

**Федеральная служба России по гидрометеорологии
и мониторингу окружающей среды**

**ТРУДЫ
ИНСТИТУТА ПРИКЛАДНОЙ ГЕОФИЗИКИ
ИМЕНИ АКАДЕМИКА Е.К. ФЁДОРОВА**

ВЫПУСК 87

**РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ
СПУТНИКОВЫМИ И НАЗЕМНЫМИ ИОНОЗОНДАМИ**

**Москва
2008**

**Федеральная служба России по гидрометеорологии
и мониторингу окружающей среды**

**ТРУДЫ
ИНСТИТУТА ПРИКЛАДНОЙ ГЕОФИЗИКИ
ИМЕНИ АКАДЕМИКА Е.К. ФЁДОРОВА
ВЫПУСК 87**

**Тематический выпуск, посвященный 70-летию
сотрудника ИПГ, профессора
Н.П. Данилкина**

**РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ
СПУТНИКОВЫМИ И НАЗЕМНЫМИ ИОНОЗОНДАМИ**

**под редакцией
доктора технических наук, профессора
С.И. Авдюшина**

*Москва
2008*

Сборник посвящен семидесятилетию Данилкина Николая Петровича - заведующего лабораторией «Ионосферные измерения и модели» Института прикладной геофизики имени академика Е.К. Фёдорова. Он содержит научные статьи, написанные юбиляром в содружестве с его учениками и коллегами.

Для сборника были отобраны статьи, опубликованные в различных журналах с начала 60-х годов прошлого века и до настоящего времени, в которых рассматриваются методические и аппаратные вопросы радиозондирования ионосферы и результаты исследования преимущественно структурных параметров ионосферы. Будучи вместе собранными, опубликованные в разные десятилетия работы из разных, в том числе, иностранных журналов, создают некоторую методическую группу исследований в комплексе решающую единую задачу. Эта задача – создание по возможности более полного собрания методик использования наиболее мощного средства мониторинга ионосферы – радиозондирования в диапазоне плазменных частот основных ионосферных слоев ионозондами наземного и космического базирования.

Сборник представляет интерес для специалистов, занимающихся мониторингом верхней атмосферы Земли. Он также может быть использован для быстрого введения молодых специалистов в те или иные вопросы, прежде всего, методического характера для проведения радиозондирования ионосферы и применения его результатов.



Данилкин Николай Петрович
2008 год

Оглавление

Предисловие редактора	5
Введение	7
Глава 1. Радиозондирование ионосферы	9
Глава 2. Методы расчета вертикальных профилей концентрации электронов в ионосфере	40
Глава 3. Аппаратура, методы и результаты расчета профилей частоты соударений электронов в ионосфере	63
Глава 4. Трансионосферное радиозондирование	83
Глава 5. Солнечное затмение 15 февраля 1961 года	114
Глава 6. Ионосферные исследования в Арктике и на Северном полюсе	133
Глава 7. Метод получения электрической энергии из ионосферы	156
Глава 8. Радиозондирование ионосферы с космической станции «МИР»	169
Заключение. Наземно-космическая система радиозондирования ионосферы в XXI веке	208

Предисловие редактора

Эта книга посвящена 70-летию юбилею одного из крупнейших ученых нашего Института доктора физико-математических наук, профессора геофизики, кавалера Ордена «Знак почета», председателя национальной комиссии «Ионосфера и распространение радиоволн» международного научного радиосоюза, официального представителя России в этом союзе Данилкина Николая Петровича.

Данилкин Н.П. родился 8 августа 1938 г. в г. Ростове-на-Дону, где и окончил физический факультет университета, а также аспирантуру при нем. В 1964 году он защитил кандидатскую диссертацию, а в 1978 – докторскую. К этому времени это был уже известный в нашей стране, а также и в других странах молодой ученый, успешно работающий в области исследования и создания методов исследования структуры и параметров ионосферы. Он стал известен, прежде всего, как создатель первого в мире поляризационного ионозонда и устройства для построения второго по важности (для практического применения) параметра ионосферы – вертикального профиля частоты соударений электронов в ионосфере на высотах области F. Он также первым в нашей стране разработал метод расчета основного параметра ионосферы – вертикального профиля концентрации электронов или (как его принято называть среди специалистов) – Nh-профиля ионосферы на основе учета обеих магниторасщепленных компонент отраженного от ионосферы радиосигнала. В начале 70-х годов он придумал способ трансionoсферного радиозондирования, а чуть позже вместе с коллегами в Ростове и Москве – два технических устройства для его реализации. Первое устройство исследования ионосферы использовало метод прямого трансionoсферного радиозондирования, а второе устройство – метод обратного трансionoсферного радиозондирования. Приоритет, как в нашей стране, так и за рубежом был подтвержден тремя авторскими свидетельствами. Здесь следует обратить внимание на то, что в те годы авторское свидетельство на способ в радиофизике рассматривалось на уровне открытия.

Эффективность разработанных методов была подтверждена в серии экспериментов, проведенных Данилкиным и его учениками, которые вошли в фонд фактических экспериментальных данных, определяющих развитие ионосферной науки. Сюда, прежде всего, относятся исследования поведения электронной концентрации на фиксированных высотах ионосферы в период солнечного затмения. Полученные на основе расчетов по собственным методикам тогда еще совсем молодого исследователя экспериментальные данные вошли в фонд данных, по которым выстраивались и продолжают выстраиваться в настоящее время теоретические ионосферные модели земной атмосферы. В 70-е годы группа Данилкина стала уже хорошо известна в нашей стране и за рубежом, и она была приглашена Институтом космических исследований для проведения совместных наземно-ракетных экспериментов с целью прецизионной проверки основных параметров ионосферы. В серии этих уникальных экспериментов с большими геофизическими ракетами «Вертикаль», которые летали до высоты 1500 км, были впервые в мировой практике определены вертикальные профили частоты соударений электронов в ионосфере. Таких уникальных и сверх дорогостоящих экспериментов в других странах, а также в нашей стране после их окончания не проводилось. Но полученные тогда данные являются бесценными для построения современных атмосферных моделей.

В 1975 году Ионосферно-магнитная служба была передана из ведения Академии Наук СССР в Главное управление гидрометеорологической службы. Головной организацией службы был определен Институт прикладной геофизики (ИПГ), на который возложены функции Главного прогностического центра в национальном масштабе и представителя страны в Международной службе космической погоды в качестве Регионального центра предупреждений RWC Moscow (сейчас – RWC Russia). Для выполнения постановления правительства директор ИПГ герой СССР академик Е.К.Фёдоров пригласил для работы в Институте ряд ведущих ученых нашей страны и среди них Н.П.Данилкина. Выдержав соответствующий конкурс, он стал с 1 октября 1979 г. заведующим лабораторией ИПГ, где и работает в настоящее время.

Приблизительно в это же время в СССР подготавливается проект создания ИСЗ с ионозондом на борту. Бортовой ионозонд и весь комплекс приборов этого ИСЗ должны были стать базовыми для Ионосферно-магнитной службы в нашей стране. Решение именно этих вопросов было поручено новому сотруднику и созданной для этого лаборатории. Всего на КА находилось 8 приборов и предполагалось на будущее отработать основной приборный состав для космического сегмента Ионосферно-магнитной службы. Результаты оперативных наблюдений с этого ИСЗ предполагалось

передавать не только в Центр Ионосферно-магнитной службы, но и на региональные станции, а также Потребителям. Первый отечественный ионосферный ИСЗ «Интеркосмос-19» был запущен в марте 1979 в содружестве нашей страны с европейскими социалистическими странами. На этом ИСЗ были отработаны и практически проверены изобретения Данилкина. По результатам этого ИСЗ для отработки практических методов использования космических данных была специально создана наземная аппаратура в 15 вариантах, которая была расставлена на ионосферных станциях в нашей стране и за рубежом. Второй ионосферный ИСЗ «Космос 1809» был запущен в декабре 1986 г. На нем был окончательно сформирован блок служебных приборов для контроля планетарной ионосферы. Отработка возможностей служебного мониторинга ионосферы на этом аппарате была проведена в максимально сложных условиях арктической ионосферы. Экспедиция Института в составе 6 сотрудников под руководством Данилкина провела практически непрерывный мониторинг полярной ионосферы на борту атомного ледокола «Сибирь» в течение 42-дневного похода к Северному полюсу в мае-июне 1987 г. Особенностью высокоширотных ионосферных спутниковых наблюдений является то обстоятельство, что даже один космический аппарат (КА) в этих широтах осуществляет практически непрерывный мониторинг, т.к. КА возвращается в зону наблюдений на каждом витке. Несмотря на исключительно сложные условия наблюдения ИСЗ направленной антенной на подвижной платформе в условиях непрерывной 24 часовой тряски (ледокол много времени шел по тяжелым многолетним паковым льдам) экспедиция не потеряла ни одного сеанса наблюдений. Были получены очень интересные результаты и убедительно подтверждена идея ионосферного мониторинга на основе привлечения спутниковых данных. Весь состав экспедиции Института за этот рейс был премирован именными часами, а руководитель – Н.П. Данилкин, единственный из всех московских ученых, принимавших участие в экспедиции – награжден орденом «Знак почета».

После этих двух космических экспериментов стало ясно, что в нашей стране отработан приборный состав КА для ионосферного мониторинга. Было подготовлено к 1991 году 4 новых бортовых ионозонда для начала постоянного спутникового ионосферного мониторинга. К сожалению, в те годы нам не удалось довести эти работы до конца. И здесь, в исключительно сложных новых экономических условиях Н.П.Данилкин сумел убедить руководство НПО «Энергия» провести рискованный космический эксперимент – провести радиозондирование ионосферы не с «классических» высот радиозондирования (приблизительно 1000 км), а с ультранизких высот обитаемых космических станций. В те годы была только одна такая станция – отечественная пилотируемая космонавтами станция «Мир». Бортовой ионозонд был установлен на станции Мир в 1996 году, но ионосферный эксперимент удалось начать только в августе 1998. Этот эксперимент прошел исключительно удачно. Были не только полностью подтверждены все ранее высказанные положения, в том числе подтверждены идеи трансионосферного радиозондирования, но и открыто новое ранее неизвестное ни нам, ни нашим заокеанским и западноевропейским партнерам явление. Оно хорошо описано в 8 главе настоящей книги.

Сейчас наш Институт вернулся к организации системы планетарного мониторинга ионосферы. В основе этой системы лежат идеи совместного контроля ионосферы методом радиозондирования с наземных и бортовых ионозондов, которые были высказаны автором настоящей книги и подтверждены в течение последних десятилетий его научной и практической работой. И я считаю, что ее автор очень правильно сделал, что собрал вместе и отредактировал с современной точки зрения свои многочисленные работы, рассеянные по разным годам, десятилетиям и разным журналам. Я уверен, что та молодежь, которая будет внедрять отечественный планетарный мониторинг ионосферы во втором десятилетии нашего века, найдет много полезных для себя советов в этой книге.

Пожелаем Н.П. Данилкину здоровья и еще многих лет успешной работы.

**Директор Института,
доктор технических наук, профессор**

С.И. Авдюшин

Введение

Человечество чрезвычайно беспечно. Как отдельный человек, так и все сообщество людей вместе взятых. «Пока гром не грянет, мужик не перекрестится». Простим нашим предкам наивную веру в то, что если мужик перекрестится, то грома не будет. Человек всегда страдал и часто погибал от разгула стихий. В большинстве случаев он не мог им противостоять. Однако постепенно с развитием технологий человек учился, и противостоять стихиям и избегать их воздействия теми или иными способами. Появилась одежда, потом крыша над головой, чуть позже – что такое столетия в историческом плане – появился громоотвод и т.п. Тем не менее, даже освоив ту или иную технологию защиты от неблагоприятных, просто опасных или даже опасных смертельно природных катаклизмов человек ими не всегда пользовался. Наивное «авось пронесет» часто губило не только отдельных людей, но и целые сообщества. Вспомним, хотя бы сожженные и засыпанные пеплом извержений вулканов древние города. А ведь и тогда несложно было бы организовать службу наблюдения за вулканической деятельностью и организованно покинуть город при первых же проявлениях извержения. Но человек в отдельности и человечество в целом предусмотрительности и организации специальных служб предпочитало беспечность, в лучшем случае молитву. Но ведь известно: «на бога надейся, а сам не плошай».

Ситуация и в настоящее время изменилась не сильно. На планете постоянно происходят землетрясения, наводнения, цунами, извержения вулканов, торнадо и прочие бедствия, от которых гибнет большое количество людей. И это происходит несмотря на то, что уже сегодня существуют эффективные технологии предупреждения от большинства известных сегодня природных катаклизмов. Например, прогноз землетрясений на основе наблюдения ионосферных предвестников землетрясений – уже вполне освоённая технология. Тем не менее, ужасные землетрясения происходят даже в районе расположения ионосферных станций, на которых регистрация предвестников была бы вполне возможна, но – она просто не была организована.

Беспечность человека и правительств, которые он содержит, базируется на убеждении, что всегда можно исправить, если что-либо сделано не так. Это очень опасное заблуждение, которое может погубить нашу цивилизацию. Многие глобальные процессы, заканчивающиеся бурным, иногда смертельным катаклизмом, развиваются медленно и очень незаметно. В какой-то момент времени эти процессы проходят некий рубеж, после которого возвращение к начальному состоянию уже невозможно. Однако процессы и дальше протекают все еще незаметно. Их уже нельзя вернуть к исходному состоянию, но еще можно замедлить. Неблагоприятные процессы уже видны даже – как принято писать – «невооруженным глазом». Многие люди, отдельные категории ученых уже настойчиво апеллируют к общественности и правительствам, требуя принять меры. Но меры не принимаются. Они блокируются либо ленью и неумением работать, либо ставленниками тех технологий, которые бездумно уничтожают планету. Пример? Пожалуйста – сегодняшняя ситуация с атмосферой Земли – лучший пример. Ученые уже сегодня не могут с уверенностью сказать, что точка отсчета, после которой возвращение к исходному состоянию уже невозможно, нами еще не пройдена. Тем не менее, реальные меры, все еще не принимаются. Мы смотрим открытыми глазами на происходящие процессы и не видим. Но борьбу за сохранение своей атмосферы человечество уже начало. Не правда ли странно звучит? Борьбу с кем, или с чем?

Следующий бездумный и безумный шаг, который у нас «на очереди» – это уничтожение ионосферы, верхней плазменной оболочки земной атмосферы. Солнце излучает огромное количество энергии. Если вся эта энергия «обрушится» на Землю, то человечество будет уничтожено. Ионосфера защищает биосферу Земли, блокируя губительную часть излучения. Кроме того, ионосфера также играет существенную роль для всех видов радиосвязи. Поэтому надежный контроль состояния и изменений в ионосфере есть одна из наиболее насущных задач человечества.

Еще вчера и позавчера существовала острая необходимость в организации специальных служб, которые должны эффективно контролировать окружающее человека пространство и своевременно предупреждать его о происходящих изменениях и о наличии угрожаемых тенденций. В нашей стране, а также в наиболее развитых и богатых странах такие службы уже существуют. Они контролируют пространство обитания человека с тем или иным успехом. Сфера контролируемого человеком пространства непрерывно расширяется. Принято называть «космической погодой» процессы в нем происходящие, влияющие на здоровье или технологическую деятельность человека. В нашей стране такую службу несет «Комитет по гидрометеорологии и контролю окружающей среды». Пока и в нашей стране и в других странах контролируются далеко не все среды, которые необходимо контролировать. Но постепенно человечество становится более зрелым и начинает пони-

мать необходимость контроля жизненно важных сред и, что более важно, начинает контролировать эти среды. Так недавно стали контролировать орбиты малых небесных тел, которые пролетают на опасно близком расстоянии от нашей планеты. Динамика их изменений может сделать Землю мишенью одной из них. Катастрофа такого уровня – при достаточно большой массе такого тела – это гибель цивилизации, а, возможно, и всей планеты.

Наиболее надежный контроль необходим за событиями, которые происходят на Солнце. Среди них наиболее важные – по очевидным соображениям – те, которые называются «геоэффективные» явления. Контролирующие деятельность Солнца приборы уже вынесены далеко за пределы земной атмосферы. Они размещены в точках Лагранжа (условные области, в которых равнодействующая всех сил, воздействующих на КА, равна нулю), на внешней границе магнитосферы, внутри магнитосферы и ионосферы, на высотных самолетах и аэростатах и на поверхности Земли.

Я уверен, что если человечеству предстоит все-таки выжить, несмотря на все усиливающиеся собственные действия, ведущие к прямо противоположному эффекту, то именно развитие технологий диагностики изменений, происходящих в окружающей среде и, прежде всего, контроль предвестников опасных явлений, а также информированность не только правительств, но и всего человечества об этом, каждого отдельного человека есть начало этого пути. Именно этим я и мои коллеги занимаемся.

В этом году мне исполняется 70 лет. Свыше 50 лет из них я занимаюсь ионосферными исследованиями. Люди моего возраста уже задумываются о результатах своей работы в течение всей жизни. Когда подумал я, то увидел, что практически всю жизнь занимался диагностикой ионосферы методом вертикального радиозондирования. Мои работы, а также работы моих учеников и коллег по существу создали некоторую методическую область, которая могла бы эффективно использоваться, в случае организации специальной службы – Службы контроля планетарной ионосферы. Такая служба абсолютно необходима для развития цивилизации, и я уверен, что она будет создана. Именно для использования «наработанных» нами методик и материалов для молодежи, начинающей работать в такой службе и создана настоящая книга. Я надеюсь, что она поможет будущим специалистам прогноза контроля явлений в окружающем человека ионосферном пространстве.

Преследуя высказанную цель, я расположил работы по главам в соответствии с идеей постепенного вхождения в проблематику ионосферного мониторинга. Поэтому первая глава посвящена описанию главного метода диагностики ионосферы – метода вертикального радиозондирования. Благодаря этому методу ионосфера была открыта. Он всегда будет оставаться наиболее чувствительным методом контроля состояния ионосферы. Причина этого очень проста. Только этот метод работает в условиях резонанса между частотой исследующей ионосферу электромагнитной волны и частотой плазменных колебаний, характеризующих коллективные движения плазмы в исследуемой области. То обстоятельство, что сегодня некоторые методы дают больше информации нежели радиозондирование относится не к физике, а к вопросу финансирования и развитию методической базы. С принципиальной точки зрения метод радиозондирования является наиболее мощным средством изучения и контроля ионосферы.

Каждая глава книги посвящена только одному вопросу. Последняя глава, посвященная современным исследованиям, выглядит неполной по сравнению со списком публикаций последнего времени, по смыслу относящегося к этой главе, который я тоже привожу. Но не хотелось чрезмерно увеличивать объем книги. Я посчитал также возможным допустить в списках литературы различных глав настоящей книги повторение некоторых публикаций для того, чтобы не нарушать целостность восприятия соответствующих фрагментов излагаемых мыслей в этих главах и сделать независимым чтение каждой главы от необходимости знакомства с другими главами.

Москва, май 2008 г.

Глава 1

Радиозондирование ионосферы

Предисловие 2008 года

Основная цель написания настоящей книги – собрать в одном месте те материалы по радиозондированию ионосферы, которые с моей точки зрения необходимы в начале XXI века для проведения успешных работ в области мониторинга ионосферы - побуждает меня первую главу посвятить вертикальному радиозондированию ионосферы. В основном здесь представлены мои работы и работы моих коллег. Как-то так получилось, что я увлекся именно этой частью физики еще в студенческие годы, и с высоты сегодняшнего моего понимания я вижу, что практически всю жизнь я этим только и занимался.



На фотографии показана антенная система Ростовской ионосферной станции, на которой впервые были получены поляризационные ионограммы в конце 60-х годов XX века. Видна приемная антенна ионозонда - скрещенные диполи Надененко и передающая антенна - скрещенные ромбы. Снимок был сделан в 1979 году, когда были начаты эксперименты по трансionoсферному зондированию. Слева видна полноповоротная спутниковая антенна на 137 МГц для приема ионограмм внешнего зондирования и управления при трансionoсферном зондировании. На вставке справа создатель поляризационного ионозонда и установки по измерению поляризационного поглощения радиоволн – Ю.Н. Фаер.

Разумеется, я понимаю, что в этой области работало также много других исследователей, которые получали не менее интересные, а, может быть, и более интересные и полезные результаты. Тем не менее, будучи собранными, в одном месте, работы именно нашей группы однородные по существу и по интересам, должны оказаться полезными для исследователей ионосферы начала XXI века.

Основная представляемая статья в этой главе была написана в конце 80-х годов прошлого века. С тех пор произошли изменения, хотя и не столь большие, как можно было бы думать. Наиболее важные из них я включил в соответствующие места текста, заменив ими те, которые устарели. Это в особенности относится к новому американскому цифровому ионозонду (Диназонд 21), который позиционируется его создателями как инструмент XXI века. На момент написания этих строк в России еще ни один диназонд не начал работать, и мы не имеем собственной информации о его возможностях. Поэтому здесь представлена точка зрения его создателей в основном по литератур-

ным данным, хотя один из его разработчиков – Н.А. Заботин – любезно просмотрел и отредактировал соответствующие места текста. В 2006 году в соавторстве с С.В. Журавлевым я также написал обзорную статью для энциклопедии. Отдельные фрагменты этой статьи, в основном по представлению другого американского ионозонда – дигизонда Рейниша, написанные преимущественно С.В. Журавлевым – я также в соответствующем месте включил в текст представляемой более старой, но и более полной статьи.

