies with great values of eccentricities in the system of small bodies of the Solar system / S. V. Kolomiyets // Proceedings of the International conference «The Solar system bodies: from optics to geology», May 26–29, 2008, Kharkiv, Ukraine. – Kharkiv, 2008. – P. 65.

16. Коломиец С. В. Выборочный каталог гиперболических орбит метеорных тел по результатам наземных радиолокационных наблюдений в Харькове / С. В. Коломиец // Астрономічна школа молодих вчених: матеріали XV Міжнар. наук. конф., 15–17 трав. 2013 р., Біла Церква, Україна. – Київ ; Біла Церква, 2013. – С. 31–32.

17. Kolomiyets S. V. Meteor astronomy: history and future trends / S. V. Kolomiyets // Programme and Book of Abstracts of the Memorial international conference SAMMAC 2008 (Comets, Asteroids, Meteors, Meteorites, Astrolems, Craters) dedicated to 100-th anniversary of I. S. Astapovich, September 28 – October 3, 2008, Vinnytsia,

Ukraine. – Vinnytsia, 2008. – P. 71.

18. Kolomiyets S. Heliophysical problems of meteor discipline / S. Kolomiyets // Abstracts of the 37th COSPAR Scientific Assembly, July 13–20, 2008, Montreal, Canada. – Montreal, 2008. – P. 1570.

19. Коломиец С. В. К проблеме метеорных орбит с большими значениями эксцентриситетов при радиолокационных наблюдениях / С. В. Коломиец // Прикладная радиоэлектроника. Состояние и перспективы развития (МРФ'2005) : сб. науч. тр. 2-го Междунар. радиоэлектронного форума, 19–23 сент. 2005 г. – Харьков : ХНУРЭ, 2005. – Т. 1. – С. 224–227.

20. Kolomiyets S. V. Complex of Meteoroid orbits with eccentricities near 1 and higher / S. V. Kolomiyets, B. L. Kashcheyev // Modern meteor science. An interdisciplinary view / ed. R. Hawkes, I. Mann, P. Brown. – Springer, 2005. – P. 229–235.

21. Коломиец С. В. Погрешности определения орбит метеорных тел и проблема гиперболических метеоров / С. В. Коломиец, Ю. В. Черкас // Радиотехника. – Харьков, 2010. – Вып. 160. – С. 145–149.

22. Kolomiyets S. V. Catalogue of meteoroid orbits with large eccentricities from the KhNURE database of radar observations in Kharkiv [Electronic resource] / S. V. Kolomiyets, Yu. I. Voloshchuk // The Conference Program and Abstract book of the International Conference Meteoroids 2013, Poznan, Poland, August 26–30, 2013. – P. 093. – Mode of access : www. URL:

http://www.astro.amu.edu.pl/Meteoroids2013/main_content/data/abstracts.pdf. – Title from the screen.

23. Кащеев Б. Л. Обнаружение межзвездных частиц и критерии отбора метеорных потоков / Б. Л. Кащеев, С. В. Коломиец // Радиотехника. – Харьков, 2002. – Вып. 130. – С. 56–61.

24. Kashcheyev B. L. Interstellar particle detection and selection criteria of meteor streams / B. L. Kashcheyev, S. V. Kolomiyets // Proceedings of the Meteoroids Conference, August 6–10, 2001, Kiruna, Sweden, SP-495. – Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, 2001. – P. 643–650.

25. Kolomiyets S. V. Determination of the structure of meteor showers from radar

observations / S. V. Kolomiyets, I. A. Milyutchenko // *Solar System Research*. – 1995. – Vol. 29, № 4. – P. 318–322.

26. Кащеев Б. Л. Противоречие проблемы гиперболических метеоров / Б. Л. Кащеев, Г. В. Андреев, С. В. Коломиец // *Метеорные исследования*. – 1987. – № 13. – С. 93–104.

27. Ткачук А. А. Распределение угловых элементов почти параболических и гиперболических орбит метеорных тел / А. А. Ткачук, С. В. Коломиец // *Метеорные исследования*. – 1985. – № 10. – С. 67–74.

28. Кащеев Б. Л. Статистика перигельных направлений почти параболических и гиперболических орбит метеорных тел / Б. Л. Кащеев, С. В. Коломиец // *Метеорные исследования*. – 1984. – № 11. – С. 81–88.

29. Кащеев Б. Л. О проблеме гиперболических метеоров / Б. Л. Кащеев, А. А. Ткачук, С. В. Коломиец // *Проблемы космической физики*. – 1982. – № 17. – С. 3–15.

30. Ткачук А. А. Области видимости метеорных радиантов / А. А. Ткачук, С. В. Маценко (С. В. Коломиец) // *Метеорные исследования*. – 1981. – № 7. – С. 63–73.

31. Kolomiyets S. V. Meteors streams associated with the P/Halley comet: the structure from the Kharkiv radar observations / S. V. Kolomiyets, Yu. I. Voloshchuk, B. L. Kashcheyev, I. A. Milutchenko // *Proceedings of the Asteroids, Comets, Meteors Conference (ACM 2002), July 29 – August 2, 2002, Berlin, Germany, SP-500*. – Noordwijk, Netherlands: ESA Publication Division, ESTEC, 2002. – P. 241–244.

32. The Advanced Meteor Orbit Radar Facility – AMOR / J. W. Baggaley, R. G. T. Bennett, D. I. Steel, A. D. Taylor // *Quarterly Journal of the Royal Astronomical Society*. – 1994. – Vol. 35, № 3. – P. 293–320.

33. Jones. J. The Canadian Meteor Orbit Radar: system overview and preliminary results / J. Jones, P. Brown, K. J. Ellis et al. // *Planetary and Space Science*. – 2005. – Vol. 53, № 4. – P. 413–421.

34. Meisel D. D. Extrasolar micrometeors radiating from the vicinity of the local interstellar bubble / D. D. Meisel, D. Janches, D. Mathew // *Astrophysical Journal*. – 2002. – Vol. 567, № 1. – P. 323–341.