Разумеется, я указываю необходимые новые ссылки, чтобы заинтересованный читатель получил возможность полного и беспристрастного суждения.

СИСТЕМНОЕ РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ — ОСНОВА ПОСТРОЕНИЯ СЛУЖБЫ КОНТРОЛЯ СОСТОЯНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Н. П. Данилкин

В кн. «Ионосферно-магнитная служба»
Под ред. Авдюшина С.И., Данилова А.Д.
Л.: Гидрометиздат, 1987. С. 46 – 78.

Адаптация статьи к условиям 2008 года была проведена для параграфа «вертикальное наземное радиозондирование» в части дигизонда с участием С.В. Журавлева, в части диназонда с участием Н.А. Заботина, а для спутникового радиозондирования с участием Н.Г. Котонаевой.

ВВЕДЕНИЕ

Первые эксперименты Брайта и Тьюва [1] по радиозондированию ионосферы, опубликованные в 1926 г., явились прямым доказательством существования проводящего электрического слоя в атмосфере Земли. Этим экспериментом была закончена бесплодная дискуссия о существовании в верхней атмосфере зеркала отражающего радиоволны обратно на Землю. Действительно, казалось бы, что еще в 1901 году после блестящего эксперимента Маркони, который передал букву «S» с помощью радиоволн через Атлантический океан, существование в атмосфере слоя, отражающего радиоволны, не должно было вызывать сомнений. Тем более, что в 1902 году в Британской энциклопедии появилась статья Хевисайда, в которой были рассмотрены основные вопросы распространения радиоволн в эксперименте Маркони, показана первая теория ионизации атмосферы солнечным излучением с образованием слоя, отражающего радиоволны. Однако, ведущие физики того времени не согласились с выводом о существовании в атмосфере Земли проводящего электрического слоя, отражающего радиоволны. Зоммерфельд провел обширные вычисления поля радиоволн на основе дифракции на сферической поверхности Земли и эксперимент Маркони стали трактовать как доказательство этой дифракции. И только эксперименты по радиозондированию явились тем доказательством, которое всех убедило в существовании ионосферы.

Если до начала эры радиозондирования даже проблемные публикации ученых о наличии ионосферы считались «вздорными» и не принимались в печать, то затем начинается лавинообразный рост числа научных статей, который в 20-х годах привел к значительному расширению объема экспериментальных исследований по ионосферному распространению радиоволн вследствие их резко возросшей практической значимости. Появляются первые ионосферные радиолaborатории, такие как Нижегородская лаборатория Бонч-Бруевича. На Западе появилась «Английская компания беспроволочной телеграфии». Шулейкин на основании анализа данных о распространении коротких волн делает вывод о существовании отражающего слоя на высоте 260 км и издает в 1923 г. первый учебник по распространению радиоволн с учетом влияния ионосферы [2].

В это же время создаются первые теории ионосферных слоев. Лармор в 1924 г. предположил, что ионосферу не следует считать проводником, а ее зеркальные свойства есть свойства диэлектрика, и основную роль в процессе отражения играют не электроны, а ионы. В 1926 г. Эпплтон и Барнетт опубликовали исследование, в котором ионосфера считалась проводящим слоем, основную роль в отражении играли электроны, а полученные соотношения для показателя преломления электромагнитных волн восходили к классической работе Лоренца «Теория электронов». В 1930–1932 гг. Шукин публикует свои исследования по анализу данных о напряженности поля и федингу на волнах КВ диапазона и приводит сыгравший впоследствии значительную роль метод расчета

напряженности поля в этих условиях [3]. В те же годы были проведены и опубликованы работы Чепмена и Крючкова по расчету ионизации как функции высоты в простейшем случае (простой слой): атмосфера состоит из одного газа, распределенного с высотой по барометрическому закону, а излучение Солнца – монохроматическое. В 1932 г. Эпплтон полностью закончил разработку основных положений магнито-ионной теории и получил выражение для комплексного показателя преломления [4], которое с тех пор практически не изменилось и известно как основная дисперсионная формула ионосферы. За цикл работ 1924–1932 гг. Эдварду Эпплтону в 50-е годы была присуждена Нобелевская премия. Работы Шулейкина, Эпплтона, Щукина, Крючкова, Чепмена, Байнона послужили теоретическим фундаментом для широкого распространения ионосферных исследований и их практического использования. Метод радиозондирования при этом становился главным рабочим инструментом и для ученых, и для инженеров, занимающихся вопросами практического использования ионосферных радиоволн [5].

В 30-е годы метод радиозондирования был окончательно развит. Возникает целая сеть лабораторий, которые в разных геофизических условиях начинают систематические наблюдения ионосферы. После лаборатории Бонч-Бруевича возникает ионосферная станция в Томске; ионозонд для нее изготавливает Булатов и за его изобретение получает авторское свидетельство. В это же время Лихачев публикует первый «Альбом ионограмм вертикального зондирования» – «картинки по Лихачеву». Создают ионозонды и проводят исследования методом радиозондирования: в Ростове-на-Дону – Чавдаров (который также создает в 1939–1940 гг. первую станцию по измерению поглощения радиоволн [6]), в Москве – Казанцев, в Ленинграде – Заборщиков. В Англии проводит радиозондирование Радиоисследовательская станция в Слау (Лондон) и Кэвендишская лаборатория в Кэмбридже, в США – Институт Карнеги и Бюро Стандартов.

Послевоенный период характеризуется огромной активностью в области вертикального радиозондирования ионосферы. Появляется большое число автоматических ионозондов промышленного изготовления: в СССР – АИС, в Германии – SP-3, в США – C-4 и др. На основе этих ионозондов возникает мировая сеть ионосферных станций, которая по стандартным, согласованным в международном масштабе программам проводит регулярные, одновременные и однотипные измерения методом вертикального радиозондирования ионосферы приблизительно в 150 точках. Создается консультативная группа по мировой сети ионосферных станций при Международном научном радиосоюзе (УРСИ), которая выпускает специальное руководство УРСИ по интерпретации и обработке ионограмм вертикального радиозондирования ионосферы [7]. Единая инструкция по обработке и одновременные измерения на всем земном шаре, в том числе и по специальным программам, создание сети Мировых центров данных (МЦД), аккумулирующих и распространяющих данные вертикального радиозондирования по запросам всех желающих, быстро продвигало ионосферную науку.

Выведение ионозонда вертикального радиозондирования на орбиту ИСЗ, которое произошло всего через 5 лет после начала космической эры, знаменовало появление новых возможностей старого метода. Целая серия космических ионозондов позволила в дальнейшем получить всеобъемлющие сведения о морфологических особенностях и свойствах внешней части земной ионосферы.

ХАРАКТЕРИСТИКА И ТИПЫ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ СИСТЕМНОЕ РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ

В настоящее время радиозондирование не только не утратило своего ведущего положения в системе методов контроля состояния ионосферы, но практически превращается в метод контроля всей околопланетной среды. Происходит это вследствие того, что ионосфера как среда занимает ключевое место в изучении физики околоземной плазмы, так как, с одной стороны, ее можно рассматривать как тонкий и относительно хорошо проводящий слой, в котором замыкаются токовые системы обширных областей земной магнитосферы и экзосферы. С другой стороны, ионосфера, непосредственно соприкасаясь с нейтральной атмосферой, воспринимает от нее различного вида колебания, тепловые потоки, движения электрических зарядов (например, молнии снизу вверх). Таким образом, диагностика состояния ионосферы не только приносит традиционно известные сведения об условиях распространения радиоволн в околоземном пространстве, но и позволяет следить за процессами состояния и перестройки внешних областей земной атмосферы по изменению их токовых систем, поскольку обширные пространства магнитосферы связаны системой вертикальных токов с наиболее проводящей частью атмосферы — ионосферой — и их изменения сказываются на состоянии ионосферы. В то же время наблюдения ионосферы позволяют контролировать мно-

гие процессы в нижних непроводящих слоях (стратосферное потепление, атмосферные волны и т.п.), так как колебательные процессы, усиливаясь при прохождении этих слоев атмосферы, передаются в верхние проводящие слои, где легко регистрируются радиофизическими способами. Более того, следя за состоянием ионосферы, можно контролировать колебания земной поверхности (землетрясения, сильные взрывы).

Причина, по которой радиозондирование занимает ключевое место в ионосферных измерениях, являясь беспрецедентным по точности, проста: **информацию приносит резонансное отражение радиоволн от структурных особенностей ионосферы**. Условием резонансного отражения является равенство частоты диагностирующей радиоволны и плазменной частоты ионосферных областей. Следовательно, радиозондирование есть наблюдение состояния плазменной среды с помощью радиоволн, когда относительная комплексная диэлектрическая проницаемость плазмы (ϵ') близка к нулю или равна ему. Радиозондирование отличается от других способов диагностики ионосферы – метода частичных отражений, метода когерентного и некогерентного рассеяния радиоволн, различных фазовых методов, таких как дисперсионная интерферометрия, доплеровские измерения и т.п., – именно тем, что только в нем используется равенство нулю комплексного фазового коэффициента преломления ионосферы

$$\epsilon'(\omega) = (n - i\chi)^2 \approx 0,$$

где n и χ – коэффициенты преломления и поглощения волны соответственно.

На рис. 1 представлена схема, которая иллюстрирует соотношение различных методов контроля состояния ионосферы с помощью радиоволн.

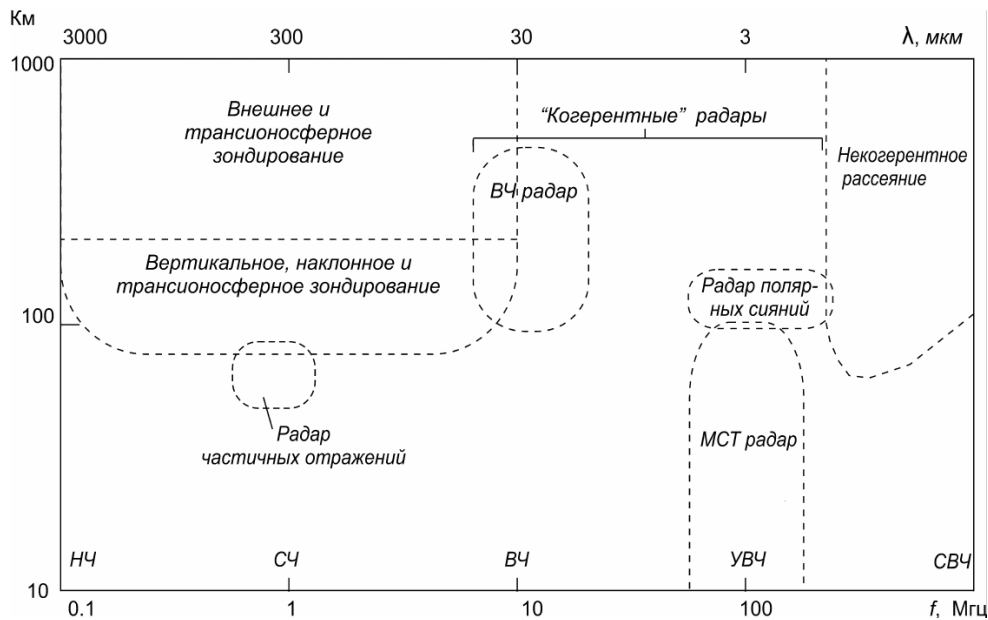


Рис.1. Современные радиоволновые методы контроля состояния ионосферы.

Плазма является чувствительным датчиком практически всех атмосферных процессов, происходящих на пути следования луча радиозондирования, а отражение радиоволн или прохождение насквозь на самой границе «прозрачности» ионосферы обеспечивает диагностику атмосферных параметров с чувствительностью, не имеющей себе равных. Ионозонды легко позволяют получить большое отношение сигнал/шум даже без длительного накопления сигнала. При полном отражении, зная частоту зондирующего сигнала, можно измерять концентрацию электронов как функцию высоты с очень высокой точностью.

Получение полной геофизической информации из каждого отраженного или прошедшего насквозь сигнала, которое может легко и быстро делать компьютер, включенный в состав ионосферного комплекса, означает анализ не только групповой задержки как функции частоты – измерения, традиционного для ионозонда – но и геофизическую интерпретацию таких радиофизических параметров, как амплитуда, фаза, поляризация, доплеровский сдвиг. Эти данные могут быть преобразованы в сведения об атмосфере, которые часто невозможно получить никакими другими способами. Радиозондирование позволяет получать информацию о процессах любой длительности, начиная с нескольких десятилетий (напомним, что первые ионосферные измерения проводились более полу-

века назад) и кончая процессами, длящимися доли секунды. В особых естественных ситуациях (например, солнечное затмение) или в ситуациях, создаваемых искусственно, когда в ионосфере появляются сложные облачные образования с повышенной или пониженной концентрацией электронов, измерения вблизи границы прозрачности ионосферы обеспечивают детальный «осмотр» структурных особенностей этих образований.

Современное радиозондирование, осуществляемое из одного пункта, включает в себя четыре вида радиозондирования: вертикальное – наземное (ВЗ), наклонное (НЗ), внешнее (ВнЗ) и трансионосферное (ТИЗ). Сюда может быть подключено также возвратно-наклонное зондирование (ВНЗ), которое может осуществляться тем же радиофизическим комплексом. Однако из физических соображений его (оно основано на «рассеянии радиоволн назад», а не на условии $\varepsilon' \approx 0$), также как и наклонное зондирование представляется более целесообразным рассматривать отдельно.

Ясно, что при этом из одного пункта можно получить информацию о явлениях различной пространственной протяженности, начиная с размеров, сравнимых с длиной волны ($\lambda \approx 50$ м), и кончая размерами, намного превышающими размеры первой зоны Френеля, т.е. по горизонтали сравнимыми с высотой внутренней ионосферы (~ 200 км). Это касается метода ВЗ. Если же пункт оборудован дополнительно устройствами для приема сигналов ВнЗ и ТИЗ, то при высоте орбиты ИСЗ порядка 1000 км из этого пункта можно наблюдать за состоянием ионосферы на расстояниях, достигающих 5000 км.

Таким образом, можно сформулировать основные принципы использования метода радиозондирования, которые позволяют наиболее полно реализовать все его преимущества.

1. Измерительная система должна быть устроена таким образом, чтобы обеспечивалась синхронная и синфазная частотная перестройка передающих и приемных устройств всех четырех видов зондирования – ВЗ, НЗ (см. ниже), ВнЗ, ТИЗ.

Примечание. Некоторые станции ВЗ оснащены устройствами, которые позволяют принимать также ионограммы наклонного зондирования – НЗ. Например, сеть станций Австралии, таким образом, имеет больше контролируемых областей, чем она бы имела только от станций ВЗ.

2. Сочетание измерительных средств и вычислительной техники должно позволять получать частотные зависимости всех радиофизических характеристик каждого прошедшего ионосферу сигнала (групповая задержка $h'(f)$, амплитуда $A(f)$, фаза $\Phi(f)$, доплеровский сдвиг частот $\Delta\varphi(f)$, поляризации). Из этих измерений должна быть получена вся геофизическая информация. Неполнота полученной геофизической информации ведет к ухудшению количественных характеристик различных групп самой информации.

3. Необходим глобальный мониторинг ионосферы на основе органического синтеза региональных мониторингов, объединенных с помощью той части системы, которая базируется на использовании спутников, находящихся на полярных или солнечно-синхронных орбитах.

Указанные требования определяют и ограничивают систему методов радиозондирования, которые позволяют на основе либо резонансного отражения радиоволн, либо просвечивания насквозь на частотах, несколько больших граничной частоты просвечивания ионосферы проводить мониторинг планетарной ионосферы в диапазоне высот примерно 70–1000 км. При этом для определения параметров каждой характерной области ионосферы выбирается тот метод зондирования, который оптимально решает задачу наблюдения именно этой области. Заметим, что введение в систему метода ТИЗ делает последнюю замкнутой. Таким образом, налицо все признаки, позволяющие трактовать данный метод как метод системного радиозондирования.

ВЕРТИКАЛЬНОЕ НАЗЕМНОЕ РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ

Основным методом системного радиозондирования является метод вертикального радиозондирования с поверхности Земли, а принципиальной основой аппаратных решений для всей системы в целом является аппаратура вертикального зондирования. При этом аппаратные решения для ВЗ фактически на каждом этапе развития определяли схемы наклонного, внешнего, возвратно-наклонного и трансионосферного зондирования. Поэтому целесообразно более тщательно рассмотреть принципы аппаратных решений ионозондов ВЗ и основы обработки их данных.

Ионозонд есть радиолокатор, измеряющий высоту отражения радиоволн различной частоты в диапазоне плазменных частот ионосферы. Прибор должен создать радиосигнал, подходящей формы для измерения высоты, излучить его в пространство преимущественно вверх (с поверхности Земли), принять отраженный от ионосферы эхо-сигнал, обработать его и представить наблюдателю в удобной для анализа форме. Фактически измеряется не высота отражения радиоволн, а время, в те-

чение которого радиоволны достигают своего уровня отражения и возвращаются обратно. Умножив его на скорость света в вакууме, наблюдатель и получает высоту отражения. В связи с тем, что скорость радиоволн в плазме меняется в зависимости от многих факторов, полученный результат не есть истинная высота отражения, а несколько большая величина, которую принято называть «действующей» высотой. Для получения истинной высоты отражения радиоволн различных частот необходимо произвести расчеты, которые обычно называют расчетом Nh -профиля ионосферы.

Основная характерная черта аналоговых ионозондов заключалась в следующем: рабочая частота в диапазоне плазменных частот ионосферы меняется непрерывно либо за счет движений механических деталей (например, вращается одна из «пластин» конденсатора), либо тем или иным электрическим способом. При этом импульсный генератор модулирует эту частоту так, чтобы на выходе имела последовательность заполненных медленно меняющейся частотой импульсов необходимой длительности (обычно 100 мкс). В этой схеме простая синхронизация возможна только для случая вертикального радиозондирования. Схемы же наклонного, а особенно трансionoсферного зондирования отличаются повышенной сложностью. Уже в рамках аналоговых схем были созданы первые поляризационные ионозонды, т.е. такие, в которых можно отдельно получать параметры обыкновенной и необыкновенной волн. С одной стороны, их использование существенно упростило анализ ионограмм и расчет $N(h)$ -профилей, что оказалось особенно важным для случаев сложной «облачной» структуры ионосферы, характерной для активных экспериментов. С другой стороны, они позволили анализировать частотную зависимость амплитуды сигнала, отраженного от области F ионосферы, в условиях отсутствия поляризационного фединга. Это привело к появлению методов экспериментального определения профилей частоты соударения электронов во всем высотном диапазоне внутренней ионосферы.

Дальнейшее совершенствование аппаратуры ВЗ связано с развитием цифровых ионозондов. Их основное отличие от аналоговых заключается в том, что управление характеристиками ионозонда и анализ получаемой информации осуществляется компьютером, входящим в состав аппаратуры. Для цифровых ионозондов характерно наличие цифрового синтезатора частоты. В СССР были созданы семейство цифровых ионозондов «Базис», ионозонды «Сойка», «Авгур», Бизон, Парус; на Западе – ионозонды 128, 256, 610M1, DPS-4, CADI, IPS-71. Следует особенно отметить, что анализ цифровых ионограмм естественным образом позволяет расширить число измеряемых ионосферных «радиофизических» параметров. Теперь регистрируется не только действующая высота или глубина отражения, но и одновременно измеряются частотные зависимости амплитуды сигнала, фазы, доплеровского сдвига, поляризации и т.п. Эта дополнительно получаемая информация в значительной степени увеличивает полезность проводимых измерений, так как потенциально каждый из указанных радиофизических параметров определяет тот или иной геофизический параметр.

В настоящее время условно можно выделить три основных направления в использовании цифровых ионозондов.

1. Дигизонд (Аббревиатура английского названия «Digital Integrating Goniometric Ionospheric Sounding».) Наиболее отчетливо представлен современной аппаратурой «DPS-4», выпускаемой Центром атмосферных исследований Лоуэллского университета США [8,22].

Портативный ионозонд DPS-4 является одним из наиболее современных и распространенных средств радиозондирования ионосферы. DPS-4 состоит из основного блока; монитора; 2-х передающих антенн; 4-х приемных антенн с поляризационными ключами; GPS-приемника и блока батарей резервного питания.

Основной блок включает в себя два компьютера, передатчик, четыре приемника, и сигнальный процессор. Основной компьютер управляет процессами приема и передачи, считывает данные из выходного буфера сигнального процессора, осуществляет преобразование данных в необходимый формат, записывает данные на жесткий диск вспомогательного компьютера. Вспомогательный компьютер осуществляет вторичную обработку данных, записывает данные на жесткий диск, на CD-диск, пересылает данные на сервер через FTP-канал.

Отличительной особенностью ионозонда DPS-4 является его малая мощность, в ионозонде используются два передатчика мощностью по 150 Вт каждый. Тем не менее, за счет специальных методов обработки сигнала удается достичь достаточно высокого отношения сигнал/шум (с/ш).