35. Кащеев Б. Л. Метеорные явления в атмосфере Земли / Б. Л. Кащеев, В. Н. Лебединец, М. Ф. Лагутин. – Москва : Наука, 1967. – 260 с.
36. Davies J. G. The diffraction of radio waves from meteor trails and measurement of meteor velocities / J. G Davies, J. C. Ellyett // *Phil. Mag.* – 1949. - Vol.7, N40. – 614-626.
37. Davies J. G. Radio echo measurements of the orbits of faint sporadic meteors / J. G. Davies, J. C. Gill // *Mon. Not. R. Astron. Soc.* – 1960. –121. – P.437-462.
38. Мак-Кинли Д. Методы метеорной астрономии / Д. Мак-Кинли. –Москва: Мир, 1964. – 383 с.
39. Астапович И. С. Метеорные явления в атмосфере Земли / И. С. Астапович – Москва: Физ-мат. лит., 1958. – 640 с.
40. Millman P. M. A report on meteor technology / P. M. Millman // *J. R. Astron. Soc. Canada* 55.-1961 – P. 265–267.
41. ГОСТ 25645.128-85. Вещество метеорное. Модель пространственного распределения / В. В. Андреев, П. Б. Бабаджанов, В. Л. Барсуков, О. И Белькович,.... Ю. И. Волощук, Б. Л Кащеев. и др.- Москва: Изд-во стандартов. Введен 01.01.87. – 23 с.
42. Бабаджанов П. Б. Метеорные потоки астероидов, пересекающие орбиту Земли / П. Б. Бабаджанов, Г. И. Кохирова. – Душанбе: "Дониш", 2009. – 185 с.
43. Ceplecha Zd. Meteoroid populations and orbits / Zd. Ceplecha // *Comets, asteroids, meteorites: interrelations, evolution and origins . Proceedings of the Thirty-ninth International Colloquium, Lyons, France, August 17-20, 1976. (A78-1975106-88) / ed A.H. Delsemme. – Univ of Toledo, Toledo, Ohio, USA, 1977. – P.143-150.*
44. Катасев Л. А. Фотографические методы метеорной астрономии / Л. А. Катасев – Москва: Гос. изд-во техн.-теор. лит-ры, 1957. – 179 с.
45. Pellinen-Wannberg A. Meteor fluxes and visual magnitudes from EISCAT radar event rates: a comparison with cross-section based magnitude estimates and optical data / A. Pellinen-Wannberg, A. Westman, G. Wannberg, K. Kaila // *Ann. Geophysical.* – 1998. – 161. – P.475-1485.
46. Opik E .J. Problems in the physics of meteors / E. J Opik. // *Amer. J. Phys.* –

1958. – Vol.26, №2. – P.70-80.

47. Manning L. A. The initial radius of meteoric ionization / L. A. Manning // *J. Geophys. Res.* – 1958. – 63. – P. 181–196.

48. Лоцилов Ю.А. О начальном радиусе метеорного следа // Труды городской астрономической обсерватории КГУ. – Казань: Изд-во КГУ, 1961. – №33. – С.70–74.

49. Кащеев Б.Л. Радиолокационные исследования метеорных явлений / Б. Л. Кащеев, В. Н. Лебединец . – Москва: Изд-во АН СССР, 1961. – №7. – 123 с.

50. Оксюк Ю. Д. Влияние механизма ионизации на начальный радиус ионизированного метеорного следа / Ю. Д. Оксюк // *Метеоры.* – Харьков: Изд-во ХГУ, 1963. – №2,3. – С. 34-42.

51. Baggaley W. J. Multi frequency studies of radiometeor train diffusion / W. J. Baggaley // *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* – 1980.– Vol.31, No 5. – P.305-308.

52. Baggaley W. J. The size distribution of large meteor bodies / W. J. Baggaley // *Bull. Astron. Inst. Czechosl.* – 1981. – Vol.32, No 5. – P. 345–348.

53. Tomas R. M. Response of high frequency radar to meteor backscatter / R. M. Tomas, P. S Whitham, W. G. Elford // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1988 – 50. – P. 703-724.

54. Лебединец В. Н. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в окрестностях орбиты Земли по результатам радионаблюдений: автореф. дис. ... д-ра физ.-мат. наук / Лебединец Владимир Никифорович; Институт экспериментальной метеорологии. - Обнинск, 1966. – 30 с.

55. Бронштэн В. А. Физика метеорных явлений / В. А. Бронштэн – Москва: Наука, Главная ред. физ.-мат. лит., 1981. – 416 с.

56. Cheplecha Zd. Meteor phenomena and bolides / Zd. Cheplecha, J. Borovivicka, W.G. Elford, D.O. ReVelle, R.L. Hawkes, V. Porubcan, M. Simek // *Space Science Reviews.* – 1998. – Vol.84. – С.327–471.

57. Олейников В.Н. Радиолокационные исследования начального радиуса метеорного следа / Б.Л. Кащеев // *Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб.* – 2001. – Вып. 120. – С. 33–41

58. Тохтасьев В. С. Образование и распад метеорных следов / В. С Тохтасьев // *Взаимодействие метеорного вещества с Землёй и оценка притока метеорного веще-*

ства на Землю и Луну. – Душанбе, 1975 – С. 100-107.

59. Аминов А. Н. Влияние неравномерности плазмы на диффузионный распад метеорного следа / А. Н. Аминов, В. С. Тохтасьев В. С. // Метеорное распространение радиоволн. –Казань: Изд-во КГУ,1970. – Вып.9. – С. 30-37.

60. Делов И. А. К вопросу о неизотермичности метеорных следов/ И. А. Делов // Астрономический вестник. –1975. – Том.9, №4. – С. 232–235.

61. Бронштэн В. А. Проблемы движения в атмосфере крупных метеоритных тел – Москва: Изд-во АН СССР,1963. – 124 с.

62. Катастрофические воздействия космических тел / под ред. В.В. Адушкина и И.В. Немчинова. Институт динамики геосфер РАН. – Москва: ИКЦ «Академкнига», 2005. – 310 с.

63. Математико-фізичний аналіз метеорного явища: монографія / В. Г. Кручиненко; Головна астроном. обсерваторія НАН України, Нац. акад. наук України. – Київ : Наук. думка, 2012. – 294 с.

64. Кручиненко В. Г. Тепловые взрывы метеороидов в атмосфере Земли / В. Г. Кручиненко // Кинематика и физика небес. тел. – 2004. – Т.20, № 3. – С. 269 – 282.

65. Kruchynenko V. G. Thermal explosions of meteoroids in the Earth's atmosphere // Proc. Intern. Conf. Meteoroids 2001. – 2001 November. SP-495. – P. 351 – 356.

66. McCrosky R. E. Prairie Network Fireball Data I: Summary and orbits center for Astrophysics / R. E. McCrosky, C.-Y. Shao, A. Posen // Center for Astrophysics. Reprinted Series. – Cambridge, MA, U.S., 1976.– No. 665. – 13 p.

67. McCrosky R. E. Prairie Network Fireball Data II: Trajectories and Light curves / R. E. McCrosky, C.-Y. Shao, A. Posen // Center for Astrophysics. Reprinted Series. – Cambridge, MA, USA, 1977.– No. 721. – 61 p.

68. Whipple F. L. On Maintaining the meteoritic complex / F. L. Whipple // The zodiacal light and the interplanetary medium, NASA SP-150 /ed. J. L. Weinberg. – NASA, Govt. Prt. Off., Washington, D.C., U.S., 1967. – P. 409-426.

69. Симоненко А. Н. Приток космического вещества на Землю / А. Н. Симоненко, Б. Ю. Левин // Метеоритика. – 1972. – 31. – С. 45 – 56.

70. Бронштэн В. А. Природа и происхождение метеороидов / В. А. Бронштэн //

Проблемы происхождения тел Солнечной системы / Ред. В.К. Абалакин. – Москва – Ленинград: АН СССР, 1975. – С. 265 – 301.

71. Бронштэн В. А. Анализ оценок притока метеорного вещества на Землю / В. А. Бронштэн // *Кометы и метеоры*. – 1982. – 32. – С. 10–22.

72. Grun E. Collisional balance of the meteoritic complex / E. Grun, H. A. Zook, H. Fechtig, and R. H. Giese // *Icarus*. – 1985. – 62. – 244–272

73. Ceplecha Z. Influx of interplanetary bodies onto Earth / Z. Ceplecha // *Astron. Astrophys.* – 1992. – 263. – P. 361–366

74. ReVelle D.O. Historical detection of atmospheric impacts by large bolides using acoustic-gravity waves // *Annals of the New York Academy of Sciences, Near-Earth Objects–The United Nations International Conference* / Ed. J. Remo – New York Academy of Science, New York, NY, U.S., 1997. – Vol. 822. – P. 284 – 302.

75. Nemtchinov I. V. Assessment of kinetic energy of meteoroids detected by satellite-based light sensors / I. V. Nemtchinov, V. V. Svetsov, I. B. Kosarev. et al // *Icarus*. – 1997. – 130. – P. 259 – 274.

76. Galligan D. P. Structural analysis of radar meteoroid orbital data: Thesis PhD in physics in University of Canterbury / David P. Galligan, - Christchurch, New Zealand, 2000. – 448 p.

77. Jones J. An improved interferometer design for use with meteor radars / J. Jones, A.R. Webster, and W.K. Hocking. // *Radio Science*. – 1998. – Vol.33, Issue 1. –P.55-65.

78. Tsutsumi M. Meteor observations with an MF radar / M. Tsutsumi, D. A. Holdsworth, T. Nakamura, and I. M. Reid // *Earth, Planets, Space*. – 1999. – 51. – P. 691–699.

79. Cervera M. A. Comparison of simultaneous wind measurements using collocated VHF meteor and MF spaced antenna radar systems/ M. A. Cervera, I. M. Reid // *Radio Science*. – 1995. – 30, 4. – P. 1245–1261.

80. Hocking W. K. Meteor decay times and their use in determining a diagnostic mesospheric temperature-pressure parameter: methodology and one year of data / W. K. Hocking, T. Thayaparan, and J. Jones // *Geophys. Res. Lett.* – 1997. – Vol.24, No23. – P.2977–2980.

81. Elford W. G. Novel applications of MST radars in meteor studies / W. G. Elford // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.* – 2001. – 63. – P. 143–153.
82. Marsh S.H. Measuring meridional mesospheric winds with the AMOR meteor radar / S. H. Marsh, R.G.T. Bennett, W.J. Baggaley et al. // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 2000. – 62(13). – P. 1129-1133.
83. Olsson-Steel D. I. The height distribution of radio meteors: observations at 2 MHz / D. I. Olsson-Steel, Elford W. G. // *J. Atmos. Terr. Phys.* – 1987. – 49. –P. 243–258,
84. Cervera M. A. A new method for the measurement of meteor speeds: the pre-to phase technique / M. A. Cervera, W. G. Elford, D. I.Steel // *Radio Science.* – 1997. – 32. – P. 805–816.
85. Baggaley J. Radar meteor atmospheric speed determined from echo profile measurements / J. Baggaley, R.G.T. Bennett, A. D Taylor // *Planet. Space Sci.* – 1997. – 45(5). – P. 577–583.
86. Elford W. G. Thermally induced stresses within ablating meteoroids / W. G. Elford // *Proceedings of Meteoroids 1998, Astron. Inst. Slovak Acad. Sci./ ed. W. J. Baggaley, V. Porubcan.* – Bratislava, 1999 – P. 67–70.
87. Elford W. G. Meteor velocities: A new look at an old problem / W. G Elford, M. A. Cervera, D. I. Steel // *Earth, Moon, Planets.* – 1995. – 68. – P. 257-266.
88. Elford W. G. Radar observations of meteor trails, and their interpretation using Fresnel holography: a new tool in meteor science / W. G Elford // *Atmos. Chem. Phys.*– 2004. – 4. – P. 911–921.
89. Ellyett C. D. Velocity of meteors measured by diffraction of radio waves from trails during formation / C. D. Ellyett, J. G. Davies // *Nature.* – 1948. – Vol.161. – P. 596–597.
90. Cervera M. A. Meteor observations with a narrow beam VHF radar: Ph.D. thesis, Department Physics and Mathematical Physics, Univ. of Adelaide / M. A. Cervera. – Adelaide, Australia, 1996.
91. Campbell L. Accuracy of meteoroid speeds determined using a Fresnel transform procedure / L. Campbell, W. G Elford // *Planetary and Space Science.* - Elsevier, 2006 – Vol. 54, Issue 3. – P. 317-323.

92. Hocking W. K. Meteor radar temperatures at multiple sites derived with SKiYMET radars and compared to OH, rocket and lidar measurements/ W. K. Hocking, W. Singer, J. Bremer, N. J. Mitchell, P. Batista, B. Clemesha, and M. Donner // *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.* – Apr 2004. – Vol. 66, Issue 6–9. – P.585–593.

93. Jones W. The decay of radar echoes from meteors with particular reference to their use in determination of temperature fluctuations near the mesopause/ W. Jones // *Ann.Geophys.* – 1995. – 3. – P.1104–1106.

94. Kumar K. K. Temperature profiles in the MLT region using radar-meteor trail decay times: comparison with TIMED / SABER observations / K.K. Kumar // *Geophysical research letter.* – 2007.– Vol.34. – L16811. – 5p.

95. Измерение ветра на высотах 90-100 км наземными методами / Портнягин Ю.И., Шпренгер К., Лысенко И.А. и др. / Под. ред.Ю.И. Портнягина, К. Шпренгера. – Ленинград : Гидрометеоиздат, 1978. – 343 с.