Поскольку волна, отраженная от ионосферы, имеет левую (обыкновенная компонента) либо правую (необыкновенная компонента) круговую поляризацию, передающие и приемные антенны настраиваются на левую либо правую круговую поляризацию одновременно, что дает дополнительный выигрыш в 3 дБ в отношении с/ш. Настройка передающей системы осуществляется излучением, с 2-х взаимно перпендикулярных антенн, сигналов, сдвинутых по фазе на $\pm 90^\circ$. Приемная

система DPS состоит из 4-х антенн, каждая из которых представляет собой две скрещенные ортогональные рамки размером 1.6x1.4 м. Настройка на круговую поляризацию осуществляется сложением сигналов с двух рамок со сдвигом фаз $\pm 90^\circ$. Кроме выигрыша в отношении с/ш поляризационное согласование позволяет разделять обыкновенную и необыкновенную компоненты, что существенно облегчает интерпретацию экспериментальных данных.

Вместо традиционного прямоугольного импульса в DPS-4 используются 2 фазоманипулированных комплиментарных кода. За счет согласованной обработки исходный код длительностью 533.33 мкс сжимается в треугольный импульс длительностью 33.33 мкс, при этом отношение с/ш возрастает в 32 раза (на 15 дБ).

В DPS-4 используется когерентное накопление, основанное на том, что в течении некоторого интервала времени фазы сигналов, отраженных от ионосферы меняются линейно по времени. В этом случае появляется возможность когерентного сложения сигналов с компенсацией фазовых сдвигов, что повышает отношение с/ш пропорционально количеству суммируемых сигналов. Когерентное доплеровское интегрирование принимаемых сигналов осуществляется на основе дискретного преобразования Фурье, максимальный ожидаемый выигрыш в с/ш – 128 (21дБ)

Кроме выигрыша в отношении с/ш когерентное доплеровское интегрирование позволяет измерять доплеровский сдвиг частоты.

Для повышения отношения с/ш в ионозонде предусмотрен система поиска частот с минимальным уровнем помех. Перед зондированием ионозонд измеряет уровень помех, как на заказанной частоте, так и на соседних частотах с выбранным шагом. В итоге поиска для зондирования выбирается частота с минимальным уровнем помех.

Приемная система DPS состоит из 4-х антенн, три антенны расположены в вершинах равностороннего треугольника со стороной 60 м, одна – в центре этого треугольника (Рис.3). Разнесенный прием позволяет измерять вертикальный θ и азимутальный ψ углы прихода отраженной от ионосферы волны:

Сигнальный процессор осуществляет первичную обработку принятого сигнала на промежуточной частоте 225 кГц. Итогом оцифровки являются квадратуры сигнала.

Полный набор измеряемых на ионозонде параметров включает:

- амплитуду (максимальное разрешение 3/4 дБ);
- фазу (максимальное разрешение $2\pi/256$ рад);
- задержку (максимальное разрешение 16.66 мкс);
- доплеровский сдвиг частоты (максимальное разрешение 0.024 Гц);
- вертикальный угол прихода;
- азимутальный угол прихода.

Вторичная обработка состоит из согласованной обработки сигнала и когерентного доплеровского интегрирования. Итогом вторичной обработки является набор доплеровских спектров F_{mjkn} где m – номер доплеровской линии, k – номер высотного отсчета, j – номер антенны, n – номер действующей высоты. В дальнейшем эта информация записывается или в виде собственно набора спектров (при измерениях скорости дрейфа ионосферной плазмы), или в виде ионограмм (при измерении профиля электронной концентрации). Основу ионограммы представляет матрица амплитуд A_{nk} . В дополнение к амплитудной информации записываются значения доплеровского сдвига.

Диагностика ионосферы состоит из восстановления профиля электронной концентрации и измерения скорости дрейфа ионосферной плазмы.

Восстановление профиля электронной концентрации осуществляется на основе обработки ионограмм. Обработка состоит из 2-х частей:

1) Выделение треков, построение высотно-частотной характеристики $h'(f_n)$, соответствующих E, F1 и F2-слою ионосферы.

2) Восстановления профиля электронной концентрации.

Используется модель E-F-долины, построенная на основе данных некогерентного рассеяния. При отсутствии E-трека на ионограмме используется модельный параболический E-слой. Выше высоты максимума профиль прописывается слоем Чепмена.

Измерение скорости дрейфа ионосферной плазмы основано на измерении характеристик сигналов, отраженных от ионосферных неоднородностей. Предполагается, что неоднородности движутся как единое целое, т.е. с одинаковой скоростью и в одинаковом направлении.

Регистрация доплеровских спектров позволяет:

- 1) разделять сигналы, отраженные от различных неоднородностей;

2) измерять доплеровские сдвиги частоты сигналов fd ;

3) измерять разность фаз между сигналами, принятыми на различные антенны и вычислять вертикальный θ и азимутальный ψ углы прихода, которые отождествляются с направлением на неоднородность.

Доплеровские сдвиги частоты fd определяют лучевую скорость движения неоднородности $v=fd\lambda/2$, которая связана с компонентами скорости дрейфа (V_x, V_y, V_z) следующим соотношением:

$$v = V_x \sin \theta \cos \psi + V_y \sin \theta \sin \psi + V_z \cos \theta$$

При наличии сигналов, отраженных от 3-х неоднородностей, компоненты (V_x, V_y, V_z) вычисляются решением линейной системы из 3-х уравнений, при наличии сигналов, отраженных более от 3-х неоднородностей. Компоненты (V_x, V_y, V_z) вычисляются методом наименьших квадратов. Следует отметить, что для вычисления скорости дрейфа необходимо, наличие сигналов, отраженных, как минимум, от 3-х неоднородностей. Это требование успешно реализуется на полярных и субполярных ионосферных станциях, и далеко не всегда выполняется для среднеширотных

2. Диназонд (динамический цифровой ионозонд), [9,13,17,18]. Наиболее яркий современный представитель – Диназонд 21. Предназначение – реализация всех возможностей полного внутреннего отражения ВЧ радиосигналов для прецизионной диагностики динамических процессов и структурных особенностей ионосферной плазмы. Главные особенности идеологии Диназонда реализованы в присущих ему методах обработки данных. Успешное развитие идеологии и методов Диназонда стало возможным благодаря удачному инженерному решению последнего ВЧ Радара разработанного в NOAA, в период с 1975 по 1983 годы [14]. Его наиболее известный экземпляр работает в международной обсерватории EISCAT Тромсё. Значительными преимуществами этого старого инструмента были: высокое разрешение I,Q данных на выходе цифровых приемников и их широкий динамический диапазон; разнообразные возможности для калибровки; внимательное отношение к минимизации излучаемых помех; хорошие линейные характеристики подсистем генерирующих и усиливающих сигнал; характеристики антенн; качество приемных трактов; цифровое определение данных. ВЧ Радар разработанный в США и недавно установленный в ряде мест (на полигоне NASA Wallops Flight Facility в Вирджинии, на ионосферной станции Томского Государственного Университета, на станции NOAA в Боулдере, Колорадо), стремится развить успех старого инструмента, добавляя много новых полезных качеств [12,15]. Это полностью цифровая радарная система, которая допускает очень гибкое программирование. Впервые в практике Диназондов она обеспечивает число параллельных приемников равное числу приемных антенн (по 8). Это означает, что физические параметры радиоэхо, те которые зависят от частоты и времени (дальность, Допплер), и те которые зависят от пространственного расположения антенн (углы прихода, поляризация), могут вычисляться полностью независимо друг от друга.

Основное отличие диназонда от дигизонда состоит в том, что диназонд не преобразовывает временные вариации фазы в частотный спектр, вместо этого каждый отраженный от ионосферы сигнал рассматривается как индивидуальный объект («радиоэхо»), который характеризуется рядом физических свойств. Естественный физический объект – радиоэхо – полностью заменяет в идеологии Диназонда более грубое понятие «ячейки в пространстве дальность-частота», берущее начало в «по-пиксельном» подходе к обработке старых аналоговых ионограмм. Такой подход обеспечивает очень хорошую статистику результатов и высокую точность всех измеряемых параметров радиоэхо. Разность фаз между несколькими (от 4 до 8) импульсными сигналами, излучаемыми со специально подобранными небольшими смещениями по частоте и полученными с нескольких (4–8) антенных приемных каналов, используется для распознавания радиоэхо и определяет семь его параметров. Важнейшие из них – «доплер» (± 3 м/сек), групповой путь (рассчитываемый с помощью прецизионного метода стационарной фазы, ± 100 м), отклонение эхо-сигналов к северу и к востоку (± 1 км), поляризация ($\pm 1^\circ$), амплитуда (± 1 дБ). (Указаны не теоретические пределы разрешения, а средние практические погрешности для высокоширотной станции EISCAT Тромсё, которые определяются уровнем возмущенности ионосферы.) Избыток измеряемых разностей фаз используется для реализации второго основополагающего принципа работы диназонда – объективной оценки погрешности измерений. Оценка погрешностей определяемых физических параметров дает дополнительные физические параметры каждого эхо-сигнала. Так, пространственные фазовые отличия второго порядка в пределах принимающей антенной решетки служат одновременно и особыми количественными характеристиками погрешности определения направления прихода сигнала и в то же время описанием пространственной кривизны формы волны. Режим зондирования Диназонда и форма излучаемого импульса специально подобраны так, чтобы минимизировать помехи другим пользователям радио спектра.

Диназонд позволяет реализовать разнообразные и изощренные методы обработки данных высокого уровня. Благодаря точности физических параметров и количеству распознанных Диназондом радиоэхо процедуры автоматической классификации эхо в «следы» и последующего их отбора эффективно пользуются критериями основанными на физике процесса распространения радиоволн в плазме, а не абстрактными методами обработки изображений. Процедуры инверсии получают входные данные в наиболее оптимальном виде. Научными продуктами Диназонда являются: надежное автоматическое определение стандартных ионосферных параметров, трехмерная инверсия электронной концентрации методом NeXtYZ [16], диагностика спектра мелкомасштабных неоднородностей методом структурной функции фазы [15,17] и векторные скорости движения ионосферных слоев [13], все получаемые в стандартном режиме работы, непосредственно из данных сеанса многочастотного радиозондирования.

В диназонде впервые реализуется качественный скачок в диагностике ионосферы. От характеристики ионосферы как плоскостной среды, при которой все изменения имеют только вертикальный градиент, к характеристике ионосферы как «клиновидностратифицированной», или «клиновиднослоистой» среды. В такой среде поверхности равной плотности плазмы представляются для небольших инкрементов плазменной частоты наклонными сегментами плоскостей. Наклон каждой единичной плоскости характеризуется двумя горизонтальными компонентами вектора нормали к поверхности плазменной плотности, который определяет локальное направление полного градиента в слое. Распространение зондирующих сигналов в клиновиднослоистой ионосфере принципиально трехмерное, что соответствует реальным наблюдениям. На рис. 2 показан пример трехмерного распределения точек отражения эхо-сигналов. Каждая точка есть конец вектора группового пути, который вычисляется на основе измеренного направления прихода эхо-сигнала и имеет длину равную половине группового пути.

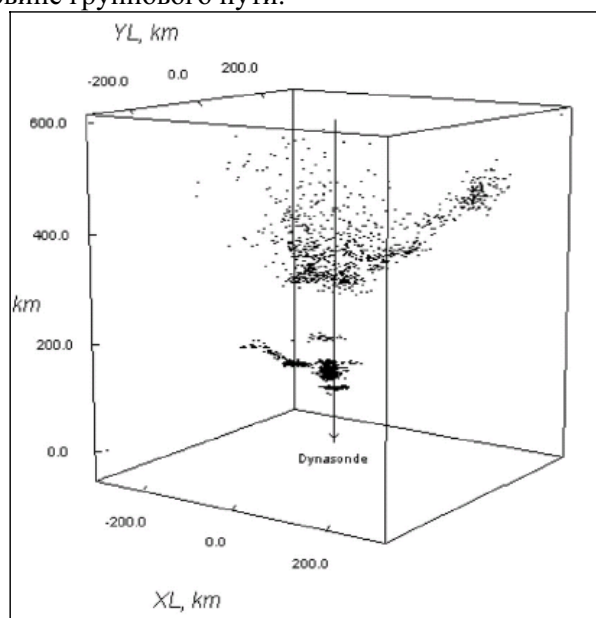


Рис. 2. Трехмерное распределение точек отражения эхо-сигналов для диназонда в Тромсё (международная обсерватория EISCAT Tromso).

Существенные неопределенности связаны с наличием средне- и мелкомасштабных неоднородностей в ионосфере, которые непосредственно не описываются клиновиднослоистой моделью. Оценки таких неопределенностей являются естественным продуктом описанной выше инверсионной процедуры. Успех процедуры оптимизации измеряется конечным значением суммы квадратов невязок для соответствующего клина. Чем она меньше, тем точнее решение. Однако минимальное значение разницы никогда не достигает нуля. Оно рассматривается как статистическая характеристика оставшегося локального расхождения между набором данных и решением. Это готовая оценка локальной неопределенности инверсии. Переведенная из действующей дальности в реальные высоты, величина неопределенности может быть представлена вдоль оси высот. Оценка неопределенности плазменной плотности также легко достигается так как плазменный градиент известен вдоль всего профиля. На рис. 4а и 4б представлены две ионограммы, полученные системой обработки данных «Диназонд 21» [16]. На них также нанесены и соответствующие результаты инверсии профилей

Истинное положение точек отражения определяется рефракцией в неоднородной ионосферно-магнитной плазме. В «прямой задаче» производится расчет траекторий, если плазменное распределение известно во всех трех измерениях. В «обратной задаче» расчет траекторий становится компонентой в процедуре согласования (оптимизации) пространственного распределения электронной плотности с измеренными параметрами эхо-сигналов. На рис. 3 показаны символические траектории сигналов и геометрия задачи оптимизации. При этом восстанавливаются параметры параметрической модели, которая локально описывает и вертикальные и горизонтальные градиенты плотности ионосферной плазмы.

Базовые параметры эхо-сигналов диназонда переопределяются в процедуре наименьших квадратов, что дает их формальные погрешности. Однако более су-

плазменной плотности в одном из стандартных представлений данных диназонда. Другие получаемые диназондом графики (доплер, поляризацию, параметр ошибки, параметры эхо-локации) здесь не показаны. Ионограмма на рис. 4а относится к спокойным ионосферным условиям. Ионограмма на рис. 4в относится к средне возмущенным условиям.

Важной характеристикой предлагаемого в Диназонде 21 метода оценки погрешностей инверсии является то, что он производит результат специфичный не только для каждой ионограммы, но и для каждого конкретного участка выдаваемого $N(h)$ -профиля, что хорошо демонстрируют приведенные ионограммы.

Наряду со стандартным, возможен широкий спектр специальных режимов работы диназонда. Возможна реализация режима радиозондирования при котором он адаптируется к текущим ионосферным условиям.

Работа диназонда, функции управления, сохранения и передачи данных реализованы на основе современных компьютерных методов в наборе программ Диназонд 21. Этот пакет программного обеспечения протестирован в ходе многолетней работы в реальном времени с данными старых Диназондов. Методы анализа Диназонда 21 зарекомендовали себя не только как точные и адаптируемые для многих исследовательских целей, но и как весьма устойчивые – свойство важное для оперативных применений систем ионосферного зондирования. С ноября 2007 года данные производимые в реальном времени новыми радарными, упомянутыми выше, обрабатываются этим программным обеспечением.

3. Кинезонд. Основан на использовании множества разнесенных приемников, оснащенных элементами традиционного цифрового ионозонда. Он предназначен для определения ионосферных движений (дрейфов) и позволяет изучать размеры, форму, анизотропию, время жизни неоднородностей, т.е. так называемую «тонкую» структуру ионосферы. Основные идеи кинезонда после 80-х годов были воплощены при создании Диназонда. После 2000 года самостоятельного значения не имеет.

Повышение точности отсчета действующей высоты в ионозондах может быть достигнуто в так называемых фазово-девиационных ионозондах [10] повышенной точности, в которых производятся измерения фазового сдвига $\Delta\varphi$ между земной и отраженной от ионосферы волной при известном изменении частоты Δf . Действительно,

$$h' = c \int \frac{dz}{u} = \frac{\partial}{\partial \omega} \int (\omega n) dz = \frac{c}{4\pi} \frac{\partial \varphi}{\partial f},$$

где u – групповая скорость, n – показатель преломления, h – фазовая высота. Если значение Δf выбрано таким, что изменением на этом участке величины $h'(f)$ можно пренебречь, то нетрудно показать, что

$$h' = \frac{c}{4\pi} \left(\frac{2\pi S}{\Delta f} + 2 \right)$$

где S – количество кратных 2π поворотов фазы на участке Δf , $2\Delta f$ – коэффициенты в разложении $\varphi(f + \Delta f)$ по Δf . При использовании импульсов длительностью ~ 50 мкс S определяется однозначно, т.е. первое слагаемое в формуле выводится из измерений высот h' по групповым запаздываниям, оцениваемым с точностью более 10 км. При этом ошибка dh' в измерении h' определяется вторым членом. Если изменение φ можно измерить с точностью в 1 радиан $\delta\alpha \cdot \delta f \cong 1$, то оценка систематической ошибки:

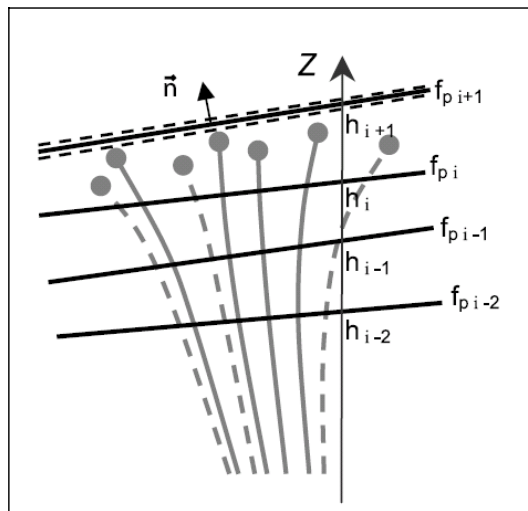


Рис. 3. Геометрия задачи оптимизации. Каждая итерация процедуры оптимизации требует расчёта группового времени распространения для всех эхосигналов, отражённых в пределах текущего клина. Это делается при помощи численного расчёта траекторий, где в качестве начальных условий взяты измеренные углы прихода. Символические изображения траекторий сигналов (сплошные линии – обыкновенная компонента; пунктирные линии – необыкновенная компонента) и соответствующих точек отражения показаны на этом рисунке в двухмерной проекции. Два уже определённых клина и граница текущего ($i+1$) самого верхнего клина также показаны.

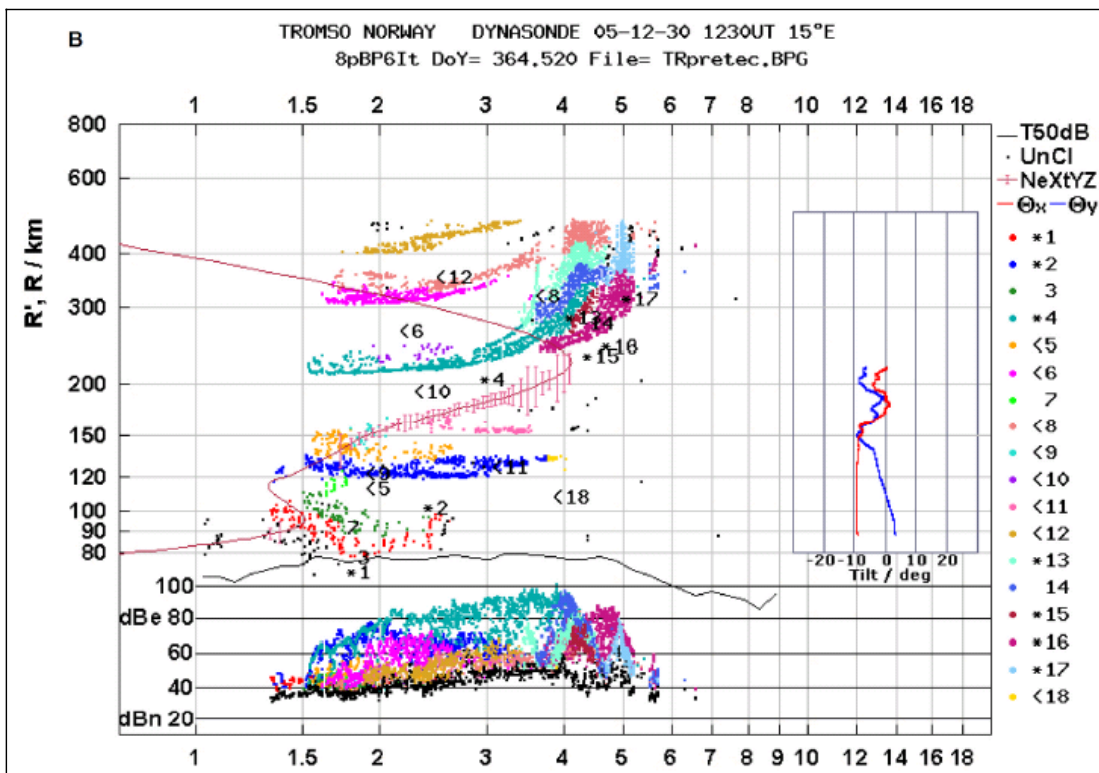
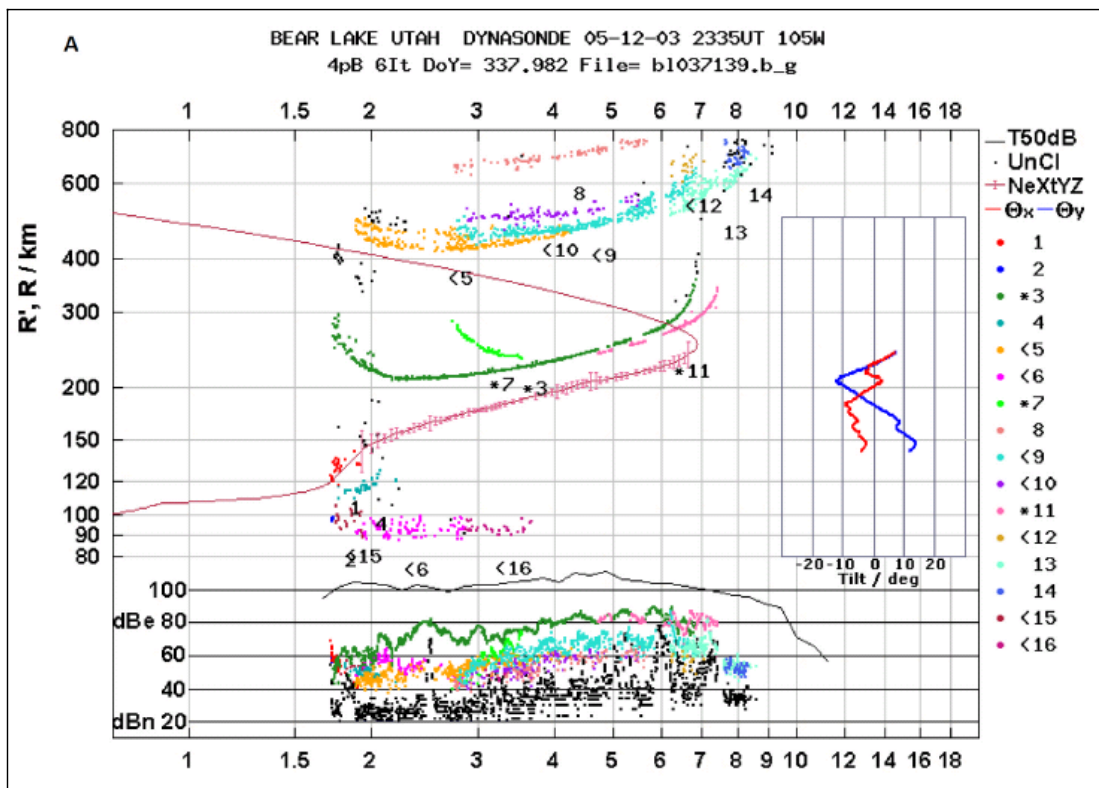