96. Elford W. G. Novel applications of MST radars in meteor studies / W. G Elford // *J. Atmos. Solar-Terr. Phys.*– 2001.– 63. – P.143–153.

97. Jones J. Meteor radiant activity mapping using single-station radar observations / J. Jones, W. Jones // *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society.* – 2006.– Vol.367, Issue 3. – P. 1050-1056.

98. Brown P. The velocity distribution of meteoroids at the Earth as measured by the Canadian Meteor Orbit Radar (CMOR) / P. Brown, J. Jones, R. J. Weryk and M. D. Cambell-Brown // *Earth, Moon and Planets.* – 2004. – 95.– P.617–626.

99. Baggaley W. J. Features of the enhanced AMOR facility: the advanced meteor orbit radar / W. J. Baggaley, S. H. Marsh, R. G. T. Bennett and D. P. Galligan // *Proceedings of the Meteoroids 2001 Conference, 6 - 10 August 2001, Kiruna, Sweden, ESA SP-495 / ed. Barbara Warmbein.* – Noordwijk, Netherlands: ESA Publications Division, 2001. – P.387-392.

100. Jones W. Ionic diffusion in meteor trails / W. Jones, J. Jones // *J. Atmos. Terr. Phys.*-1990.- Vol.52. – P.185-191.

101. Jones J. A note on the determination of ozone concentrations from radio-meteor duration distributions //J. Jones, M. Simek // *Earth, Moon and Planets.* – 1995. –

Vol.68. – P.329–338

102. Cevolani G. Ground-based radio observations to probe the ozone content in the meteor region / G. Cevolani, G. Pupillo // *Annals of Geophysics*. – 2003, Apr. – Vol.46, N.2. – P. 247-258.

103. Дубяго А. Д. Определение орбит / А. Д. Дубяго. – Москва - Ленинград: Гос. изд-во техн.-теор. лит-ры, 1959 – 444 с.

104. Krause H.G.L. Zum Problem “Die Bahnbestimmung aus dem Vector der Bahngeschwindigkeit und der Einflub einer Anderung desselben auf die Bahnelemente” / H.G.L. Krause. – *Weltraumfahrt*, Heft 2., 1954.

105. Poulter E. M. Radio wave scattering from meteoric ionization/ E. M. Poulter, W. J. Baggaley // *J. Atmos. Terr. Phys* – 1977. – 39. – P. 757-768.

106. Close S. A technique for calculating meteor plasma density and meteoroid mass from radar head echo scattering / S. Close, M. Oppenheim, S. Hunt, A. Coster // *Icarus*. – 2004. – Vol.168 (1). –P. 43–52.

107. Weiss A. A. Elevation, height, and electron density of echoing points of meteor trails / A. A. Weiss // *Australian Journal of Physics*. – 1959 – Vol. 12. – P. 65–76.

108. Evans J. V. Radar observations of meteor deceleration /J. V. Evans // *JGR*. – 1 January 1966. – Vol.71, Issue 1.– P. 171–188

109. Jones J. The effects of thermal radiation, conduction and meteoroid heat capacity on meteoric ablation / J. Jones, T. R. Kaiser // *Mort. Not. R. Astron. Soc.* 1966. – 133. – P. 411–420.

110. Campbell-Brown M. Determining the initial radius of meteor trains: fragmentation / M. Campbell-Brown, J. Jones // *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.* -2003. – Vol.343. – P. 775–780.

111. Close S. A new method for determining meteoroid mass from head echo data /S. Close, M. Oppenheim, D. Durand, L Dyrud // *JGR*. – 2005.– Vol. 110.– A09308 – 6p.

112. Whipple F. L. Photographic meteor studies I. / F. L. Whipple // *Proc. Amer. Phil. Soc.* 1938. – Vol. 64, N.4. – P.499-548.

113. Whipple F.L. Meteors and the earth’s atmosphere / F. L. Whipple // *Rev. Mod. Phys.* – 1943. – Vol.15, N3. – P.246-264.

114. Herlofson N. The theory of Meteor ionization / N. Herlofson // Rept. Prog. Phys., 1948. – 11. – P. 444–445.
115. Fisher W. J. Mass and velocity of meteorites and the air density along their luminous paths / W. J. Fisher // Harv. Circ. – 1934. – N385. – P.1-16.
116. Öpik E. Researches on the physical theory of meteor phenomena. III. Basic of the physical theory of meteor phenomena // E. Öpik / Publ. Astronom. Observ. Univ. Tartu. – 1937. – Т. 29 , № 5. – P. 3–69.
117. Massey H. S. W. Collision processes in meteor trails / H. S. W. Massey // Phys. mag. – 1955. – 46. –N373. – P.190–198.
118. Иванов-Холодный Г. С. Вклад отечественных ученых в исследование ионосферы и солнечно-земных связей: научное издание / Г. С. Иванов-Холодный // Оптический журнал: Науч.-техн. журн. – 2005. – Том72, №8. – С. 7–11.
119. Физика верхней атмосферы Земли / Пер. с англ. под ред. Г. С. Иванова-Холодного. - Ленинград: Гидрометеиздат, 1971. - 406 с.
120. Глоссарий по физике. Верхняя атмосфера Земли [Интернет ресурс] / Г. С. Иванов-Холодный, А. Н. Ивановский. Режим доступа: [www. URL: http://bourabai.kz/physics/0212.html](http://www.bourabai.kz/physics/0212.html).
121. Погосян Х. П. Атмосфера Земли / Х. П. Погосян, З. Л. Туркетти. – Москва: Просвещение, 1970. – 320 с.
122. Иванов-Холодный Г. С. Прогнозирование состояния ионосферы / Г. С. Иванов-Холодный, А. В. Михайлов. – Ленинград: Гидрометеиздат, 1980. – 190 с.
123. Иванов-Холодный Г. С. Проблемы солнечно-земной физики и исследования ионосферы / Г. С. Иванов-Холодный // Успехи физических наук. – 1988. – Т.155, Вып.1. –162 с.
124. Изюмов Н. М. Основы радиотехники / Н. М. Изюмов, Д. П. Линде. – Москва-Ленинград : Энергия, 1965. – 479 с.
125. Erol C.B. Statistical characterization of the ionosphere using GPS signals / C. B. Erol, F. Arıkan // J. of Electromagn. Waves and Appl. – 2005. –Vol.19, No.3. – P. 373-387.
126. Kohnlein W. A model of the terrestrial ionosphere in the altitude interval 50-

4000 km. I. Atomic ions (H⁺, He⁺, N⁺, O⁺) / W. A Kohnlein // Earth, Moon, Planets. – Kohnlein, the Netherlands: Kluwer Academic Publishers, 1989. – 45. – P. 33-100.

127. CIRA 1972. COSPAR International Reference Atmosphere. 1972. – Berlin: Akademie-Verlag, 1972 -150 с.

128. ГОСТ 4401-81 Атмосфера стандартная. Параметры. – Москва: ИПК Изд-во стандартов, 2004 – 181 с.

129. Астрономічний енциклопедичний словник / За загальною редакцією І. А. Климишина та А. О. Корсунь. — Львів : ЛНУ - ГАО НАНУ, 2003. — С. 168.

130. Брюнелли Б. Е. Физика ионосферы/ Б. Е. Брюнелли, А. А. Намгаладзе — Москва: Наука, 1988. — 528 с.

131. KAIRA: The Kilpisjärvi Atmospheric Imaging Receiver Array—System Overview and First Results / D. McKay-Bukowski, J. Vierinen, I. I. Virtanen et al. // Geoscience and Remote Sensing. – IEEE, 2015. – Vol. 53, Issue 3. – P. 1440 - 1451.

132. KAIRA, Tromso [Electronic recourse] http://www.sgo.fi/~j/kaira_ks.png

133. Метеоры и их наблюдение / П. Б. Бабаджанов. - Москва: Наука, 1987. – 176 с.

134. Белькович О. И. Статистическая теория радиолокации метеоров / О. И. Белькович – Казань: Изд-во КГУ, 1971. – 103 с.

135. Энциклопедия Кругосвет. Наука и техника. Астрономия. Комета [Электронный ресурс] Режим доступа: www.krugosvet.ru/images/1002077_0541_004/gif

136. Кравцов Ю. А. Прохождение радиоволн через атмосферу Земли / Ю. А. Кравцов, З. И. Фейзулин, А. Г. Виноградов– Москва: Радио и связь, 1983. – 224 с.

137. Bailey P. G. History and applications of HAARP technologies: the High Frequency Active Auroral Research Program / P. G. Bailey, N. C Worthington // Energy Conversion Engineering Conference, IECEC-97, 27 Jul-1 Aug 1997. Honolulu, HI, USA, Proceedings of the 32nd Intersociety - IEEE, 1997. – Vol.2 – P.1317 - 1322.

138. Тихонов В. И. Статистическая радиотехника / В. И. Тихонов – Москва: Радио и связь, 1982. – 624 с.

139. Stohl J. On the problem of hyperbolic meteors / J. Stohl // Bull. Astron. Inst. Czechosl. – 1970. – Vol. 21, N1. – P.10-17.

140. Радзиевский В.В. К вопросу о происхождении почти параболических комет / В.В. Радзиевский, В.П. Томанов // Астрон. журн. – 1970. – Том.47, Вып.5. – С.1094–1099.
141. Динамическая связь комет с планетами: монография / О. В. Калиничева, В. П. Томанов. – Вологда: ВГПУ издательство, 2008. – 190 с.
142. Томанов В. П. Происхождение и эволюция комет / В. П. Томанов, Д. А. Родин, А. С. Шиляев; Министерство образования и науки РФ, Волог. гос. пед. ун-т. – Вологда: ВГПУ, 2013. – 166 с.
143. Радзиевский В.В. Небесно-механические аспекты гипотезы извержения / В.В. Радзиевский // Астрономический вестник. – 1979. –Т.13, №1.-С.32–41.
144. Радзиевский В.В. Статистические следствия захвата комет по схеме Лапласа / В.В. Радзиевский, В.П. Томанов // Астрон. ж. – 1977. – Т. 54, № 4. – С. 890–896.
145. Цицин Ф.А. К вопросу о происхождении комет: новый взгляд / Ф.А. Цицин, И. Л. Генкин, В. М. Чепурова // Известия РАН, сер. физич.– 1998. – Т. 62, N 9. – С. 1888-1892.
146. Цицин Ф. А. Происхождение комет: новый взгляд на старую проблему / Ф. А Цицин // Земля и Вселенная. – 1999. – № 1. – С. 60–69.
147. Цицин Ф. А. Эпик и кометы // Историко-астрономические исследования / Ф. А Цицин. – Москва: Наука, 2004. – Вып. 29. –С. 128-136.
148. Лабораторный практикум по курсу общей астрономии / М. М. Дагаев. – 2 - е изд. – Москва: Высш. школа, 1972 – 424 с.
149. Всехсвятский С. К. Эруптивные процессы в Галактике и гиперболические метеоры / С. К. Всехсвятский // Проблемы космической физики. – 1978, Вып. 13. – С.141–146.
150. Всехсвятский С. К. Природа и происхождение метеорного вещества / С. К. Всехсвятский – Москва: Просвещение, 1967. – 184 с.
151. Крамер Е. Н. Межзвездные метеоры — реальность? / Е. Н. Крамер, В. А. Смирнов // Астрономический вестник. – 1999. – 33, №1. – С. 85–89.
152. Hajdukova M. Hyperbolic meteor orbits in the IAU Meteor Data Center cata-

logues / M. Hajdukova // Abstractbook Meteoroids 2007, Barcelona, Spain, June 11-15 2007. – 2007. – P.48.

153. Hajdukova M. jr. On the frequency of interstellar meteoroids / M. jr. Hajdukova // *Astron. Astrophys.* – 1994. – Vol.228. – P. 330–334.

154. Маркина А. К. Межзвездные метеороиды с почти параболическими орбитами / А. К. Маркина, Л. Я. Скобликова // *Odessa Astronomical Publication.* – 2007. – Vol.20. – С.1–2.

155. Маркина А. К. Метеорные частицы с неявно выраженными гиперболическими орбитами / А. К. Маркина, Л. Я. Скобликова // *Вісник Астрономічної школи.* – 2011. – Т. 7, №2. – С. 252–257.

156. Белькович О. И. Ожидаемое распределение некоторых элементов орбит межзвездных частиц в Солнечной системе / О. И. Белькович, И. Н. Потапов // *Астрономический вестник.* – 1985. – Т.19, N3. – P. 206-210.

157. Казанцев А. М. Возможность обнаружения межзвездных метеороидов / А. М. Казанцев // *Кинем. и физика неб. тел.* – 1998. – С. 82–88.

158. Казанцев А. М. Гиперболические метеоры и Юпитер / А. М. Казанцев, Л. М. Шербаум // *Бюл. Киевск. универ. астроном.* – Киев, 1982. – 24. – С.72–74.