Рис.4. Ионограммы «а» и «б» представлены в (неполном) стандартном формате представления данных диназонда (другие графики, показывающие Доплер, эхолотации, поляризацию и параметр ошибки, не приведены). Групповой диапазон эхосигналов и частота сигнала показаны в логарифмических координатах; цвета помечают классы эхосигналов или «следы». Амплитуды в децибелах для радиоэхо (цветные точки) и шума (чёрные) и калибровочная кривая амплитуды расположены внизу графика. Вставка, разделяющая те же высотные координаты, что и вертикальный профиль, показывает локальные углы наклона полного градиента плотности в магнитных меридиональной (красная линия) и зональной (голубая) вертикальных плоскостях. Оценки неопределенностей профиля (а) невелики в спокойной ионосфере и (в) становятся больше в присутствии «диффузного слоя F».

$$\delta h' \sim \frac{c\delta\alpha}{4\pi} \approx \frac{c(\delta\alpha\Delta f)}{4\pi\Delta f} \approx 1,7 \text{ км}$$

Если частота f меняется N раз скачками по Δf и h' не меняется в частотном интервале $F=N\Delta f$, то систематическая ошибка $\delta h'$ уменьшается в N раз. В случае если $h'(t)$ не постоянна на Δf , следует учитывать квадратичные члены в разложении $\varphi(f+\Delta f)$. При этом оценка $\delta h'$ в типичных условиях для E-слоя дает значение около 300 м. Эта оценка является грубой. Для получения более точной оценки необходимо учесть не только систематическую, но и статистическую ошибку измерений. Это можно сделать для случая, когда измерение $h'(f)$ производится по графикам изменения фазы в зависимости от частоты. Измерение фазы связано как с систематическими, так и со случайными ошибками из-за наличия тонкой структуры ионосферы. В таблице приведены оценочные значения ошибки измерения для $\Delta f = 15$ кГц [20].

Значения полной величины ошибки измерения действующей высоты

Слой	Полутолщина, км	Критическая частота, МГц	Ошибка измерения, м	
			по [23]	по [8]
F2	30	5	94	190 (τ = 8)
E	10	3	88	175 (τ = 8)
E	1	4	26	100 (τ = 25)

Наряду со случайной ошибкой при измерении фазы и систематической ошибкой, обусловленной непостоянством h' , во всем измеряемом диапазоне существует систематическая аппаратная погрешность (например, систематическая фазовая задержка в аппаратуре). Оценки показывают, что ошибка в h' в этих случаях составляет примерно 10 м, т.е. пренебрежимо мала [10].

Приведенные выше оценки ошибки измерения h' основаны на дифференцировании измеряемой фазы φ по частоте так называемым методом определения среднего наклона. Кроме этого метода, существуют еще методы сглаживания и метод преобразования Фурье. Последний представляется более перспективным, так как позволяет проводить в реальном времени обработку данных используя специальные процессоры быстрого преобразования Фурье (БПФ). При этом для частотных сегментов ~ 300 кГц точность отсчета h' составляет около 250 м. Следует также отметить, что при использовании БПФ точность определения h' не зависит от шумов и помех других радиостанций. Таким образом, ионозонды повышенной точности, созданные на основе девиационно-фазовых соотношений, позволяют измерять групповые задержки с более высокой (на порядок) точностью, чем обычные ионозонды. Этот факт в сочетании с их малой зависимостью от помех делает их перспективными устройствами системы контроля ионосферы.

Вопрос точности отсчета основных характеристик ВЗ действующей высоты, критической частоты различных слоев E, F1, F2, всей кривой $h'(f)$, а также точности определения максимальной применимой частоты (МПЧ) является сложным. В аналоговых устройствах считается необходимым достижение следующей точности: для слоев E и Es $\Delta h = \pm 2$ км, области F $\Delta h = 5$ км, для слоя E, Es $\Delta f = 0,05$ МГц, для области F $\Delta f = 0,1$ МГц и M (3000) = 0,05. Следует отметить два момента. Во-первых, относительная точность отсчета может быть выше, так как она определяется точностью отсчета значений по ионограммам, а не абсолютной точностью измерений. Во-вторых, в аналоговом оборудовании лучших типов достижима большая точность ($\delta h' = \pm 1$ км). Наконец, следует отметить, что точность отсчета значений $h'(f)$ -кривой неодинакова в разных частях ионограммы и в принципе для задач диагностики околоземной плазмы следует рассматривать не ее, а точность конечного определения $N(h)$ -профиля.

Реальный $N(h)$ -профиль ионосферы является непрерывным, и при его определении наиболее существенна методика учета так называемой «ненаблюдаемой» ионизации. Это два участка (три участка, если учитывать и область ионосферы выше h_{\max}) $h'(f)$ кривой, один из которых расположен ниже минимального порога частоты данного ионозонда f_{\min} . Второй связан с «долиной», т.е. областью ионизации между областями E и F, где существуют меньшие значения N , чем в максимуме слоя E. Комбинированная методика приносит наибольший успех. Она состоит в использовании наилучшим образом сочетающихся методов. Именно, методов наиболее точного отсчета параметров $h'(f)$ -следов на поляризационных ионограммах, наиболее точных способов расчета $N(h)$ -профилей и оптимального привлечения так называемой дополнительной информации. В экспериментах по сопоставлению полученных таким образом $N(h)$ -профилей с профилями, измеренными

на высотных ракетах типа «Вертикаль» [11] были определены – характер этой дополнительной информации и способы ее обработки. При этом было показано следующее. Для получения наивысшей точности расчета $N(h)$ -профиля внутренней ионосферы на основе наземного радиозондирования необходимо корректное определение истинной высоты на минимальной частоте ионограммы (f_{\min}). В сопоставлении с экспериментальными данными зондовых измерений на малых ракетах было найдено, что наилучшей дополнительной информацией, получаемой методами ВЗ на этом участке ионограммы, являются результаты измерений полного поглощения радиоволн при отражении от основания слоя E. На этом основании создан модифицированный метод Байнона и Рангасвами, который доведен до стадии инженерных расчетов.

Указанный метод основан на одновременном измерении двух параметров – действующей высоты h' и полного поглощения L – и исходит из модельного профиля $N(h)$ для $f \leq f_{\min}$

$$N(h) = N_{60} \exp[\alpha(h - 60)^p]$$

где $p = 1, 2$, N_{60} – электронная концентрация на $h = 60$ км, α – параметр экспоненты. Поскольку h' и L функции $N(h)$, то, поставив (3) в соответствующие уравнения для h' и L , определяем N_{60} и α , т.е. весь модельный профиль и особо важную точку $h(f_{\min})$.

Далее было показано, что для второй области ненаблюдаемой ионизации – долины – наилучшие результаты приносит совместное решение соответствующих интегральных уравнений относительно групповых задержек для обеих компонент магниторасщепленного сигнала на частотах более f_oE . Идея совместного учета обеих компонент основана на том факте, что групповое запаздывание для обыкновенного и необыкновенного лучей в одинаковой плазменной обстановке различно и независимо. Решение для распределения $N(h)$ в долине, так же как и в D-области, возможно только в классе модельных решений или некоторых эквивалентов истинному распределению. При наличии монотонных эквивалентов фактически вычисление сводится только к расчету ширины долины (т.е. области высот, где $N = N_{\max E}$), в то время как для немонотонных эквивалентов необходимо, кроме ширины, вычислить также глубину долины (т.е. диапазон уменьшения N выше максимума слоя E).

Таким образом, радиозондирование может давать информацию об областях ионосферы, в классическом смысле «не наблюдаемых» ионозондом, – «нижележащей области» и долине. Известно, что в относительном ходе действующих высот обеих магниторасщепленных компонент $h'o(f)$ и $h'x(f)$ в диапазоне частот, отражающихся от F-области и превышающих f_oE на 60–90 кГц, заложена информация о том, происходит ли уменьшение концентрации выше $N_{\max E}$ и приведены формулы для оценки ее глубины.

На рис. 5 показана проверка всего разработанного метода определения «сомкнутого» $N(h)$ -профиля ионосферы, при использовании которого для нахождения профиля в D-области привлекаются в качестве дополнительной информации данные о поглощении, а для определения профиля в долине совместно рассматриваются следы $h'o(f)$ и $h'x(f)$ и на поляризационном ионозонде с точным отсчетом действующих высот. Проверка заключалась в сравнении метода с наиболее точными из методов экспериментального определения $N(h)$ -профиля – методами зондовых измерений и методом дисперсионного интерферометра. Для этого в серии полетов больших геофизических ракет типа «Вертикаль», а также ракет МР-12 проводилось сопоставление результатов определения $N(h)$ -профилей обоими методами. В зондовых измерениях использовались зонд Ленгмюра (точность $\pm 30\%$) и высокочастотный импедансный зонд (точностью $\pm 15\%$). Передатчик интерферометра, установленный на борту ракеты, излучал две когерентные волны с частотами 144 и 48 МГц. На Земле регистрировалось изменение разности фаз между ними, по которому вычислялся $N(h)$ -профиль. Ионозонд зондировал область, в которой летела ракета.

В этих экспериментах для расчета $N(h)$ -профиля использовался метод наименьших квадратов по обоим следам поляризационной ионограммы с привлечением данных по поглощению радиоволн на частоте 2,0 МГц. Истинные высоты определялись для концентрации N в интервале от 100 см^{-3} до максимальных значений N_{\max} в области F. Оценка погрешности $N(h)$ -решения проводилась по остаточной сумме квадратов невязок действующих высот h' . Высота максимума F-области рассчитывалась четырьмя методами, в каждом из которых вблизи максимума строилось параболическое распределение. В методе 1 значения приведенной высоты однородной атмосферы H и h_{\max} нахо-

дились из условия сшивания параболы и ее производной с последним надежно определяемым из ионограмм интервалом электронной концентрации. В методе 2 те же параметры находились из условия совпадения параболы и вычисленного $N(h)$ -профиля на высотах с электронными концентрациями $0,8 N_{\max}$ и $0,9 N_{\max}$. В методе 3 для определения истинной высоты бралась просто действующая высота на частоте $0,834foF2$ [7]. По методу 4 h_{\max} определялась непосредственно при нахождении $N(h)$ -профиля из набора действующих высот на частотах вблизи $foF2$.

На рис. 5 сопоставлены $N(h)$ -профили, измеренные на ракете и вычисленные по данным комплексного ВЗ. Среднеквадратичные отклонения вычисленных высот не превышают 2 км. Использование данных о поглощении радиоволн позволяет в нижней части ионосферы на $f \leq f_{\min}$ получить удовлетворительное согласие между оценкой по методу 3 и ракетным профилем. Точность определения высоты отражения для f_{\min} в приведенном случае составляет около 1,5 км. Наибольшее расхождение N отмечается вблизи $h_{\max}F$ (12%); различие между высотами составляет 6 км. Расхождение в области F2, достигающее 10%, авторы объясняют неучтенным при расчетах экранированием этой области слоем Es. В указанных эксперимента была отработана методика учета особенностей ионограмм (в том числе и слоев Es) для наиболее точных расчетов $N(h)$ -профилей по данным наземного радиозондирования.

Использование идей сомкнутого профиля и привлечение наиболее адекватной для данного высотного диапазона дополнительной информации, откорректированной по результатам ракетных экспериментов, позволяет строить по данным наземного ВЗ $N(h)$ -профили, практически мало отличающиеся от ракетных. На рис. 6 в качестве иллюстрации приведен дневной ход $N(h)$ -профилей от основания ионосферы до высоты максимума концентрации электронов по данным ст. Ростов-на-Дону. При этом использован метод, который построен на основе сведений, полученных при сопоставлении экспериментов ВЗ и данных ракетных измерений.

Сформулированные выше современные принципы радиозондирования, исходящие из необходимости обработки всех параметров каждого отраженного от ионосферы сигнала с помощью ЭВМ, входящей в структуру ионозонда, не возникли внезапно на этапе компьютеризации наблюдений. Они были подготовлены всем историческим ходом развития метода радиозондирования. Действительно такие типы радиозондирования, как измерение поглощения радиоволн методами A1 и A5, которое позволяет определить эффективные частоты соударений электронов в ионосфере, наблюдение дрейфов в ионосфере по фазовым измерениям и т.п. являются начальными проработками сформулированной выше идеи полной обработки всех параметров ионосферных сигналов. Фактически введение ЭВМ в ионозонд позволило не только проводить все ранее известные измерения одновременно, но и позволило за счет этой одновременности увеличить надежность измерения каждого из геофизических параметров, определяемых ионозондом, за счет самосогласованности в решении всей системы уравнений. Этот вопрос изучался в ряде публикаций, в основном западных исследователей, однако в наиболее законченном виде он предстал в официальном докладе НУОА (Национальное управление по делам океанов и атмосферы США), написанном хорошо известными исследователями Паулем и Райтом [21]. Они предлагают рассматривать четыре геофизических аспекта использования современного ионозонда (рис. 9).

1. Наблюдения. Измеряемыми величинами являются групповая задержка, амплитуда, сдвиг частоты и фаза каждого эхо-сигнала. Эти (или эквивалентные) им величины должны быть определены как функции независимых переменных – пространственных координат, времени и частоты зондирующего передатчика.

2. Определение геофизических параметров атмосферы и плазмы, вычисленные на основе теоретических соотношений и (если это приемлемо) процедуры статистической обработки. Они вклю-

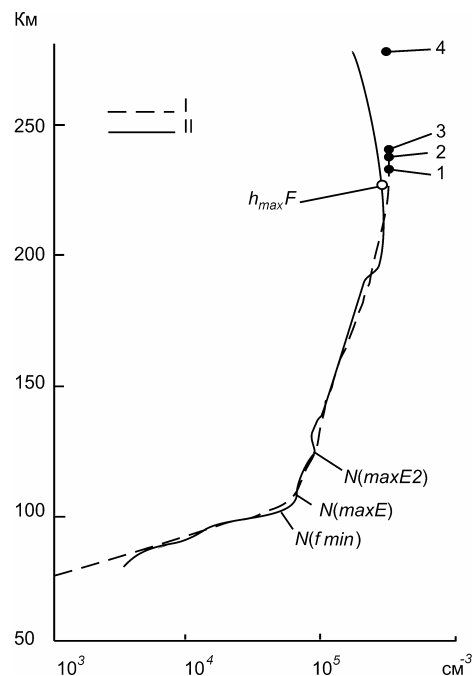


Рис. 5. Сопоставление $N(h)$ -профилей, полученных с помощью наземного (I) и ракетного (II) зондирования во время полета ракеты «Вертикаль-4» 14 октября 1976 г. при $\chi = 63^\circ$. 1-4 — значения h_{\max} , полученные по ионограммам четырьмя способами.

чают в себя методы расчета профилей концентрации и частоты соударений электронов в ионосфере, а также методы определения ионосферных скоростей.

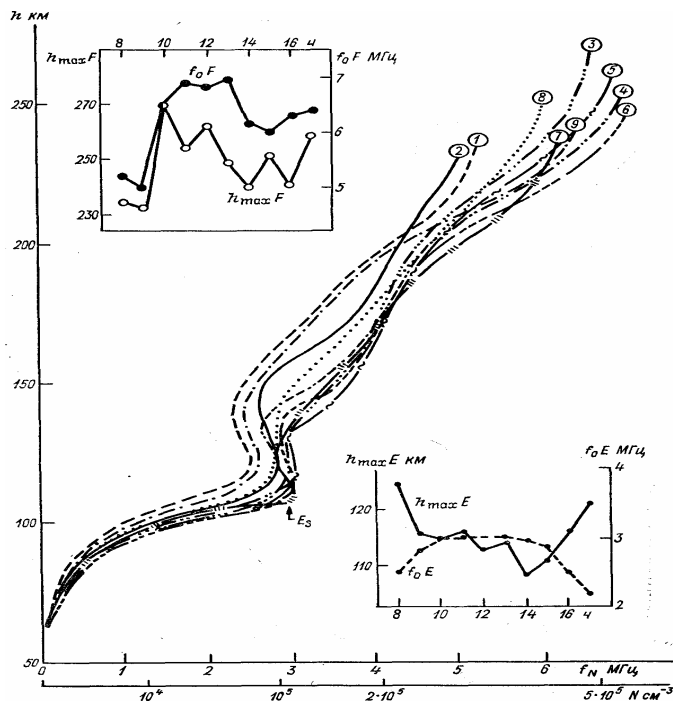


Рис.6. Дневной ход $N(h)$ -профилей, полученных при использовании методов «сомкнутого профиля» на ст. Ростов-на-Дону. 1–8 ч, 2–9 ч, 3–10 ч, 4–11 ч, 5–12 ч, 6–13 ч, 7–14 ч, 8–15 ч, 9–16 ч; на верхней и нижней врезках показано изменение со временем высоты и критической частоты слоев F и E соответственно.

уровень наших знаний. Невозможно не согласиться с этим утверждением. Однако добавим, что степень успеха всей конечной теоретической модели прежде всего зависит от того, все ли существенные связи не только учтены, но и обеспечены блоками надежного определения необходимых экспериментальных данных. Поясним это на примере. Например, в соответствии с рис. 4 амплитуда отраженного сигнала дает возможность определять эффективную частоту соударений v_{eff} . В том случае, если $v_{eff} = v_{en} + v_{ie}$, т.е. равна сумме соударений с нейтралами и ионами, v_{eff} действительно дает возможность определять, как и показано на рис. 4, температуру. Показано, что такая ситуация справедлива для слоя E. Однако и длительные измерения v_{eff} , проведенные различными авторами в различных экспериментах, и особо тщательные измерения в наземно-ракетных экспериментах показали, что в области F существует заметное расхождение между теоретическими и экспериментальными значениями v_{eff} . Это означает, что существует механизм дополнительного поглощения радиоволн. Ранее была высказана гипотеза, что дополнительное поглощение возникает вследствие взаимодействия волны с развитой плазменной турбулентностью. Причины, порождающие турбулентность, могут быть различными; ее источником может быть, например, электрическое поле. Если это так, то на рис. 4 должны быть проведены дополнительные кривые и существенные связи в самосогласованной системе могут быть иными. По современным представлениям дополнительное поглощение происходит вследствие рассеяния волн на мелких неоднородностях.

Таким образом, ионозонд реально станет центральным прибором мониторинга ионосферы, обеспечивающим полный контроль параметров ионосферы и атмосферы, когда будут установлены все существенные связи в самосогласованной системе, берущей свое начало от обработки всех параметров каждого отраженного от ионосферы сигнала. Вопросы нахождения связи между величинами, полученными из наблюдений, и расчетными величинами фактически идентичны кругу вопросов, который часто называют теоретическим моделированием ионосферы и верхней атмосферы. При этом, хотя конкретные связи между блоками могут рассматриваться по отдельности и, быть

3. Определение всех параметров и процессов в верхней нейтральной атмосфере и ионосфере. Некоторые из них, например, скорость ветра и проводимость определяются непосредственно из наблюдений. Другие, например турбулентная диффузия, едва ли могут наблюдаться какими-либо средствами, их следует рассчитывать исходя из их воздействия на среду.

4. Сравнение с данными, полученными независимо от ВЗ в иных экспериментах. Здесь ионозонд служит контрольным прибором и является, как правило, участником каждого такого эксперимента.

Вопросы нахождения связи между величинами, полученными из наблюдений, и расчетными величинами фактически идентичны кругу вопросов, который часто называют теоретическим моделированием ионосферы и верхней атмосферы. При этом, хотя конкретные связи между блоками могут рассматриваться по отдельности и, быть совершенно различными по сложности, именно степень успеха всей функциональной схемы как самосогласованной модели определяет

совершенно различными по сложности, именно степень успеха всей функциональной схемы как самосогласованной модели определяет уровень наших знаний.



Рис. 7. Геофизические функции современного ионозонда.

Наклонное зондирование ионосферы на односкачковой трассе является средством контроля состояния ионосферы в средней области трассы. Ионограмма НЗ достаточно просто вычисляется из ионограммы ВЗ на основе теорем эквивалентности и закона секанса с теми или иными особенностями. $N(h)$ -профиль ионосферы в средней области может быть получен либо методом обратного пересчета ионограммы НЗ в ионограмму ВЗ с дальнейшим расчетом $N(h)$ -профиля одним из стандартных методов, либо тем или иным методом подгонки с контролем по остаточной сумме квадратов соответствующих невязок.

На рис. 8 приведена для иллюстрации ионограмма НЗ, которая представляет собой зависимость наклонной дальности P' от частоты зондирования. Хорошо видно, что основной особенностью ионограммы НЗ является наличие в некотором диапазоне частот двух сигналов одной поляризации.

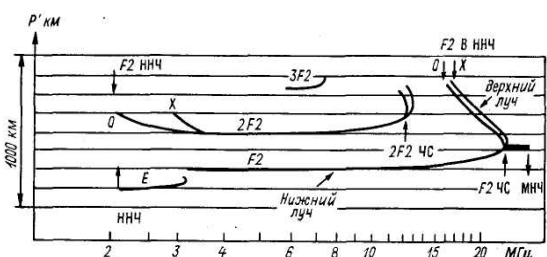


Рис. 8. Ионограмма наклонного зондирования.

ННЧ – наименьшая наблюдаемая частота, МНЧ – максимальная наблюдаемая частота, ЧС — частота смыкания верхнего и нижнего лучей, $2F2$ и $3F2$ – следы двухкратного и трехкратного отражения от слоя $F2$.

Сигналы с большей групповой задержкой движутся в ионосфере по более высоким траекториям.

Аппаратура для получения ионограмм НЗ мало чем отличается от аппаратуры ВЗ. Эти отличия в основном касаются способов синхронизации при изменении частоты на передающем и приемном конце трасс НЗ. Частотный диапазон в случае НЗ в несколько раз больше, чем в случае ВЗ, и зависит от длины трассы. Созданные в настоящее время цифровые ионосферные комплексы являются, как правило, одновременно ионозондами и вертикального, и наклонного зондирования.

При создании систем глобального или регионального ионосферного мониторинга, особенно при количественной оценке распределения концентрации электронов, оказываются существенными некоторые различия в схемах и методах осуществления ВЗ и НЗ.

1. При диагностике одинаковой плазменной частоты ионосферы в области отражения в случае НЗ требуется существенно большая рабочая частота передатчика и приемника, и, следовательно, инструментальная точность метода НЗ ниже точности метода ВЗ.

2. Поляризационное расщепление волны на обыкновенную и необыкновенную компоненты, столь важное при ВЗ, для случая НЗ не играет большой роли. Это происходит не столько из-за то-

го, что используемые частоты существенно превышают гирочастоту¹, сколько из-за того, что поляризационные составляющие волны имеют боковое отклонение разного знака. Последнее приводит к тому, что приходится проводить усреднение по большим пространствам, что в свою очередь приводит к размыванию² разрешения O- и X-компонент. Обычно исследователи учитывают, что эти отклонения примерно одинаковы по величине и вообще пренебрегают влиянием магнитного поля. Понятно, что такое пренебрежение приводит к значительному упрощению, а следовательно, уменьшается оперативное время анализа состояния среды.

3. Экранирование верхних слоев ионосферы нижними (или земным горизонтом) препятствует получению профилей $N(h)$. Эта проблема во многом аналогична проблеме рассмотренной выше «ненаблюдаемой ионизации» при вертикальном зондировании. Однако она может оказаться трудней, чем в случае ВЗ, так как плотность и высота одновременно влияют на определение высоты экранировки. Пока отсутствуют доказательства того, что введение в схемы измерений определения угла наклона входящей волны, поможет разрешить указанную неоднозначность.

4. Горизонтальные градиенты вызывают значительное смещение точки отражения от середины трассы, что особенно важно для длинных односкачковых трасс.

Указанные различия создают определенные трудности при создании системы мониторинга. Вместе с тем следует указать на следующие позитивные моменты использования для диагностики наклонных лучей.

Верхняя граница диапазона используемых частот во всех схемах радиозондирования, как правило, превышает (иногда значительно) регистрируемые частоты отсечки (f_oF2 , МПЧ и др.). Это позволяет для диагностики среды использовать специальные случаи распространения радиоволн. К таким случаям относится, например, «рассеяние назад» на частотах, превышающих МПЧ, лежащее в основе схем ВИЗ. При этом уже на системах средней мощности, характерных для НЗ, виден передний фронт сигнала ВИЗ и пакет волн с минимальной задержкой, рассеянных на краю мертвой зоны. Частотным и пространственным сканированием лучей можно получить на этой основе по данным ВНЗ пространственное распределение плотности электронов в максимуме ионосферы внутри всей зоны первого скачка. Отметим, что использование механизма ВНЗ для мониторинга спорадического слоя E свободно от решения сложных задач рефракции. Поэтому в данном случае метод ВНЗ очень перспективен, так как, с одной стороны, обладает высокой степенью оперативности, а с другой стороны, является мощным инструментом для распознавания структуры – оценки диаметра неоднородностей, скорости движения облаков ионизации и т.п.

В областях, где существуют большие градиенты электронной концентрации, например в арктической зоне, ионограммы НЗ обладают рядом особенностей, которые существенно повышают диагностические возможности метода НЗ. К таким особенностям относятся: «рассеяние вперед», которое продлевает след «носа» на ионограмме НЗ и является критерием для определения величины мелкомасштабных ионосферных неоднородностей ($\Delta N_e/N_e$); выделение диапазона частот, как правило, на первой моде, где наблюдаются диффузные сигналы, являющиеся следствием наличия крупномасштабных неоднородностей с вкрапленными в них мелкомасштабными неоднородностями (что характерно для области аврорального овала); ракурсные отражения, обусловленные наличием протяженных по высоте областей особенно резких градиентов N типа полярной стенки аврорального овала.

В целом НЗ является (в том числе и в полярной зоне) одним из наиболее информативных элементов системного радиозондирования, позволяющим определять ширину аврорального овала, динамику развития главного ионосферного провала, характер волновых процессов.

РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ С БОРТА КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

Уже через 5 лет после начала космической эры, в 1962 г., был запущен на орбиту ИСЗ первый ионозонд–«Алуэтт 1», который просуществовал в активном режиме около 7 лет. С тех пор целая серия спутниковых ионозондов–«Алуэтт-2», ISIS-1, ISIS-2, «Эксплорер-20», ISS-b, «Интеркосмос-19», «Экзос-С»–принесла огромное количество сведений о морфологии земной ионосферы, позволила оперативно строить планетарные карты основных ионосферных характеристик, которые яв-

¹ Напомним, что отношение продольной или поперечной компоненты квадрата гирочастоты к квадрату рабочей частоты определяют степень влияния геомагнитного поля на фазовый коэффициент преломления волны.

² Если в случае НЗ будет достигнута высокая точность отсчета приведенного действующего расстояния, сравнимая с точностью, указанной выше для фазово-девиационных ионозондов, то появятся новые возможности диагностики среды, вплоть до определения градиентов ΔN_e между траекториями обоих лучей.

ляются одним из наиболее существенных моментов контроля и прогноза состояния ионосферы. Одновременно были получены экспериментальные данные, необходимые для рационального конструирования самого бортового ионозонда, специально предназначенного для контроля и прогноза глобальной ионосферы.

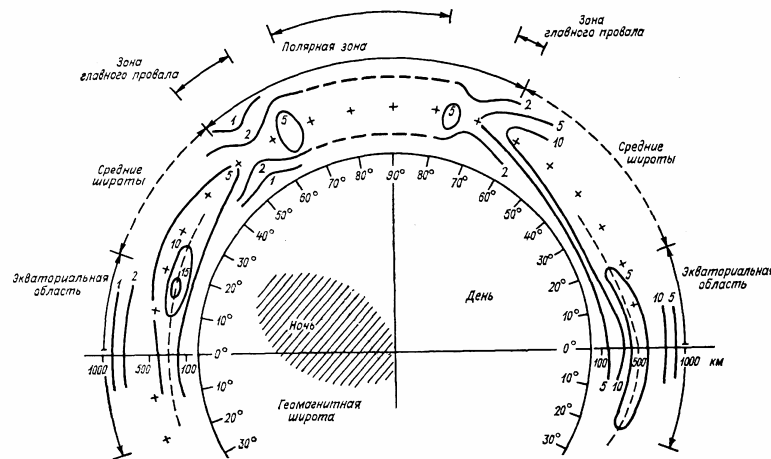


Рис. 9. Вертикальный разрез глобальной ионосферы с условным выделением основных зон [15]. Приведены изолинии плазменных частот (МГц).

В отличие от НЗ зондирования ВЗ зондирование с борта космических аппаратов (КА) на первых порах не позволяло контролировать структуру ионосферы ниже ее главного максимума, т.е. именно той области ионосферы, данные о которой наиболее необходимы для решения практических задач, связанных с распространением радиоволн. Развитие техники радиозондирования, однако, позволило решить и этот вопрос. Оказалось, что просвечивание ионосферы насквозь на самой границе ее прозрачности с одновременным ВЗ с Земли или с борта ИСЗ приносит информацию о структуре ионосферы с «обратной» ее стороны. Метод получил название «трансионосферного радиозондирования» (ТИЗ), когда излучение происходит с борта КА и «обратного трансионосферного зондирования» (ОТИЗ), если излучает наземная станция. Для успешного использования метода оказалось достаточным просто синхронизировать работу наземных и бортовых средств, без сколь-нибудь серьезных изменений в аппаратуре.

Анализ потенциально возможных орбит спутниковых ионозондов, позволяющих использовать методы и внешнего, и трансионосферного зондирования, выполненный с учетом полученного к настоящему моменту опыта, показывает, что следует располагать (в зависимости от необходимой точности контроля) от двух до четырех ИСЗ с ионозондами на полярных орбитах с высотами ориентировочно от 800 до 1000 км.

Горизонтальная скорость спутника при этом постоянна и составляет 6–8 км/с; следовательно, космический ионозонд с частотой зондирования 50 Гц между каждыми двумя импульсами проходит путь около 150 м. Таким образом, пространственное разрешение (т.е. расстояние, проходимое спутником между двумя ионограммами) и частотное разрешение (т.е. разница по частоте, а следовательно, и по плазменной частоте между двумя последовательными импульсами) являются в той же степени конкурирующими характеристиками для космических ионозондов, как временное и частотное разрешение для наземных ионозондов.

Наличие указанного ограничения вынуждает выбирать компромиссное решение между возможностью детального исследования вертикальной структуры ионосферы по одной ионограмме и возможностью изучения пространственной структуры ионосферы на основе серии ионограмм. Так, например, ионозонд на ИСЗ «Эксплорер-XX» получал ионограммы через каждые 750 м, но эти ионограммы содержали только шесть фиксированных частот, в то время как ионозонд ИС-338 (на ИСЗ ИК-19) снимал ионограммы ориентировочно через 60 км, но при съемках каждой ионограммы производилось 338 зондирований. При этом частотный шаг в области плазменных резонансов составлял 25 кГц, а в областях снятия критических частот ионосферы – 50 кГц. Существуют также и другие факторы, имеющие большое значение при контроле и прогнозе состояния глобальной ионосферы, например размещение станций³ получения глобальной информации, и система обработки

³ В высоких широтах для получения глобального обзора достаточно одной станции.

данных бортовым процессором и объем его памяти, энергетический потенциал спутника, выделяемый для внешнего зондирования и т.п.

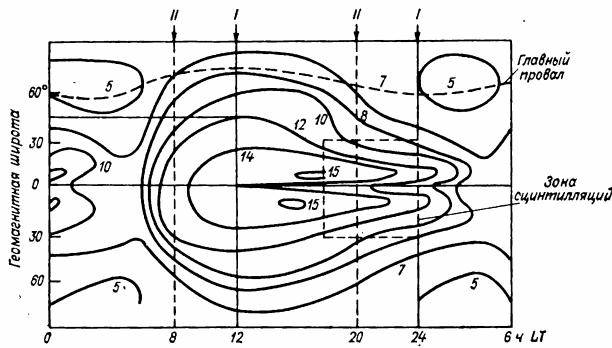


Рис. 10. Карта глобального распределения foF2 (МГц), полученная при использовании двух спутников с ионозондом на борту, по полуденно-полуночной (I) и восточно-заходной (II) орбитам

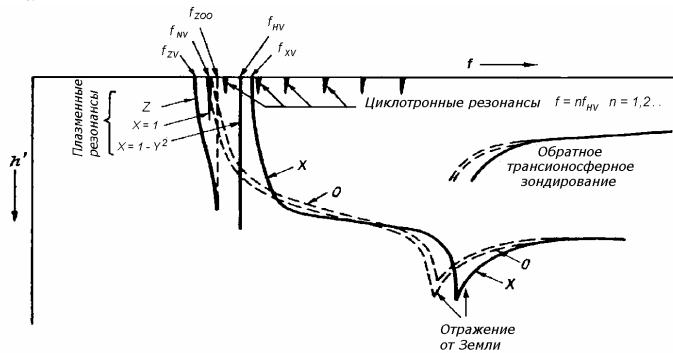


Рис. 11. Ионограмма внешнего и обратного транссионосферного зондирования с зоной плазменных и циклотронных резонансов

ионосферы могут изучаться при получении так называемых «ионограмм многих параметров», характерных для цифровых ионозондов. Типичная ионограмма спутникового зондирования ионосферы с учетом внешнего и обратного транссионосферного зондирования, а также указанием области резонансов приведена на рис.11.

АНАЛИЗ ИОНОГРАММ

Ионограммы, получаемые при внешнем зондировании ионосферы, имеют следующие отличия от ионограмм, получаемых при наземном зондировании:

- следы отраженных сигналов начинаются уже вблизи высоты расположения бортового передатчика;
- дополнительно к привычным следам обыкновенной и необыкновенной волны на ионограммах часто наблюдается след Z-волны, определяемый частью дисперсионной кривой, характерной для передатчика, погруженного в плазму;
- на некоторых частотах наблюдаются устойчивые сигналы, возбужденные широкополосным излучением передатчика в непосредственной близости от спутника и называемые плазменными резонансами; их частоты определяются параметрами плазмы в окрестности спутника;
- за «частотами отсечки», определяющими электронную концентрацию в максимуме ионосферы, часто наблюдаются следы отражения от Земли или от спорадического слоя E.

В ионограммы внешнего зондирования, целесообразно добавлять следы обратного транссионосферного зондирования. Эти следы, как и отражение от Земли, характеризуют не только внешнюю

При построении глобальной картины состояния ионосферы на высотах 100–1000 км по данным системы спутникового контроля целесообразно выделить три основные зоны: экваториальную, среднеширотную и полярную. На рис. 9 представлена глобальная ионосфера с ее основными морфологическими особенностями, определяемыми на основе системного радиозондирования с одним ионозондом на полуденно-полуночной орбите. Орбита спутника при этом остается приблизительно постоянной относительно глобальных морфологических особенностей ионосферы. Рисунок 10 иллюстрирует рациональный способ контроля состояния ионосферы с помощью двух одновременно функционирующих спутников. При этом один находится на полуденно-полуночной орбите, а второй на восточно-заходной. Ионосферные неоднородности размером ориентировочно от 3 – 5 км до нескольких сотен километров могут фиксироваться как нехарактерные для спокойного состояния детали одной ионограммы или трансionoграммы либо их серии при рутинном анализе данных. Более мелкомасштабные особенности (тонкая структура)

ионосферу, но и внутреннюю, параметры которой могут быть получены в результате специальной обработки.

С точки зрения системы контроля состояния ионосферы целесообразно выделить три контролируемые с помощью спутникового зондирования зоны – пространство вблизи спутника, область внешней ионосферы, включая высоту и максимум концентрации слоя F2 и область внутренней ионосферы. При этом наблюдается естественная закономерность: с удалением от спутника, его диагностирующие возможности ослабевают.

Область вблизи спутника характеризуется прежде всего частотами отсечки т.е. минимальными частотами, на которых могут распространяться радиоволны определенного типа в плазме – $f_z S, f_o S, f_x S$, где S указывает на то, что измерение сделано на высоте спутника. Частоты отсечки характеризуются следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} \text{O-волна} & \quad f_N = f_o S, \\ \text{X-волна} & \quad f_N^2 = f_X^2 - f_H f_X S \\ \text{Z-волна} & \quad f_N^2 = f_X^2 + f_H f_Z S. \end{aligned}$$

В области плазменных резонансов устойчивые сигналы на ионограмме наблюдаются на следующих частотах:

$$\begin{aligned} & \text{плазменная частота } f_N; \\ & \text{гирочастота или циклотронная частота } f_H = eH/mc; \\ & \text{циклотронные гармоники } n f_H, \text{ где } n = 2, 3, 4; \\ & \text{верхняя гибридная частота } f_T = \sqrt{f_N^2 + f_H^2}; \\ & \text{вторая гармоника верхней гибридной частоты } 2f_T. \end{aligned}$$

Кроме этих основных пиков, часто наблюдаются дополнительные пики, характеризующие распространение электростатической волны или резонансные явления пикообразного вида: диффузные пики, плавающие пики, пики, относящиеся к сумме или разности частот основных резонансных пиков, пик удаленного резонанса, характеризующий гирочастоту на истинной высоте его возникновения и т.д.

Таким образом, область плазменных резонансов дает возможность не только точного и «независимого» от распространения радиоволн определения геофизических характеристик среды – концентрации электронов и напряженности магнитного поля вблизи спутника, но и является хорошим независимым способом проверки вычисления $N(h)$ -профиля. Например, из того факта, что высокочастотная отсечка удаленного резонанса наблюдается на ионограммах там, где след удаленного резонанса соединяется со следом X-волны, следует, что по нему может быть определена истинная высота. На этой высоте выполняется соотношение:

$$f_R^2 = 2f_N^2 = 4f_H^2$$

где f_R^2 – высокочастотная отсечка удаленного резонанса.

Отметим, что в этой области ионозонд излучает волны, распространяющиеся в электронном газе медленно. Эти волны подобны звуковой волне с продольным распространением сжатия и расширения. Они распространяются от спутника на небольшое расстояние, отражаются и возвращаются к нему, создавая следы отражений.

Ионозонд на борту ИСЗ создает также хорошие возможности для изучения способов и условий распространения радиоволн в околоземной плазме. Однако этот вопрос выходит за рамки настоящей статьи.

Вторая зона, контролируемая внешним зондированием, начинается, как и первая вблизи спутника и заканчивается на высоте максимума электронной концентрации. Основным инструментом здесь является пересчет $h'ox$ -следов на ионограмме в $N(h)$ -профили внешней ионосферы, который во многом аналогичен расчетам по данным наземных ионограмм. С одной стороны, способы пересчета внешних ионограмм в отличие от наземных лишены трудности учета параметров ионизации в долине и ниже $h(f_{\min})$. С другой стороны, при расчете $N(h)$ -профилей во внешней ионосфере возникают проблемы, обусловленные необходимостью учитывать изменение гирочастоты как функции высоты, возможностью неперпендикулярного распространения радиоволн и большими, чем для наземного зондирования, боковыми отклонениями лучей в плоскости магнитного меридиана. Главным источником ошибок является предположение, что радиоволны распространяются вниз от

спутника вертикально. Поэтому предприняты специальные усилия, направленные на создание бортовых ионозондов, способных отличать неперпендикулярное распространение от вертикального.

Третья зона – зона определения параметров внутренней ионосферы по данным спутникового зондирования – может быть разбита на две подзоны. В первой из них f_oF_2 и $h_m F_2$ могут быть найдены после расчета $N(h)$ -профиля по ионограммам внешнего зондирования, во второй – некоторый модельный профиль внутренней ионосферы может быть определен по отражениям от Земли.

ПРИНЦИПЫ ПОСТРОЕНИЯ И ИСПОЛЬЗОВАНИЯ СОВРЕМЕННЫХ БОРТОВЫХ ИОНОЗОНДОВ

Основные принципы создания современных наземных цифровых ионозондов естественным образом перенесены на конструирование бортовых устройств. Более того, не только принципы, но зачастую и элементы конструкции, разумеется, с учетом их космического базирования остались прежними.