159. Шербаум Л.М. Взаимосвязь малых тел Солнечной системы / Л. М.Шербаум, А. М. Казанцев // *Вестник Киевского ун-та. Астрономия.* – 1985.– Т.27. – С. 66–73.

160. Wiegert P. A. Preliminary results on the gravitational slingshot effect and the population of hyperbolic meteoroids at Earth / P. A. Wiegert // *Meteoroids: The Smallest Solar System Bodies, NASA/CP-2011-216469/* ed. J. Cooke, D. E. Moser, B. F. Hardin, D. Janches. – Huntsvill, Alabama, USA, July 2011. – P. 106–113.

161. Крамер Е. Н. Опыт работы на метеорном патруле Одесской астрономической обсерватории во время МГГ / Е. Н. Крамер, В. А. Воробьева, О. А. Руденко // *Труды Одесского ун-та.* – 1963. – Т.6, Вып. 2.– С. 29–35.

162. Meisel D.D. Extrasolar micrometeors radiating from the vicinity of the local interstellar bubble / D. D. Meisel, D. Janches, J. D. Mathews // *Ap. J.* – 2002. – 567. – P. 323–341.

163. Landgraf M. In Situ Measurements of Interstellar Dust / M. Landgraf, E. Grün // *Lecture Notes in Physics*, vol.506, The Local Bubble and Beyond. Lyman-Spitzer Colloquium, Proceedings of the IAU Colloquium No. 166 held in Garching, Germany, 21-25 April, 1997, XXVII / ed. D. Breitschwerdt, M. J. Freyberg, J. Truemper. – Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1997. – P. 381-384
164. Rhee J. W. A Radial distribution of beta meteoroids from the Pioneer 8 and 9 cosmic dust experiments / J. W. Rhee, O. E. Berg, H. Wolf // *Space. res.* – 1977. – Vol.17. – P.555–557.
165. Galligan D. P. The radiant distribution of AMOR radar meteors / D. P. Galligan, W. J. Baggaley // *MNRAS.* – Vol. 359, Issue 2. – P.551-560.
166. McCrosky R. E. Orbital elements of photographic meteors / R. E. McCrosky, A. Posen // *Smithsonian Contrib. Astrophys.* – 1961. – 4, №2. – P. 15–84.
167. Jaccia L. G. Precision orbits of 413 photographic meteors / L. G. Jaccia, F. L. Whipple // *Smithson. Contribs. Astrophys.* – 1961. – Vol.4, N.4. – P.97–129.
168. Verniani Y. Physical characteristics of 320 faint radio meteors / Y. Verniani // *J. Geophys. Res.* – 1966. – Vol.71, N 11. – P. 2749-2761.
169. Weryk R. J. A Search for interstellar meteoroids using the Canadian meteor orbit radar (CMOR) / R. J. Weryk, P. Brown // *Modern meteor science. An interdisciplinary view* /ed. R. Hawkes, I. Mann, P. Brown. – Dordrecht, the Netherland: Springer, 2005. – P. 221-227.
170. Hajduk A. On the very high velocity meteors / A. Hajduk // *Proceedings of the Meteoroids 2001 Conference, Kiruna, Sweden, 6-10 August 2001. ESA -SP-495* / ed. B. Warmbein. – Noordwijk, the Netherlands: ESA Publication Division, ESTEC. – November 2001. – P. 557-559.
171. The Advanced Meteor Orbit Radar Facility - AMOR/ W. J.Baggaley, R. G. T. Bennett, D. I. Steel, A. D.Taylor // *QJRAS.* – 1994. – 35, 3/SEP. – P. 293-320.
- 172 Sarma T. Double-station observation of 454 TV meteors / T. Sarma, J. Jones // *Bull. Astron. Chechosl.*– 1985.– Vol 36.– P.103–105
173. Симакина Е. Г. О гиперболических орбитах метеоров / Е. Г. Симакина // *Астрономический вестник.* – 1968.– Т. 2, №3. – С.153–157.

174. Орбиты метеоров по фотографическим наблюдениям 1957-1983. Каталог ММЦДБ / Е. Н Крамер., И. С. Шестака, А. К. Маркина.— Москва: ВИНТИ, 1986. — 185 с.

175. Marsden B. G. Catalogue of Cometary orbits / B. G. Marsden – Cambridge, Mass.: IAU Central Bureau for Astron. Telegrams, 1979.

176. Vsekhsvyatskij S. K. Physical characteristics of comets, (Fizicheskie kharakteristiki komet) 1958 / S. K. Vsekhsvyatskij // NASA TTF-80, Translation Israel Program for Scientific. - Jerusalem, Israel, 1964. – 596 p.

177. Yeomans D. K. Cometary orbital dynamics and astrometry /D. K. Yeomans // Comets in the post-Halley era. The colloquium Bamberg, Federal Republic of Germany, April 24-28, 1989) /ed. R.L.Newburn, jr. M. Neugebauer, J.Rahe. –1991.

178. Williams I. P. The velocity of meteoroids: a historical review / I. P. Williams // Atmos. Chem. Phys. 20044/P471-475

179. The Canadian Meteor Orbit Radar: system overview and preliminary results / J. Jones, P. Brown, K. J. Ellis et. al. // Planet. Space Sci. – 2005. – 53. – P. 413–421.

180. Hocking W. K. Real-time determination of meteor-related parameters utilizing modern digital technology / W. K. Hocking , B. Fuller , B. Vandeppeer // JASTP. – 2001. – Vol. 63. – P 155–169.

181. Pellinen-Wannberg A. The high power large aperture radar method for meteor observations / A. Pellinen-Wannberg // Proceedings of the Meteoroids 2001 conference, Kiruna, Sweden, 6-10 August 2001, ESA-SP-495. – Noordwijk, the Netherlands: ESA Publication Division, ESTEC, November 2001. – P. 443-450.

182. Kero J. MU head echo observations of the 2010 Geminids: radiant, orbit, and meteor flux observing biases / J. Kero, C. Szasz, T. Nakamura // Ann. Geophys. – 2013.– 31. – P. 439–449.

183. Determination of meteor-head echo trajectories using the interferometric capabilities of MAARSY / C. Schult, G. Stober, J. L. Chau, R. Latteck // Ann. Geophys. – 2013. – Vol. 31, Issue 10. – P. 1843-1851.

184. An initial meteoroid stream survey in the southern hemisphere using the Southern Argentina Agile Meteor Radar (SAAMER) / D. Janches, J. L. Hormaechea, C. Brunini

et al. // *Icarus*. – 2013. – 223 (2). – P. 677–683.