Так дигизонд 128PS был переработан Университетом в Лоуэлле в блок небольшой мощности 128S, пригодный для использования в космосе. Ионозонд 128S позволяет одновременно измерять амплитуду, фазу, доплеровский эффект, дальность отражения и поляризацию волны. Бортовое использование прямого дискретного Фурье-преобразования для усиления отношения сигнал/шум, устранения помех и определения природы сигналов, используемые в этом приборе, позволяют применять его не только в качестве ионозонда внешнего зондирования для целей контроля параметров ионосферы и последующего автоматического картирования планетарной ионосферы, но и в иных целях. Так, перспективным считается использование прибора на борту обитаемых космических лабораторий (КЛА) «Спейс Шаттл», где оператор может управлять режимом работы прибора в процессе научных исследований. При наличии синхронизированного датчика на Земле, цифровой зонд 128S на борту спутника может работать в режиме трансionoсферного зондирования. Его создатели подчеркивают, что, будучи установленным на ИСЗ с низкой орбитой (100–400 км), он может принимать сигналы от радиоволн, расположенных в естественных радиоканалах, которые находятся в ионосфере вблизи областей уменьшения ионизации (например, в долине, или на высотах минимума частоты соударений), что необходимо для изучения условий и механизмов распространения радиоволн на большие расстояния.

Наиболее характерной чертой ионозонда 128S является использование комплексного спектрального анализа в процессе получения ионограмм. Это позволяет значительно усилить сигнал при когерентном приеме даже в случае быстрого движения антенны, характерного для внешнего и трансionoсферного зондирования. Для ограничения потока данных используется бортовой процессор, в котором имеется схема сравнения сигналов, выбирающая среди всех сигналов самый большой отдельно для каждого дискрета дальности.

Быстрый анализ спектра делает возможным когерентное детектирование всех проходящих отраженных сигналов, а также разделение и определение углов прихода сигналов для всех выбранных интервалов дальностей. Режим максимальной амплитуды используется для получения многопараметрических цифровых ионограмм. Для каждого из имеющихся 38 дискретов дальности определяется максимальная из измеренных амплитуд для трех соседних дискретов или интервалов задержки, восемь доплеровских частот и две поляризации. Такая многопараметрическая система делает возможным одновременное измерение и запись до 16 различных ионограмм (восемь доплеровских частот и две поляризации) без увеличения хранимой информации для одной из 38 дальностей на каждой рабочей частоте.

Другой типичный бортовой ионозонд (блок 5Д2) разработан для использования в многоцелевых ИСЗ, применяемых в американской программе военных метеорологических спутников. Для уменьшения влияния ионозонда на системы спутника приняты следующие ограничения: максимальная мощность излучения 30 Вт (по сравнению с 300 Вт на «Алуэтте-1» или ИК 19), максимальная длина антенной штанги 17 м, максимальная скорость передачи данных 3168 бит/с (~3,17 кГц). Эти ограничения вместе с требованием снятия ионограммы за достаточно малые интервалы времени для точного определения параметров ионосферы требуют использования в ионозонде сложного зондирующего сигнала. В таком сигнале на каждой частоте посылаются 27 импульсов, каждый из которых состоит из четырех смежных импульсов по 133,3 мкс. Нечетные частоты используются с частотой повторения 263 Гц, а четные – 200 Гц. Структура «окон дальности» дает возможность наблюдения действующих высот от 125 до 1995 км. Около половины сигналов излучается с правосторонней поляризацией, а остальная половина – с левосторонней.

Особый интерес в этом ионозонде представляет антенная система. Она состоит из четырех монополей длиной 17 м, образующих два ортогональных согнутых диполя с углом 100° . Такая антенна имеет диаграмму направленности без боковых лепестков и является поляризационной системой в диапазоне 3 – 19 МГц. При излучении четыре монополя соединяются попарно, образуя два диполя, каждый из которых излучает линейно поляризованную волну, так что в результате получается волна Х-типа даже вблизи магнитного экватора. Во время приема каждый из монополей используется отдельно, образуя антенную систему с право- и левосторонней круговой поляризацией. Здесь нелишне напомнить, что такая сложная излучающая система, которая должна быть всегда известным образом ориентирована относительно магнитного экватора, в дальнейшем обеспечивает простоту, а следовательно, скорость автоматической (без участия человека) обработки ионограмм и автоматического картирования планетарной ионосферы.

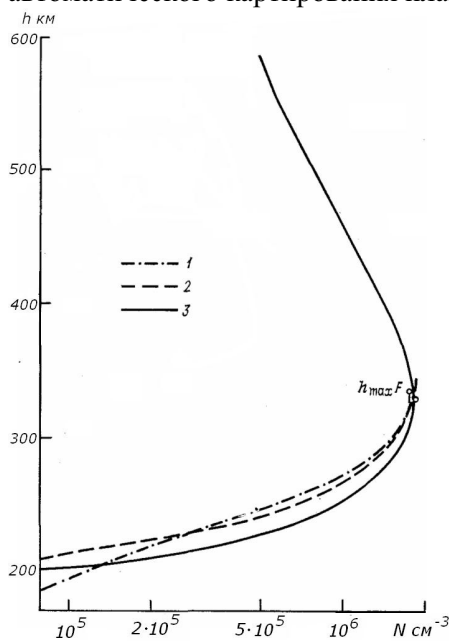


Рис. 12. Профили $N(h)$ во внутренней и внешней ионосфере, полученные по данным спутникового и наземного зондирования 26 марта 1981 г.

1 и 2 – вертикальное зондирование на ст. Ростов-на-Дону ($47,2^\circ$ с. Ш., $33,7^\circ$ в. д.) в 17 ч 46 мин (1) и в 18 ч 15 мин (2) LT;

3 – зондирование со спутника «Интеркосмос-19» ($47,2^\circ$ с. ш., $43,0^\circ$ в. д.), 17 ч 58 мин 58 с LT (выше $h_{\max} F$ по данным ВнЗ, ниже – по отраженным от Земли сигналам).

Например, доложено о создании системы зондирования ионосферы в диапазоне 0,3 – 30 МГц, которая в основном предназначена для экспериментов в космической лаборатории «Спейс Шаттл». Она состоит из передатчика и связанных с ним фазово-когерентных приемников, управляемых микропроцессором. Фактически это система, в которой оператор на космическом корабле с помощью ЭВМ может «набирать» ту или иную аппаратуру радиозондирования, включая различные виды ионозондов внешнего зондирования и транзондирования с различными уровнями излучения передатчика, различными частотами и модуляцией. При этом частота и амплитуда могут оставаться постоянными или изменяться плавно и ступенчато. В описываемой системе используются дипольные антенны длиной 300 м, которые при согласовании излучают мощность до 500 Вт. Один из приемников располагается при этом на орбитальной станции, второй – на отделяемом космическом ап-

Центральной проблемой при создании алгоритма обработки ионограмм является необходимость создания полностью автоматической системы, работающей в реальном масштабе времени и непрерывно выполняющей планетарное картирование. Успех в автоматизации этого процесса зависит от следующих факторов: качества полученных поляризационных ионограмм, безошибочного выбора сигнала на фоне помех, возможно более точного определения $h'_{o,x}(f)$ -кривых в особо критичных местах (зона критических частот и зона плазменных резонансов). В отсутствии аппаратуры и алгоритмов обработки для автоматического считывания ионограмм наиболее разумным представляется использование интерактивного режима, при котором оператор вводит $h'_{o,x}(f)$ -кривые в ЭВМ, используя подходящие устройства для быстрого ввода информации. После введения действующих «глубин» либо в автоматическом, либо в интерактивном режиме собственно расчет $N(h)$ -профиля внешней ионосферы отличается от расчета $N(h)$ -профиля внутренней ионосферы только наличием подпрограммы, определяющей параметры геомагнитного поля и отсутствием сложностей, связанных с областями «ненаблюдаемой ионизации». Пример определения $N(h)$ -профилей внешней ионосферы и их стыковки с профилями наземного зондирования приведен на рис. 9. Иногда встречающееся в литературе замечание о «наложении» друг на друга (отсутствие стыковки) профилей внешней и внутренней ионосферы является результатом недоразумения и объясняется либо невертикальным распространением (т.е. наличием крупномасштабных неоднородностей), либо зондированием фактически разных областей ионосферы⁵ в условиях локальных горизонтальных градиентов.

Функции ионозонда внешнего зондирования могут выполнять системы, предназначенные в общем для других целей. Например, доложено о создании системы зондирования ионосферы в диапазоне 0,3 – 30 МГц, которая в основном предназначена для экспериментов в космической лаборатории «Спейс Шаттл». Она состоит из передатчика и связанных с ним фазово-когерентных приемников, управляемых микропроцессором. Фактически это система, в которой оператор на космическом корабле с помощью ЭВМ может «набирать» ту или иную аппаратуру радиозондирования, включая различные виды ионозондов внешнего зондирования и транзондирования с различными уровнями излучения передатчика, различными частотами и модуляцией. При этом частота и амплитуда могут оставаться постоянными или изменяться плавно и ступенчато. В описываемой системе используются дипольные антенны длиной 300 м, которые при согласовании излучают мощность до 500 Вт. Один из приемников располагается при этом на орбитальной станции, второй – на отделяемом космическом ап-

⁵ Напомним, что О- и Х-компоненты для внешнего и внутреннего зондирования отклоняются в плоскости магнитного меридиана в разные стороны, так что ионозонды на борту ИСЗ и на Земле, находящиеся на одном радиусе-векторе, исходящем из центра Земли, зондируют разные области ионосферы

парате. Планируются измерения на удалении до нескольких тысяч километров. При этом собственно идея системного радиозондирования получает дополнительное развитие за счет отделяемого зонда. Фактически осуществляется внешнее радиозондирование (приемник и передатчик вместе на КЛА), трансионосферное радиозондирование (Земля–КЛА) и просвечивание исследуемой области ионосферы (КЛА–зонд). Диапазон развертки по частоте, ширина импульса, частота повторений и мощность меняются оператором КЛА. Система измеряет задержку амплитуду, фазу и доплеровский сдвиг частоты принятых сигналов. Поскольку на данной частоте доплеровский сдвиг меняется как косинус угла между волновой нормалью и вектором скорости приемника, он является характеристикой отраженного луча и позволяет разделить отражение лучей, пришедших из разных областей и имеющих одну и ту же задержку.

Наконец, отметим, что в Японии изготовлены два бортовых [20] ионозонда внешнего зондирования, которые запущены на ИСЗ ISS b и «Экзос-С» С их помощью осуществлен глобальный контроль ионосферы, а на «Экзос-С», кроме того, поставлены активные эксперименты в полярной области, подтвердившие, в частности, ранее полученные на ИСЗ «Интеркосмос-19» выводы о том, что изучение бортового ионозонда стимулирует высыпание частиц из радиационных поясов и разогрев ионосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Breit G, M.A. Tuve Test of the Existence of the Conducting Layer —Phys Rev, 28, 554 (1926)
2. Шулейкин М.В. Курс радиотехники Ч. I; Распространение электромагнитной энергии. М. Первое русское радиобюро, 1923.
3. Шукин А.Н. О количественных измерениях напряженности поля коротковолновых-станций – В сб Вестник теоретической и экспериментальной электротехники, т II–III, 21, 1930.
4. Appleton E.V. Wireless Studies of the Ionosphere–J Inst Elec Eng, 71, 642 (1932).
5. Appleton E.V, W.J.G Beynon . The Application of Ionospheric Data to Radio Communication Problems – Proc Phys Soc , 52, 518, (1940).
6. Чавдаров С.С. Относительный коэффициент отражения радиоволн по наблюдениям в г. Ростове на Дону. – Ученые записки Ростовского государственного университета, 1947, 9, № 5.
7. Руководство УРСИ по интерпретации и обработке ионограмм –М: Наука, 1977.
8. <http://www.ulcar.uml.edu/>
9. Wright J.W. “Some Current Developments in Radio Systems for Sounding Ionospheric Structure and Motions,” Proc. IEEE, 57, 1969, pp. 481–486.
10. Исследование фазово когерентных способов зондирования для целей контроля состояния ионосферы.–Отчет МГУ по теме 37/81–«Высота» Гос. регистр. № 81063485 –М, 1983
11. Бирюков А.В., Н.П Данилкин., П.Ф. Денисенко Измерения концентрации и частоты соударения электронов во время полета геофизической ракеты «Вертикаль 4»–Космические исследования, 1978, т 16, вып. 5, с. 715–719.
12. Zaboltn N.A., and J.W. Wright, “Ionospheric irregularity diagnostics from the phase structure function of MF/HF radio echoes,” Radio Science, 36, 2001, pp. 757-772.
13. Wright J.W., and M.L.V. Pitteway, “High-resolution vector velocity determinations from the dynasonde,” J. Atmos. Terr. Phys., 56, 1994, pp. 961 - 977.
14. Grubb R.N., “The NOAA SEL HF Radar System (Ionospheric Sounder),” NOAA Tech. Memo. ERL SEL, 55, Space Environ. Lab., Boulder, CO, 1979.
15. Grubb R.N., R.C. Livingston, and T.W. Bullett, “A new general purpose high performance HF Radar,” URSI General Assembly, Chicago, IL, 2008.
16. Zaboltn N.A., J.W. Wright, and G.A. Zhabankov (2006), NeXtYZ: Three-dimensional electron density inversion for dynasonde ionograms, Radio Sci., 41, RS6S32, doi:10.1029/2005RS003352.
17. Zaboltn N..A., J.W. Wright, T.W. Bullett, and L.Ye. Zaboltna: Dynasonde 21 principles of data processing, transmission, storage and WEB-service, Proceedings of the Ionospheric Effects Symposium 2005, (Alexandria, VA, May 5-8, 2005), p. 7B3-1.
18. Pitteway M.L.V., and J.W. Wright (1992), Toward an optimum receiving array and pulse set for the dynasonde, Radio Sci., 27, 481–490.
19. Whitehead T.D., A. Maiek A suggested method of accurately measuring the virtual height of reflection of radio waves from ionosphere – J Atm Terr Phys , 1963, v 25, N 10, p. 599 60123.
20. Whitehead T.D., E. Kantariziz Errors in the measurements of virtual height using phase Ionosonde–J. Atm Terr Phys, 1967, v 29, N 12, pp. 1483 1489
21. Wright J.W., A.K. Paul Toward global monitoring of the ionosphere in real time by a modern ionosonde network the geophysical requirements and technological opportunity–NOAA Special Report, Boulder, Colorado, 1981.

22. B.W.Reinisch, et al; Advancing Digisonde Technology: The DPS-4D. Radio Sounding and Plasma Physics, American Institute of Physics, AIP Conference Proceedings, 974, NY, 2008.

НОВЫЕ ВИДЫ ДИАГНОСТИКИ ИОНОСФЕРНЫХ ПАРАМЕТРОВ МЕТОДОМ НАЗЕМНОГО И ВНЕШНЕГО РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ

Н.П. Данилкин, Н.А. Заботин

Радиотехника. 1994, №3, стр. 63-74

Возможности радиозондирования как инструмента диагностики ионосферной плазмы используются не полностью. Основной массив информации, получаемой этим способом, относится к крупномасштабной структуре и динамике ионосферы. Источником сведений о неоднородной структуре ионосферы в масштабах 10...100 км и меньше являются другие радиофизические методы – доплеровское зондирование, радары когерентного рассеяния, исследование мерцаний сигналов космических источников, ВЧ радары с узкой диаграммой направленности и т.д. Все они вследствие своей сложности не носят и, по-видимому, не будут носить массового характера. Этим объясняется несистематичность и фрагментарность имеющейся информации об ионосферных неоднородностях средних и мелких масштабов.

Вместе с тем, согласно современным представлениям, ионосферная плазма в своем естественном состоянии характеризуется развитой нерегулярной структурой в диапазоне масштабов от 1 м до 100 км. Такие неоднородности могут оказывать сильное влияние на характеристики ионосферных каналов радиосвязи, приводя к многолучевости, федингу, вариациям углов прихода [1], искажениям фазы [2], а также к аномальному поглощению [3] и рассеянию радиоволн [4]. Не менее важен геофизический аспект их существования. Указанный диапазон спектра ионосферных неоднородностей связан с волновыми процессами, различного рода неустойчивостями и, турбулентностью, которые вносят существенный вклад в атмосферный перенос энергии и импульса [5-7].

Таким образом, имеется настоятельная потребность в относительно простом средстве диагностики тонкой структуры ионосферной плазмы. На наш взгляд, современный уровень радиофизики позволяет сделать шаг навстречу этой потребности.

Цель работы - на основе результатов [8-14] рассмотреть некоторые модификации метода вертикального зондирования (ВЗ) ионосферы (как наземного, так и внешнего), суть которых заключается в более рафинированном подходе к анализу информации, закодированной в ионосферном отклике.

В результате этих модификаций, как надеются авторы, возможно превращение стандартного ионозонда в источник информации о средне- и мелкомасштабных неоднородностях ионосферы.

Среднемасштабная структура ионосферы и свойства отраженного радиосигнала. Неоднородная структура ионосферы в средних масштабах (порядка 10...100 км) представлена, прежде всего, волновыми возмущениями, происхождение которых связано с акустико-гравитационными волнами (АГВ) в верхней атмосфере [15,16]. К началу 80-х годов окончательно сформировались представления [17,18] согласно которым волновые возмущения постоянно присутствуют в ионосфере в любое время суток и сезона и являются неотъемлемым свойством среднеширотной ионосферы в диапазоне высот 70...300 км.

Характерным свойством волновых возмущений является линейчатость их частотного спектра, определяемого в отдельных сеансах измерений [19]. Это означает, что среди одновременно присутствующих на высотах F-слоя возмущений электронной концентрации выделяются своей амплитудой две-три гармоники. Вместе с тем положение пиков в частотном спектре ионосферных волновых возмущений характеризуется значительной изменчивостью, так что их спектр, полученный усреднением за большие интервалы наблюдений, имеет монотонный характер [20,21]. Также весьма значительны вариации амплитуды отдельных гармоник (от долей до десятков процентов). Наблюдается увеличение амплитуды колебаний $\Delta N/N$ в 3–4 раза в ночные часы, а также специфическая для каждого частотного диапазона зависимость этого параметра от высоты [22]. Выявлена цуговая структура ионосферных волновых возмущений, при которой они распространяются пакетами, состоящими из трех-четырех полных циклов колебаний [23],

Изменчивость свойств среднемасштабных волновых возмущений свидетельствует о случайном характере источника порождающих их АГВ. Детерминированная, волновая природа АГВ должна проявлять себя в пространственной когерентности. Однако измерения этой характеристики показывают, что когерентность ионосферных волновых возмущений нарушается уже на сравнительно коротких расстояниях - порядка длины волны [19]. Согласно современным представлениям это указывает на присутствие в ионосфере хаотических неоднородностей ионизации иной природы [21,24,25]. О последних известно, что они также относятся к среднемасштабному диапазону, постоянно существуют в ионосфере и могут иметь амплитуды $\Delta N/N$ того же порядка, что и ионосферные волновые возмущения.

Таким образом, ионосфера характеризуется развитой неоднородной структурой в области масштабов порядка 10...100 км. Совместное действие волновых возмущений и хаотических неоднородностей ионизации искажает поверхности равной электронной концентрации, делая их похожими, по меткому замечанию Г.Букера, на покрытую зыбью поверхность океана [17]. Естественно, это сильно сказывается на свойствах отраженных от ионосферы радиосигналов. Первое, хорошо известное следствие, – фединг в ионосферных каналах радиосвязи; второе, не менее очевидное, – наличие бликов на искривленной поверхности ионосферного «зеркала», или многолучевость отраженных от ионосферы радиосигналов. Исследования последних лет приводят к убеждению, что явление многолучевости имеет универсальный характер при ионосферном распространении радиоволн.

В [26] была впервые высказана идея о том, что главным механизмом среднеширотного ночного F-рассеяния является многолучевое отражение в присутствии развитых среднемасштабных неоднородностей ионосферы. С тех пор автор [26] со своими сотрудниками активно и плодотворно развивает эту идею. В настоящее время установлено, что многолучевые отражения от ионосферы, обусловленные перемещающимися ионосферными возмущениями (термин, объединяющий среднемасштабные возмущения волновой и иной природы), имеют место как в ночных условиях, так и днем [27,28]. С помощью современного исследовательского ионозонда, обладающего высоким разрешением, показано, что многолучевые отражения могут не сопровождаться F-рассеянием или уширением основных следов на ионограммах, полученных стандартным ионозондом [29]. В условиях спокойной ионосферы различие действующих высот для отдельных лучей оказывается меньше длины импульса. В [25] структура многолучевых сигналов исследовалась с помощью остронаправленного ВЧ радара с доплеровским разделением. Было получено два интересных результата. Подавляющую часть времени ночью наблюдались многократные отражения быстро сканирующего луча (угловое рассеяние в пределах 14° от вертикали), что соответствует многолучевым отражениям сигналов вертикального зондирования. В то же время рассеяние по доплеровской частоте было незначительным (как правило, менее 0,05 Гц). Отсюда следует важный вывод: только доплеровские системы с очень высоким разрешением (не хуже 0,01 Гц) могут отслеживать отдельные компоненты отраженного от ионосферы многолучевого сигнала. Это естественным образом связано с природой среднемасштабных хаотических неоднородностей ионизации, которые участвуют только в дрейфовых и относительно медленных диффузионных движениях в ионосфере.

Упомянутые выше экспериментальные результаты были получены, преимущественно, в среднеширотном регионе. Однако можно ожидать, что влияние среднемасштабной неоднородной структуры ионосферы на распространение радиоволн не менее существенно в экваториальной и полярной областях. Только в этом случае все эффекты осложнены сопутствующим рассеянием на развитых мелкомасштабных неоднородностях электронной концентрации.