185. Результаты радиолокационных наблюдений слабых метеоров. Каталог орбит метеоров до +12^m ММЦДБ / Б. Л. Кащеев, А. А. Ткачук. – Москва: ВИНТИ, 1980. – 232с.

186. Кащеев Б. Л. Распределение элементов орбит мелких метеорных тел / Б. Л. Кащеев, А. А. Ткачук // *Проблемы космической физики*. – 1979. – Вып. 14. – С. 44–51.

187. Кащеев Б. Л. Оптимальная обработка радиометеорной информации. I. Постановка задачи / Б. Л. Кащеев, Ю. И. Волощук, А. А. Дьяков, В. А. Нечитайленко // *Радиотехника: сб. статей*. – Харьков: изд-во ХГУ, 1973. – Вып. 24. – С. 17— 24.

188. Кащеев Б. Л. Метеоры сегодня / Б. Л. Кащеев, Ю. А. Коваль, В. И. Горбач, Б. Г. Бондарь. – Киев: Техніка, 1996. – 195 с.

189. Бронштэн В. А. Метеоры, метеориты, метеороиды / В. А. Бронштэн. – Москва: Изд-во "Наука", 1987. – 173 с.

190. Nilsson C. S. A Southern Hemisphere radio survey of meteor streams / C. S. Nilsson // *Austral. J. Phys.* – 1964. – Vol. 17, N2. – 205–256.

191 Жуков В. В. О зависимости коэффициента амбиполярной диффузии метеорного следа от высоты / В. В. Жуков // *Астрон. циркуляр*. – 1970. – №546.

192. Дудник Б. С. Влияние диффузии на радиолокационные измерения скорости метеоров / Б. С. Дудник, Б. Л. Кащеев, В. Н. Лебединец // *Ионосферные исследования (Метеоры)* : сб. статей. – Москва: Изд-во АН СССР, 1962. – № 8. – С. 21–25.

193. Shimek M. The influence of ambipolar diffusion on the shape of radio echoes from meteors/ M. Shimek // *Canad. J. Phys.* – 1968.– Vol. 46, N 13. – P.1563–1567.

194. Небесная механика. Основные задачи и методы: учебник для студентов университетов / Г. Н. Дубошин. – 3-е изд. – Москва: Наука, 1975. – 800 с.

195. Демин В. Г. Судьба Солнечной системы / В. Г. Демин. – Москва: Наука, 1969. – 256 с.

196. Левин Б. Ю. Связь метеорного вещества с кометами и астероидами / Б. Ю. Левин. // *Земля и Вселенная*, 1980. – №6. – С.5–9.

197. Левин Б. Ю. Физическая теория метеоров и метеорное вещество в Сол-

нечной системе / Б. Ю. Левин. – Москва: Изд-во АН СССР, 1956. – 293 с.

198. Казимирчак-Полонская Е. И. О роли Нептуна в преобразовании кометных орбит и о происхождении комет / Е. И. Казимирчак-Полонская // Проблемы исследования Вселенной. Тр. ин-та теор. астроном. – 1978. – Вып. 7. – С. 384–417.

199. Симоненко А. Н. Астероиды вчера и сегодня // Земля и Вселенная. – 1980. – №6. – С. 10–14.

200. Симоненко А. Н. Астероиды или тернистые пути исследований / А. Н. Симоненко. – Москва: Изд-во «Наука». Гл. ред. физ.-мат. лит., 1985. – 208 с.

201. Лебединец В. Н. Замечаемость метеоров / В. Н. Лебединец, А. В. Манохина // Труды ИЭМ. – Обнинск, 1978. – Вып. 8(81). – С. 12–39.

202. Лебединец В. Н. Потоки радиометеоров / В. Н. Лебединец, В. Н. Корпусов, А. К. Соснова // Труды ИЭМ. – Обнинск, 1972. – Вып. 1 (34). – С. 88–117.

203. Ткачук А. А. Замечаемость слабых радиометеоров / А. А. Ткачук // Проблемы космической физики. – Киев: Вища школа, 1974. – Вып. 9. – С. 92–96.

204. Ткачук А. А. Суточные вариации параметров орбит наблюдаемых радиометеоров / А. А. Ткачук // Проблемы космической физики. – Киев: Вища школа, 1979. – Вып. 14. – С. 52–61.

205. Opik E. Collision probabilities with the planet and the distribution of interplanetary matter / E. Opik // Proc. Roy. Irish. Acad. – 1951. – N 12. – P. 165–169.

206. Андреев В. В. Астрономическая селекция метеоров и некоторые методы ее учета / В. В. Андреев, О. П. Белькович, В. С. Заболотников // Взаимодействие метеорного вещества с Землей и оценка притока метеорного вещества на Землю и Луну. – Душанбе, 1975. – С. 67–72

207. Горелов Д. Ю. Уточнение методики учета физического фактора замечаемости при построении истинных распределений параметров радиометеоров / Д. Ю. Горелов, Ю. И. Волощук // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – Харьков, 2007. – Вып. 149. – С. 62–68.

208. Костылев К. В. Астрономические основы метеорной радиосвязи / К. В. Костылев. – Казань: Изд-во Казанск. Ун-та, 1970. – 144 с.

209. Горелов Д. Ю. Оценка геометрического фактора замечаемости в задаче

определения истинных распределений параметров орбит радиометеоров / Д.Ю. Горелов, Ю.И. Волощук // Прикладная радиоэлектроника. Научн.-техн. журнал. – 2006. – Том 5, – №4. – С. 519-527.

210. Горелов Д.Ю. Новый метод расчета астрономического фактора замечаемости в задаче определения истинных распределений параметров орбит радиометеоров / Горелов Д. Ю., Волощук Ю. И. // Радиотехника. Всеукр. меж-вед. научн.-техн. сб. – Харьков, 2007. – Вып. 151. – С. 246–252.

211. Горелов Д.Ю. Исследование физического фактора замечаемости / Д. Ю. Горелов, Ю. И. Волощук // Радиотехника. Всеукр. межвед. научн.-техн. сб. – Харьков, 2005. – Вып. 143. – С. 215–222.

212. Baggaley W.J. The Interstellar particle component measured by AMOR // Meteoroids 1998. Proceedings of the International Conference held at Tatranska Lomnica, Slovakia, 1998 / ed. W. J. Baggaley, V. Porubchan. – Astron. Inst., Slovak Acad. Sci., Bratislava, The Slovak Republic, 1999. – P. 265-273.