Поставим вопрос следующим образом: какими параметрами сигнала ВЗ можно воспользоваться для диагностики среднемасштабной структуры ионосферы? Из сказанного ранее следует, что отраженный от ионосферы сигнал представляет собой результат интерференции нескольких зеркальных компонент. Это влечет за собой искажения формы огибающей импульса и вариации фазы внутри импульса. Измерение этих параметров, в определенном смысле, эквивалентно повышению разрешения ионозонда по действующей высоте либо превращению ионозонда в доплеровскую систему с высоким разрешением по частоте. Есть третий путь. Как показано в [8,9], интерференция неколлинеарных лучей приводит к сильным искажениям поляризации суммарного поля. При этом статистические характеристики поляризации сигнала ВЗ являются носителями информации о среднемасштабной структуре ионосферы.

Поляризация сигналов ВЗ как тест для среднемасштабной структуры ионосферы. За последние десятилетия осуществлен ряд экспериментов, нацеленных на изучение поляризации радиоволн, вертикально отраженных от ионосферы (см. [30-34] и ссылки в [31,32]). Их результаты можно коротко суммировать следующим образом. В частотном диапазоне, где нормальные моды разделе-

ны, наблюдаются эллипсы поляризации с меняющимся в широких пределах отношением полуосей и практически любой ориентацией. Оба параметра варьируют с течением времени, обнаруживая характерные черты случайного процесса. Выделяются флуктуации с квазипериодами в единицы секунд, единицы минут, а также суточные вариации [32,34]. Все это не соответствует предсказаниям теории предельной поляризации нормальных волн для слоистой регулярно неоднородной ионосферы [35]. Как показано в [8,9], основным механизмом сильных искажений поляризации является интерференция неколлинеарных компонент сигнала при многолучевом отражении от ионосферы.

Значение этого механизма продемонстрируем на примере интерференции двух лучей. Следуя [8], введем систему координат, начало которой расположено на поверхности Земли, ось z вертикальна, а геомагнитное поле лежит в плоскости zOy . Предположим, что в точку O в плоскости магнитного меридиана приходят две отраженные от ионосферы волны: одна – под углом Γ_1 , другая – под углом Γ_2 к оси Z . Поляризация каждой из них определена в собственной системе координат, ось Z' которой направлена навстречу лучу, а магнитное поле \mathbf{H} располагается в плоскости $Z'Oy'$ и соответствует предельной поляризации нормальных волн в магнитоионной теории:

$$k'_{1,2} = E'_y E'_x = -i \frac{2Y \cos \alpha_{1,2}}{Y^2 \sin^2 \alpha_{1,2} \pm (Y^4 \sin^2 \alpha_{1,2} + 4Y^2 \cos^2 \alpha_{1,2})^{1/2}},$$

где верхний знак перед корнем относится к обыкновенной волне, нижний – к необыкновенной; $Y = \omega_H / \omega$, ω_H – гирочастота, ω – циклическая частота волны; $\alpha_{1,2}$ – угол между волновым вектором и магнитным полем \mathbf{H} . Пусть обе волны принадлежат одному типу поляризации, имеют одинаковые частоты и амплитуды, но произвольные фазы φ_1 и φ_2 . Тогда для угла ориентации χ эллипса поляризации суммарного поля в плоскости xOy получаем

$$\chi = 0,5 \arctg(A/B),$$

где

$$A = 2 \sin(\varphi_1 - \varphi_2)(k_1 \cos \gamma_1 - k_2 \cos \gamma_2),$$

$$B = 2 - k_1^2 \cos^2 \gamma_1 - k_2^2 \cos^2 \gamma_2 + 2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2)(1 - k_1 k_2 \cos \gamma_1 \cos \gamma_2)$$

Из выражения для A вытекает, (то эллипс поляризации может иметь невозмущенную ориентацию (вдоль одной из координатных осей – x или y) либо при совпадающих направлениях распространения двух волн ($\gamma_1 = \gamma_2$), либо при равных фазах ($\varphi_1 = \varphi_2$). Если эти условия не выполнены, то отклонение может быть весьма значительным. Рассмотрим, например, случай $\gamma_1 = 0$, $0 < \gamma_2 \equiv \gamma \ll 1$, $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi - \varphi$, $\varphi \ll 1$ и разложим A и B в ряд по малым параметрам γ , φ (учитывая, что в плоскости магнитного меридиана $k(\gamma)$ отличается от $k(0) \equiv k$ только во втором порядке по γ):

$$A/B \approx k\gamma^2\varphi / (\varphi^2(1 - k^2) - k^2\gamma^4/2) \quad (1)$$

Как следует из (1), величина $|A/B|$ определяется соотношением между γ^2 и φ . В частности, при $\gamma^2 = \varphi |A/B| \approx 2$ и $|X| \approx 32^\circ$. Аналогичные оценки можно получить и для отношения полуосей эллипса поляризации суммарного поля.

На основе предложенного физического механизма в [8,9] построена численная статистическая модель, способная воспроизвести результаты измерений поляризации при ВЗ ионосферы. В качестве источника возмущений в этой модели рассматриваются единичные АГВ с масштабами 40..100 км и амплитудами $\Delta N/N$ порядка нескольких процентов. Их воздействие на распределение электронной концентрации и на зондирующий сигнал описывается в приближении одномерного синусоидального зеркала [36]. Отметим, что аналогичная модель отражающей поверхности справедлива и для возмущений электронной концентрации неволновой природы при наличии в их спектре доминирующей пространственной гармоник. Несмотря, на относительную простоту, модель хорошо воспроизводит многолучевую структуру отраженного от ионосферы сигнала. Результаты численных расчетов находятся в согласии с экспериментальными данными, полученными в различных широтных регионах (в Якутске, 62° с.ш.; Москве, 55° с.ш.; Ростове, 47° с.ш.; Валтаире, 7° с.ш.). Взятый из [9] рис.1 иллюстрирует результаты сопоставления модельных распределений угла ориентации χ и отношения полуосей p эллипса поляризации вертикально отраженных от ионосферы обыкновенных (a, b, z) и необыкновенных (b, d, e) волн из [9] с данными эксперимента в Валтаире [37] (штриховая линия). Имеется практически полное совпадение модельных и экспериментальных распределений угла ориентации эллипса поляризации. По статистическим ха-

рактеристикам отношения полуосей, с учетом экспериментальной погрешности 10% при определении этой величины также достигается неплохое соответствие.

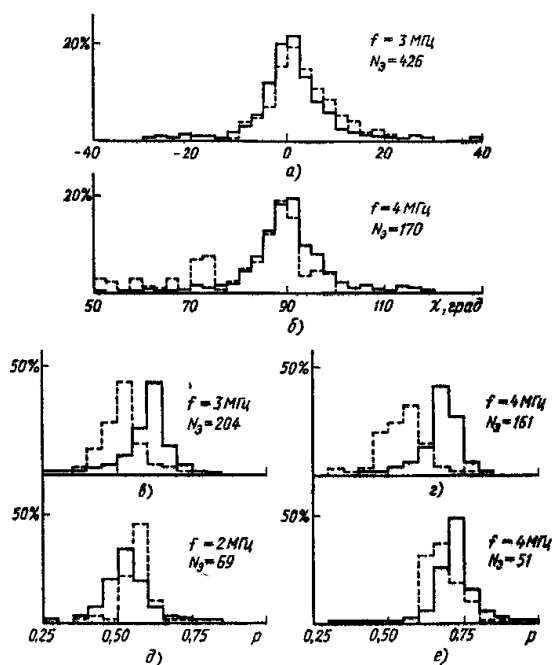


Рис. 1

Диагностические возможности поляризационных измерений иллюстрируются рис. 2, взятым из [8] (высота каждой ячейки графика соответствует уровню 20%). Здесь показаны функции распределения угла ориентации эллипса поляризации, рассчитанные в рамках описанной выше модели для условий Якутска при различных направлениях распространения АГВ в F-слое ионосферы ψ ($\psi = 0...150^\circ$ по отношению к северному направлению с шагом 30°). В [34] утверждается, что днем угол ориентации эллипса поляризации χ распределен в окрестности -60° , а ночью 40° . Как следует из рис. 2, этим значениям угла χ отвечают направления распространения АГВ в окрестности 150° и $30...50^\circ$. Любопытно, что последние числа, если их трактовать как доминирующее направление распространения АГВ соответственно в дневное и ночное время, близки к полученным в специальном исследовании по статистике фазовых скоростей АГВ [38]. Таким образом, поляризация сигналов ВЗ может служить индикатором волновых процессов в ионосфере. Представляет интерес и нуждается в дальней-

шем исследовании связь статистических характеристик поляризации с параметрами хаотических неоднородностей ионизации. Такая зависимость, несомненно, имеет место. И поляризационные измерения могли бы оказаться достаточно эффективным диагностическим средством для среднемасштабной структуры ионосферы. Отметим, что процесс рассеяния на мелкомасштабных неоднородностях электронной концентрации (с размерами $0,3...2$ км) также оказывает воздействие на поляризацию сигналов радиозондирования, приводя к короткопериодическим отклонениям угла ориентации эллипса поляризации на углы не более нескольких градусов [39–41]. Обнаружение этого эффекта в естественных условиях требует прецизионных измерений. Однако он может быть использован для диагностики спектра искусственной ионосферной турбулентности, возникающей, например, в нагревных экспериментах [41].

Аномальное поглощение как инструмент исследования мелкомасштабной структуры ионосферы. Хорошо известно, что величина эффективной частоты соударений электронов ν_e в слое F ионосферы, измеряемая при вертикальном зондировании методом A1 оказывается существенно выше соответствующих газокинетических значений [42,43]. Расхождение может быть обусловлено бесстолкновительным (аномальным) поглощением радиоволн [7]. Для обыкновенной волны одним из механизмов аномального поглощения является рассеяние (статистическая трансформация) в медленные необыкновенные волны на мелкомасштабных (меньше длины волны в вакууме) неоднородностях электронной концентрации [44,45]. Эффект дополнительного затухания пробных обыкновенных волн при воздействии на ионосферу мощным радиоизлучением изучен достаточно детально [46,47]. Существование мелкомасштабных неоднородностей естественного происхождения установлено в [48] и там же отмечено, что их появление сопровождается регистрацией ионозондом повышенного отклоняющего поглощения (условие R). Эффект может быть выражен настолько сильно, что в отдельные моменты времени его легко наблюдать по отсутствию обыкновенных следов на ионограмме. В [49] данные об аномальном поглощении обыкновенных волн при ВЗ предложено использовать для диагностики мелкомасштабных неоднородностей электронной концентрации области F ионосферы. При этом задачей первостепенной важности является установление корректной связи между дополнительным затуханием как функцией частоты и параметрами спектра неоднородностей.

Статистическая трансформация обыкновенных волн имеет место вблизи уровня отражения в интервале высот, определяемом условиями

$$1 - Y^2 < X < 1 \quad (2)$$

где $Y = \Omega_H/\Omega$, $X = \omega^2 p/\omega^2$, Ω - циклическая частота волны, Ω_H - гирочастота, ΩP - плазменная частота электронов. Расчет ослабления среднего поля в слое (2) обладает рядом особенностей и наиболее корректно может быть проведен на основе представлений о тензоре эффективной диэлектрической проницаемости [50,51]. Такой подход для степенного спектра ионосферных неоднородностей $\Delta N/N$ осуществлен в [52,10]. Приведем здесь для иллюстрации результат расчета аномального поглощения $L_{ан}$ в случае сильно вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей, спектр которых имеет вид

$$F(p) \propto (p_{\perp}^2 + k_{M\perp}^2)^{-\nu/2} \delta(p_{\parallel})$$

где p_{\perp} и p_{\parallel} - соответственно модули параллельной и перпендикулярной по отношению к магнитному полю H составляющих вектора p , $k_{M\perp}^2 = 2\pi/L_M$. L_M - максимальный масштаб в спектре неоднородностей в поперечном к H направлении; $\delta(x)$ - дельта-функция. При этом для линейного слоя ионосферной плазмы толщиной H [10]

$$L_{ан} = \frac{\pi}{8} \frac{\Gamma(\nu/2)}{\Gamma(\nu/2-1)} \left[B\left(\frac{\nu-2}{2}\right) \frac{5}{2} + 2B\left(\frac{\nu-3}{2}, \frac{3}{2}\right) \right] \frac{ctg^2 \beta}{\sin \beta} \frac{H\omega_H}{c} \left(\frac{R_{\perp}\omega}{2c} \right)^{2-\nu} \delta_{R_{\perp}}^2, \quad (3)$$

где β - угол между вертикалью и магнитным полем; $\delta_{R_{\perp}}^2$ значение структурной функции неоднородностей в поперечном по отношению к H масштабе R_{\perp} ; $\Gamma(x)$ и $B(\xi, \zeta)$ - гамма- и бета-функции соответственно; c - скорость света. Подставляя в (3) конкретные значения параметров $H=100$ км, $R_{\perp}=1$ км, $\omega_H = 6 \cdot 10^6 c^{-1}$, $\omega = 3 \cdot 10^7 c^{-1}$, $\delta_{R_{\perp}} = 10^{-2}$, получаем для $\nu=2$: $L_{ан} \approx 3,9$ дБ при $\beta=30^\circ$, $L_{ан} \approx 14$ дБ при $\beta=20^\circ$; для $\nu=2,5$: $L_{ан} \approx 1,3$ дБ при $\beta=30^\circ$ и $L_{ан} \approx 4,9$ дБ при $\beta=20^\circ$.

Полученные результаты подтверждают, что эффект может быть значительным. Кроме того, аномальное поглощение сильно зависит от показателя спектра неоднородностей, что может быть использовано в диагностических целях.

Таким образом, для исследования мелкомасштабной части спектра ионосферных неоднородностей могут быть использованы измерения поглощения радиоволн при ВЗ. Естественно, при этом должна быть предусмотрена процедура учета других механизмов бесстолкновительного поглощения (например, рассеяния [4,53]).

Исследование глобального распределения мелкомасштабных неоднородностей ионосферы по данным внешнего радиозондирования Наличие в ионосфере неоднородностей электронной концентрации с масштабами порядка 10...100 м подтверждено измерениями с помощью радаров когерентного рассеяния и исследованиями мерцаний сигналов космических радиоисточников [6,7]. Такой вид неоднородностей имеет фундаментальное значение, поскольку они связаны с турбулентными процессами и неустойчивостью плазмы. Как показано выше, они обладают также способностью влиять на энергетiku и поляризацию радиоволн при ионосферном распространении.

Несмотря на большую важность мелкомасштабных неоднородностей с теоретической и прикладной точек зрения, имеется мало информации об их морфологии и глобальном распределении в ионосфере. Значительная часть сведений такого рода получена из анализа появляемости F-рассеяния на ионограммах внешнего и наземного зондирования. Но использование данных наземных измерительных комплексов ограничено их локальным характером. Что касается F-рассеяния, его интерпретация как явления, обусловленного мелкомасштабными неоднородностями, неоднозначна [54]. Как отмечалось, его главной причиной в средних широтах является многолучевое отражение от слоя ионосферы с неоднородностями размером в несколько десятков километров. Кроме того, при относительно высоких групповых скоростях обыкновенных и необыкновенных электромагнитных волн, область локализации неоднородностей, приводящих к F-рассеянию в экваториальном и высокоширотном регионах, может иметь размеры порядка нескольких сотен километров. Вряд ли на таких расстояниях случайное поле мелкомасштабных неоднородностей обладает неизменными свойствами.

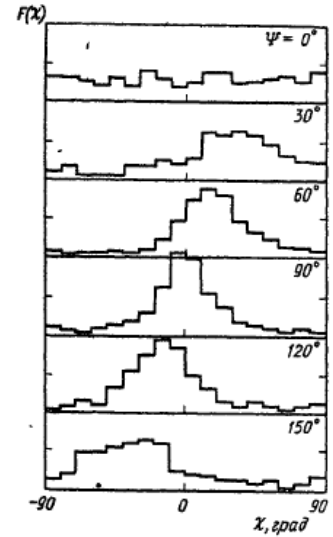


Рис. 2

В [11–14] предложен новый метод анализа данных внешнего зондирования, который нацелен на определение параметров мелкомасштабной структуры ионосферы и обходит указанные трудности. Метод основан на изучении свойств рассеянных медленных необыкновенных волн (z-моды), индуцированных излучением бортового ионозонда в частотном диапазоне

$$\max(\omega_P \omega_H) < \omega < \omega_{UHR} \equiv (\omega_P^2 + \omega_H^2)^{1/2} \quad (4)$$

где ω_{UHR} частота верхнего гибридного резонанса; все частоты относятся к окружающей спутник плазме. Диффузные следы z-волн в частотном диапазоне (4) можно наблюдать на ионограммах внешнего зондирования. Примеры таких ионограмм имеются в [55–57,11]. На рис.3 воспроизведена ионограмма из [57, Fig.9], иллюстрирующая наличие корреляции между F-рассеянием и интенсивностью диффузных следов z-моды в частотном диапазоне (4).

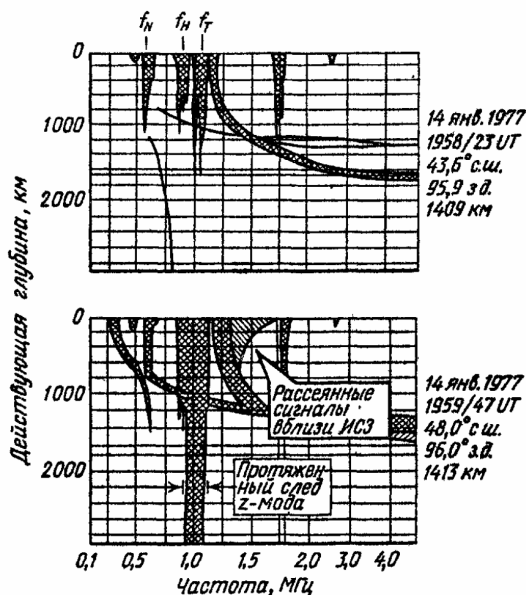


Рис. 3

ионосферной плазме;

- небольшие размеры области локализации неоднородностей позволяют однозначно связать характеристики рассеянного сигнала z-моды с параметрами мелкомасштабной структуры ионосферы в отличие от зондовых измерений *in situ*, возмущающее действие шутника на среду несущественно.

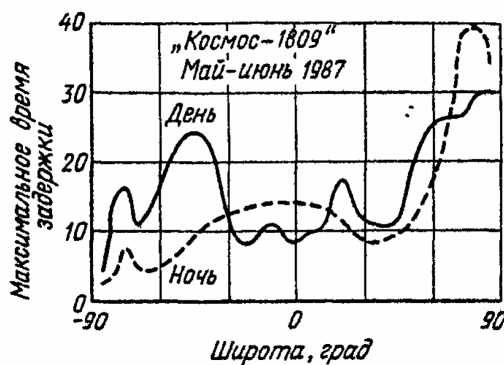


Рис. 4

расположением экваториальной аномалии. Это означает, очевидно, что в области экваториальной аномалии действуют сильные механизмы генерации мелкомасштабных неоднородностей.

Дальнейшее совершенствование теоретической основы и способа обработки экспериментальных данных в описанной методике даст возможность определять не только уровень, но и форму спектра мелкомасштабных неоднородностей верхней ионосферы. Для этого необходимы измерения интенсивности рассеянных z-волн как функции частоты и временной задержки. Есть два пути использования получаемых результатов: 1) построение модели глобального распределения ионосфер-

Имеется два возможных механизма формирования следов рассеянных z-волн:

1) рассеяние зондирующих медленных необыкновенных волн [56, 57];

2) рассмотренный выше механизм трансформации зондирующих обыкновенных волн при рассеянии [11].

В обоих случаях диффузные сигналы z-моды несут информацию о мелкомасштабных (10...100 м) неоднородностях, область локализации которых имеет размеры порядка нескольких десятков километров. Интенсивность рассеянных z-волн пропорциональна уровню неоднородностей, на чем может быть основана методика измерений.

Данный метод обладает следующими преимуществами:

- использование спутника дает возможность получать практически мгновенную картину глобального распределения неоднородностей в ио-

Имеющиеся к настоящему времени результаты [12-14,58] основаны на обработке ионограмм внешнего зондирования, полученных на спутнике "Космос-1809" в мае-июне и декабре 1987 г. Общий характер широтного распределения уровня мелкомасштабных неоднородностей на высоте 900-1000 км (см. рис.4) близок к известному распределению километровых неоднородностей [59]. Наблюдается его повышение в высокоширотных регионах и экваториальной области. Обнаружены ранее неизвестные детали. Например, как на летнем распределении так и на зимнем есть максимумы при 20...25° с.в. и 10...15° ю.ш. на освещенных Солнцем участках орбиты спутника. Их положение совпадает с

ных неоднородностей с размерами порядка 10...100 м для различных гелиогеофизических условий; 2) включение диагностики мелкомасштабной структуры ионосферы в систему глобального мониторинга околоземной среды в реальном масштабе времени с использованием ИСЗ.

Техническая реализация новых возможностей радиозондирования. Важным преимуществом всех рассматриваемых в статье способов диагностики ионосферных параметров является относительная простота технической реализации. Для измерений требуются минимальные изменения конструкции ионозонда.

Для проведения измерений поляризации сигналов ВЗ необходимо оснастить ионозонд: антенной системой, состоящей из двух диполей с ориентацией север-юг и восток-запад в магнитной системе координат; двухканальным приемником; блоком калибровки, обеспечивающим эквивалентность двух трактов приема; поляризационной приставкой, обеспечивающей оцифровку амплитудных и фазовых соотношений квадратурных компонент сигнала.