213. Hajdukova M. Hyperbolic and interplanetary meteoroid flux from updated IAU MDC data/ M. Hajdukova, T. Paulech // Proceedings of the Asteroids, Comets, Meteors Conference (ACM 2002), Berlin, Germany, July 29 – August 2, 2002, SP-500. – Noordwijk, Netherlands: ESA Publication Division, ESTEC, 2002. – P. 173–176.

214. Kolomiyets S.V. The errors of meteor radar data // 13th International Workshop on Technical and Scientific Aspects of MST Radar (MST13), Kuhlungsborn, Germany. March 19-23, 2012. MST13 book of abstracts. – Kuhlungsborn, Germany. – P.30.

215. Pittich E. M. Collisions of small bodies as a source of hyperbolic meteoroids in the Solar System / E. M. Pittich, N. A. Solovaya // Proceedings of the IMC, La Palma, Canary Islands, Spain, 20–23 September, 2012 / ed. M. Gyssens and P. Roggemans. – Germany: Published by the International Meteor Organization, 2013. – P. 1–5.

216. Bagautdinova A.R. Expected distribution of inter stellar meteoroids in the vicinity of the Earth's orbits / Bagautdinova A. R., O. I. Belkovich // Proceedings of the Meteoroids 2001 conference, Swedish Institute for Space Physic, Kiruna, Sweden, 6-10 August 2001, ESA -SP-495 / ed. B. Warmbein. – Noordwijk, Netherlands: ESA Publication Division, ESTEC, November 2001. – P. 667–669.

217. Baggaley W.J. Interstellar dust in the Solar System // *Modern Meteor Science, Interdisciplinary View* / ed. R. Hawkes, I. Mann, P. Brown. – Dordrecht, Netherlands: Springer, 2005. – P. 197-209.

218. Hawkes R. Meteoroids from Outside the Solar System / R. Hawkes, T. Close, T. Woodworth // *Meteoroids 1998. Proceedings of the International Conference held at Tatranska Lomnica, Slovakia, 17-21 August 1998*/ ed. W. J. Baggaley, V. Porubchan. – Astron. Inst., Slovak Acad. Sci., Bratislava, The Slovak Republic, 1999. – P. 257–264.

219. Волощук Ю. И. Метеорный комплекс вблизи орбиты Земли: спорадический фон, потоки, ассоциации. 1. Методика выделения потоков и ассоциаций из выборок орбит индивидуальных метеоров большого объема / Ю. И. Волощук, Б. Л. Кашцев, В. А. Подоляка // *Астрономический вестник*. – 1995. – Т. 29, №5. – С. 439–449.

220. Бабаджанов П.Б. Некоторые результаты исследований мгновенных фотографий метеоров / П.Б. Бабаджанов, Е.Н. Крамер // *Физика и динамика метеоров*. – 1968. – 128–152.

221. Андреев Г. В. Об исправлении радиантов метеоров за зенитное притяжение / Г. В. Андреев // *Астрономический вестник* – 1983. – Т. 7, №1. – С. 56-59.

222. Херрик С. Астродинамика / С. Херрик – Москва: Мир, 1976. – 318 с. – Пер. с английского под. ред. В. А. Сарычева.

223. Шацкий А. А. Образ неба другой вселенной, наблюдаемый через горловину кротовой норы / А. А. Шацкий // *Успехи физических наук*. – 2009. – Т. 179, №8. – С. 861–864.

224. Холшевников К. В. Топология и метрика пар кеплеровских орбит / К. В. Холшевников // *Труды 30-й международной студ. научн. конф. Физика космоса, Екатеринбург, Коуровка, 2001 г.* – Екатеринбург: Изд. УрГУ, 2001. – С. 145–153.

225. Демин В. Г. Астероиды: происхождение, статистика и эволюция / В. Г. Демин, С. Г. Журавлев // *Проблемы исследования Вселенной. Тр. ин-та теор. астроном.* – 1975. – Вып. 5. – С. 265–301.

226. Чурюмов К. И. Кометы и их наблюдение / К. И. Чурюмов – Москва: Наука, 1980. – 160 с.

227. Лупишко Д. Ф. Динамическая и физическая эволюция комет: доля асте-

роидов, сближающихся с Землей, кометного происхождения / Д. Ф. Лупишко, В. В. Емельяненко, Е. Е. Бирюков // Вестник Южно-Уральского государственного университета. Серия: Матем. Механика. Физика. – 2007. – Выпуск № 19. – С.78–81.

228. Horner J. Biases in cometary catalogues and planet X / J. Horner, N. W. Evans // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* – 2002. – 335 – P. 641–654.

229. Kuiper G. P. On the origin of the Solar system / G. P. Kuiper // *Astrophysics.* / Ed. J. A. Hynek. – McGraw-Hill, New York, 1951. – P. 357–424.

230. Волощук Ю. И. Метеорный комплекс вблизи орбиты Земли: спорадический фон, потоки, ассоциации. Сравнительный анализ некоторых статистических характеристик потоковых и спорадических метеорных тел / Ю. И. Волощук, Б. Л. Кащеев // *Астрономический вестник.* – 1996.– Т. 30, № 6. – С. 90-110.

231. Волощук Ю. И. Метеорный комплекс вблизи орбиты Земли: спорадический фон, потоки, ассоциации / Ю. И. Волощук, А. В. Воргуль, Б. Л. Кащеев // *Астрономический вестник.* – 1997. – Т. 31, №4. –С. 345–368.

232. Волощук Ю. И. Исследование структуры метеорного комплекса вблизи орбиты Земли. I. Описание модели / Ю. И. Волощук, Б. Л. Кащеев // *Астрономический вестник.* – 1985. – Т.19, №4. – С.331–335.

233. Терентьева А. К. Малые метеорные рои / А. К. Терентьева // *Исследование метеоров.* – Москва, 1966. – №1. – С.63–132.

234. Томанов В. П. Каталог периодических комет / В. П. Томанов // *Астрономический вестник.* – 1979. – Т. 13, №2. – С.94–98.

235. Everhart E. Intrinsic distributions of cometary perihelia and magnitudes / E. Everhart // *Astron.J.* – 1967. –Vol.72, N8. – P.1002–1011.

236. Secanina Z. Model of Meteor Streams. IV. A Study of Radio Streams from the Synoptic Year / Z. Secanina // *ICARUS.* – 1995. – Vol. 27. – P. 265–321.

237. Гулиев А. С. Происхождение короткоперигелийных комет. – Баку, 2010. – 151с.

238. Симоненко А. Н. Метеороиды внутри Земной орбиты: Эксцентриды / А. Н.Симоненко, А. К. Терентьева, И. В Галибина // *Астрономический вестник.* – 1986.– Т.20, №1 – С. 61–75.