Возможность проведения поляризационных измерений, как правило, предусматривается в конструкции современных ионозондов [60].

Измерения аномального поглощения радиоволн требуют оснащения ионозонда системой для регистрации амплитуд сигналов, также уже продолжительное время используемой в практике ионосферных исследований. Подчеркнем только необходимость тщательной калибровки аппаратуры для амплитудных измерений.

Новая информация о мелкомасштабных неоднородностях может быть получена с помощью существующей техники внешнего радиозондирования. Необходимым требованием к ионозонду является только возможность реализации режима с отключенной автоматической регулировкой усиления. Вместе с тем дальнейшее развитие методики измерений требует внесения следующих усовершенствований: увеличения количества частот зондирования в диапазоне (4), желательно уменьшение шага по частоте до 1...10 кГц; регистрации уровня сигнала как функции задержки с шагом 0,1 мс для каждой частоты зондирования в диапазоне (4).

Указанные требования не являются чрезмерными для новых космических ионозондов (М., например, [61]).

Заключение Развитие техники радиозондирования ионосферы с момента ее появления и по настоящее время шло, в основном, по экстенсивному пути: происходило наращивание числа методов радиозондирования и измеряемых параметров радиосигнала. К вертикальному зондированию, с которого все начиналось, добавилось возвратно-наклонное зондирование и внешнее зондирование. Трансионосферное зондирование делает систему методов радиозондирования замкнутой. Практически исчерпан уже диапазон измеряемых параметров сигнала. В арсенал ионосферных исследований давно и прочно вошли измерения групповой задержки, амплитуды, фазы и поляризации радиоволн. Параллельно развивались другие радиофизические методы диагностики ионосферы. Благодаря этому получен колоссальный объем информации. Вместе с тем обогатились и углубились наши представления о ближайшем космическом окружении нашей планеты. Стало ясно, что одной из важнейших характеристик ионосферы является ее неоднородная структура в средних и мелких масштабах. Может ли радиозондирование послужить надежным источником информации о неоднородной структуре ионосферы? Ответ на этот вопрос чрезвычайно важен потому, что радиозондирование принадлежит к числу наиболее простых, доступных, а, значит, наиболее массовых средств изучения ионосферы. В статье дан положительный ответ на этот вопрос. Радиозондирование вступает в фазу интенсивного развития, когда информация о новых ионосферных параметрах будет получена на основе более полного понимания механизмов связи между процессами, протекающими в верхних слоях атмосферы, и свойствами радиосигналов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. -М.:Мир, 1973.
2. Кравцов Ю.А., З.И. Фейзуллин, А.Т. Виноградов Прохождение радиоволн через атмосферу Земли. – М.:Радио и связь, 1983.
3. Бирюков А.В., Н.П.Данилкин, П.Ф. Денисенко и др. - Space Res., 1977, V. 17
4. Белей В.С., В.Т. Галушко, В.И. Водолазкин. и др. - Геомагнетизм и аэрномия, 1990, т.30, 6
5. Ebel A. – J.Atoms.Terr.Phys., 1984, v.46, №9.
6. Fejer B.G, M.C. Kelley –Rev.Geophys.Space Phys., 1980, v.18,№2.
7. Szuszczewicz E.P. –Radio Sci., 1986 v.21, №3.
8. Заботин Н.А., Жбанков Г.А. - Геомагнетизм и аэрномия, 1991, т.31, 6
9. Заботин Н.А., Жбанков Г.А. - Геомагнетизм и аэрномия, 1991, т.31, №6.
10. Бронин А.Г., П.Ф. Денисенко, Г.А. Жбанков, Н.А. Заботин - Изв.вузов. Радиофизика, 1991, т.34,№3.

11. Денисенко П.Ф., Н.А. Заботин, С.А. Пулинец, В.В. Селегей - Геомагнетизм и аэрономия, 1987, т.27, №4.
12. Pulinetes S.A, T.A Klimanova, P.F. Denisenko, N.A. Zabolin - In: SUNDIAL Workshyop VI (McLean, Virginia, May 5-8, 1989). Brief reports, v.1., SAIC, 1989.
13. Bratsun D.S., P.F. Denisenko, N.A. Zabolin, S.A. Pulinets XXIII General Assembly of URSI (Prague, Czechoslovakia, 28 Aug-5 Spt, 1990). Abstracts, v.1.
14. Брацун Д.С., П.Ф. Денисенко, Н.А. Заботин, С.А. Пулинец - Препринт ИЗМИРАН, 1991.
15. Munro G.H. - Proc.Roy.Soc, 1950, v.202, №1.
16. Hines C.O. - Canad. J.Pys., 1960, v.38.
17. Booker H.G. - J.Atoms.Terr.Phys., 1979 v.41.
18. Дробжев В.И., В.М. Краснов - Вестник АН КазССР, 1980, №6
19. Авакян С.В., В.И. Дробжев., Краснов В.М. и др. Волны и излучение верхней атмосферы. -Алма-Ата: Наука КазССР, 1981.
20. Titheridge J.E. - Planet.Space Sci., 1971, v.19.
21. Калиев М.З., И.М. Красников, Ю.Г. Литвинов и др. - Геомагнетизм и аэрономия. 1988, т.28, №2.
22. Дробжев В.И., Г.И. Гордиенко, М.З. Калиев и др. - Геомагнетизм и аэрономия. 1986, т.26, №4.
23. Калиев М.З., И.М. Красников, Ю.Г. Литвинов и др. - Геомагнетизм и аэрономия, 1989, т.29, №5.
24. Гайлит Т.А. -Ионосферные исследования, №41. -М.:Сов.радио, 1986.
25. From W.R., D.H. Meehan - J.Atmos.Terr.Phys., 1988, v.50, N57.
26. Bowman G.G. - Planet.Space Sci., 1960, v.2.
27. Bowman G.G., G.S. Dunne, D.W. Hainsworth - J.Atmos.Terr.Phys., 1987, v49, №2.
28. Джапаридзе Г.А., Н.В. Мосашвили, Н.Ш. Николайшвили, З.С. Шарадзе - Геомагнетизм и аэрономия, 1989, т.29, №2.
29. Bowman G.G., P.E.Munro - J.Atmos.Terr.Phys., 1988, v.50, №3.
30. Таран В.И., Б.Л. Кашеев - Ионосферные исследования, №9, 1961.
31. Березин Ю.В. - Геомагнетизм и аэрономия, 1970, т. 10, №6.
32. Хандовлетов И. - Изв.АН ТССР. Сер.физ.-техн.,хим. и геол.наук, 1978, №5.
33. Денисенко П.Ф., Ю.Л. Змеев, Ю.Н. Фаер - Геомагнетизм и аэрономия, 1987, т.27, №5.
34. Афраймович Э.Л., В.Ф. Смирнов - Геомагнетизм и аэрономия, 1987, т.27, №5.
35. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. -М.:Наука, 1967.
36. Афраймович Э.Л. Интерференционные методы радиозондирования ионосферы. -М.:Наука, 1982.
37. Reddy S.A, B.R. Rao, - J.Atmos.Terr.Phys., 1963, v.25, №1.
38. Herron T.J. - J.Atmos.Terr.Phys., 1973, v.35.
39. Бронин А.Г., Н.А. Заботин - Изв.вузов. Сер.Радиофизика, 1989, т.32, №11.
40. Заботин Н.А., В.В. Карышев - Геомагнетизм и аэрономия, 1991, т.31, №4.
41. Бронин А.Г., Н.А. Заботин - Изв.вузов. Сер.Радиофизика, 1991, т.34, №6.
42. Aggarwal K.M., N. Nath, Setty C.S.G.K - Planet.Space Sci., 1979, v.27.
43. Водолазкин В.И., Н.П. Данилкин, П.Ф. Денисенко, Ю.Н. Фаер - Геомагнетизм и аэрономия, 1983, т.23, №1.
44. Рыжов Ю.А - ЖЭТФ, 1977, т.72.
45. Денисенко П.Ф., В.И. Водолазкин, Ю.Н. Фаер, Л.Н. Болтыхова - Геомагнетизм и аэрономия, 1987, т.27, №3.
46. Тепловые нелинейные явления в плазме. -Горький: ИПФ АН СССР, 1979.
47. Эффекты искусственного воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу Земли. - М.:ИЗМИРАН, 1983.
48. Коровин А.В. - Изв.вузов. Сер.Радиофизика, 1984, т.27.
49. Водолазкин В.И., П.Ф. Денисенко, Ю.Н. Фаер - Геомагнетизм и аэрономия, 1989, т.29, №2,
50. Рыжов Ю.А. - Изв.вузов. Сер.радиофизика, 1978, т.21, №3.
51. Васьков В.В. - В сб.:Взаимодействие высокочастотных волн с ионосферой. -М.:ИЗМИРАН, 1989.
52. Бронин А.Г., Я.Ф. Денисенко, Г.Л. Жбанков, Я.Л. Заботин - Изв.вузов. Радиофизика, 1990, т.33, №5.
53. Бронин Л.Г., П.Ф. Денисенко, Н.А. Заботин, Ю.М. Ямпольский - Геомагнетизм и аэрономия, 1991, т.31, №5.
54. Гершман Б.Н., Э.С. Казимировский, В.Д. Кокоуров, Н.А. Чернобровкина Явление F-рассеяния в ионосфере. -М. Наука, 1984.
55. Hagg E.L, E.J. Hewens, G.L. Nelms - Proc. IEEE, 1969, v.57, №6.
56. Muldrew D.B. - Proc.IEEE, 1969, v.57, №6.
57. James H.G. - J.Geophys.Res.. 1979, v.84.
58. Bratsun D.S., P.F. Denisenko, N.A. Zabolin, S.A. Pulinets - J.Atmos.Terr.Phys.. 1992, v.54, №10.
59. Fremow E.G., C.L. Rino - Radio Sci., 1973, v.8, №1
60. Данилкин Н.П. - В сб.:Ионосферно-магнитная служба. -Л.:Гидрометеиздат, 1987
61. James H.G., T.R. Darlington, C.H. Herson et al. - Proc. IEEE, 1987, v.75, №2.

Поступила 17 декабря 1991 г.

Глава 2

Методы расчета вертикальных профилей концентрации электронов (Nh-профилей) в ионосфере

Предисловие 2008 года

В этой главе собраны методы и алгоритмы расчетов, которые были созданы в разные годы, в том числе, и в начале 60-х. Может показаться, что они устарели вместе с вычислительной техникой. На самом деле это не так. Техника изменилась неузнаваемо. Появились персональные компьютеры и новое программирование. Зачастую для вычисления уравнения или «взятия» какого-нибудь интеграла достаточно нажать одну кнопку и указать метод вычислений. Это касается и методов расчета Nh-профилей ионосферы. Можно просто из Интернета бесплатно «скачать» тот или иной метод и его использовать. Однако, если Вам необходима не только тщательность расчетов и контроль ошибок, но и введение в алгоритм расчетов каких-либо изменений, то такая схема не годится.

XXI век принес с собой в технику расчетов Nh-профилей ионосферы, прежде всего, замену понимания ионосферы как плоско-слоистой среды. В современной технике расчетов плоские слои заменены клинами, что гораздо ближе к естественной неоднородной среде ионосферы. Таким образом, плоскослоистая ионосфера для расчетов $N(h)$ заменяется на клиновиднослоистую среду. В такой среде вертикальные лучи могут возникнуть только в частном случае, когда клиновиднослоистая ионосфера превращается в плоскослоистую ионосферу. Или, говоря языком 60-х и 70-х годов, когда коэффициент мутности ионосферы становится равным 0 и мы имеем зеркальное отражение от ионосферы.

В современных ионозондах результаты радиозондирования дают не только Nh-профиль, но и другие параметры ионосферы. Большим достоинством современной методики расчетов является оценка погрешностей или неопределенности расчета Nh-профилей, вызванных структурой ионосферной плазмы в области прохождения сигналов при, так называемом, «вертикальном» зондировании.

Однако при этом кое-что было упущено или, может быть, еще не сделано. Так, ни один из известных мне методов 2008 года, которые можно получить из Интернета, не учитывает возможности использования данных по поглощению радиоволн. Часто исследователя не удовлетворяют те предположения, которые авторы вложили в модель распределения электронной концентрации в «долине» и т.д. Иногда много быстрее и много надежнее использовать «ручной» метод расчета Nh-профиля, нежели создавать программы с последующим исправлением ее ошибок и расчетом с ее помощью.

В 60-х и начале 70-х годов в Ростовском Университете мы усиленно занимались вертикальным радиозондированием ионосферы. Был создан первый в мире поляризационный ионозонд и на его основе создана техника и методы расчета «сомкнутого» Nh-профиля. Последний был тщательно «отработан» при сопоставлении с ракетными профилями, полученными в том же месте, где стоял ионозонд. В те годы мы создали два поляризационных ионозонда. Один работал на ионосферной станции в Ростове-на-Дону, другой на ракетном полигоне «Капустин Яр» под Волгоградом. Тогда же вместе с коллегами из Института космических исследований РАН и Института экспериментальной метеорологии (Обнинск) были проведены тщательные сопоставления расчетов Nh-профилей, полученных методом вертикального радиозондирования с профилями, полученными зондовыми методами на ракетах МР-12, а также полученными методом дисперсионного интерферометра на больших геофизических ракетах «Вертикаль». Профили, полученные методом дисперсионной интерферометрии – с моей точки зрения – являются и «на сегодня» наиболее точными среди всех методов. Включая методы когерентного и некогерентного рассеяния радиоволн, томографию, “SuperDarn” и т.п. К сожалению, они же являются и наиболее дорогостоящими (в пересчете на один профиль). Они не повторяются уже около 20-ти лет и я не ожидаю, что они будут вновь использоваться в будущем.

Созданный нами и апробированный в те годы метод «сомкнутого» Nh-профиля, с моей точки зрения, до настоящего времени является наилучшим. Он позволяет определить Nh-профили от высоты в 60 км до высоты максимума ионосферы. При этом метод определения Nh-профиля в Д-области это фактически слегка модернизированный метод, разработанный моим английским «ионосферным» учителем – сэром Грэнвиллом Байноном (метод Байнона и Рангасвами). Байнон ввел в

расчеты профилей концентрации результаты измерений неотклоняющего поглощения радиоволн при отражении от слоя E. Это оказалось исключительно удачным приемом. Впоследствии – уже наши ракетные измерения - показали, что вычисленные таким образом профили совпадают с ракетными с точностью до одного км в областях D и E. Для вычисления профилей выше максимума слоя E используются групповые задержки радиоволн, отражающихся от слоев F1 и F2. В зависимости от формы слоев в области низкочастотного конца отражений групповые задержки часто бывают одинаковыми и на обычных (не поляризационных) ионозондах их нельзя отличить одна от другой. Это резко ухудшает условия расчета Nh-профиля вблизи и выше максимума слоя E. Разделение же сигналов по признаку поляризации – принятое в поляризационных ионозондах – снимает эти ограничения.



На фотографии профессор, доктор физико-математических наук Денисенко Павел Фёдорович (справа), доктор физико-математических наук Мальцева Ольга Алексеевна и автор. Ими были созданы «ростовские» методы определения профилей концентрации и частоты соударений электронов в ионосфере.

Между областями E и F находится область, которую принято называть «долиной», тем самым, подчеркивая, что в этой области возможны плазменные концентрации меньше, чем в области максимума слоя E. Ионозонд с поверхности Земли принципиально не может измерить концентрацию в долине в этом случае. Но, сравнивая групповые задержки обыкновенной и необыкновенной поляризаций сразу выше максимума слоя E, можно – с одной стороны – определить количество электронов в столбе долины и предположить разумную модель самой долины, которая удовлетворяет одновременно данным обеих поляризаций магниторасщепленного сигнала. С другой стороны правильный учет «вклада» долины в групповые задержки сигналов больших частот позволяет уточнить форму Nh-профиля в области F.

В наших измерениях в те годы имелась одна особенность, которая сыграла нам хорошую службу. Дело в том, чтобы убрать «мутность» ионосферы (этим словом назывались условия, когда в отраженном от ионосферы сигнале значительную роль играла не отраженная от ионосферы волна, а волна рассеянная на ионосферных неоднородностях) мы проводили измерения только тогда, когда имелась только «зеркальная» компонента волны. Это хорошо видно по характеру эллипса поляризации. Зеркальная компонента имеет круговую поляризацию, рассеянная - эллиптическую. Таким образом, все наши тогдашние измерения относились именно к вертикальному случаю распространения зондирующих волн. Я думаю, что именно эта особенность тех ранних измерений, о которой впоследствии забыли, привела к исключительно хорошим соглашениям, которые были получены нами при сравнении с ракетными измерениями.

В данной главе собраны статьи разных лет и расположены они не по годам, а в соответствии с идеей построения сомкнутого $N(h)$ -профиля: от области D вплоть до максимума области F2. В некоторых статьях для краткости опущены малосущественные или несущественные детали.

НОМОГРАММЫ ДЛЯ РАСЧЕТА МОДЕЛЬНОГО $N(h)$ -ПРОФИЛЯ В D-ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ

Н.П. Данилкин, П.Ф. Денисенко

Геомагнетизм и аэрономия, 1973, т. XIII, №5, с. 927-929

Определение ряда параметров верхней ионосферы базируется на вертикальном зондировании с последующим расчетом $N(h)$ -профиля различными способами [1,2]. При этом точность расчета $N(h)$ -профиля по ионограммам во многом определяется правильным представлением ионизации на высотах $h < 100$ км. Среди различных простых дополнительных методов, помогающих скорректировать эквивалентную ионизацию в D-области, наиболее эффективно измерение поглощения радиоволн в некотором диапазоне около 2 МГц [3].

Метод расчета $N(h)$ -профиля в D-области, основанный на измерении всего двух параметров (действующей высоты h' и поглощения L), исходит из выражения [4]

$$N(h) = N_{60} \exp[\alpha(h - 60)^2] \quad (1)$$

где N_{60} - электронная концентрация на $h = 60$ км; α - параметр экспоненты. Поскольку h' и L являются функциями $N(h)$, то, подставляя (1) в соответствующие уравнения для h' и L , можно определить N_{60} и α , т.е. вычислить весь профиль.

В работе [5] предложена другая модель $N(h)$ -профиля в D-области также хорошо совпадающая с рядом расчетных профилей.

$$N(h) = N_{60} \exp[\beta(h - 60)] \quad (2)$$

Воспользовавшись методом [4], из экспериментальных величин h' и L можно также определить N_{60} и β , а по ним вычислить и весь $N(h)$ -профиль.

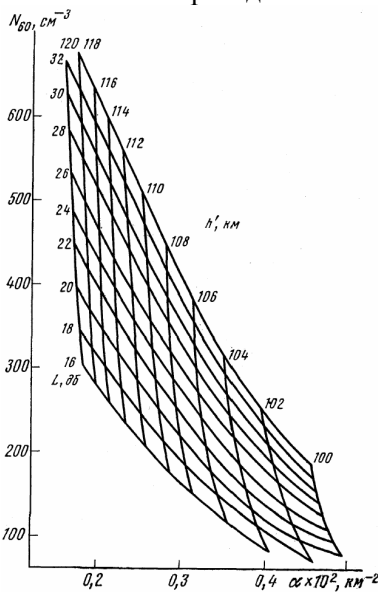
Однако все вычисления необходимо проводить в рамках обобщенной магнитоионной теории, для которой составление алгоритмов и проведение счета трудоемко [6].

В настоящей работе предлагаются сетчатые номограммы, вычисленные по методу [4] и позволяющие из экспериментальных величин h' и L , полученных в средних широтах, без длительного машинного счета определять параметры N_{60} , α , β , а по ним и весь $N(h)$ -профиль в соответствии либо с (1), либо с (2).

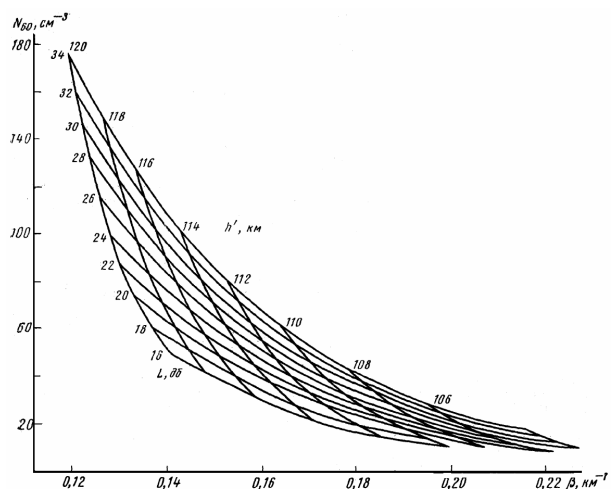
На фиг.1 приведена сетчатая номограмма для расчета $N(h)$ -профиля вида (1) по данным наиболее часто встречающихся в средних широтах экспериментально определенных величин действующих высот (представлены значения $h' = 100-120$ км) и поглощений, измеренных методом A1, на частоте 2 МГц (представлены значения $L = 16-34$ дБ). Вычисления произведены для $\theta = 25,5^\circ$ и $f_H - 1,29$ МГц, где θ - угол между направлением нормали к фронту волны и вектором земного магнитного поля, f_H - гирочастота. В расчетах использовался $v(h)$ -профиль, рекомендованный в [4] для средних широт.

Для тех случаев, когда заранее известно из других соображений, что $N(h)$ -профиль в D-области ближе к виду (2), нежели к (1), следует использовать сетчатую номограмму, определяющую параметры выражения (2) для тех же условий (фиг.2).

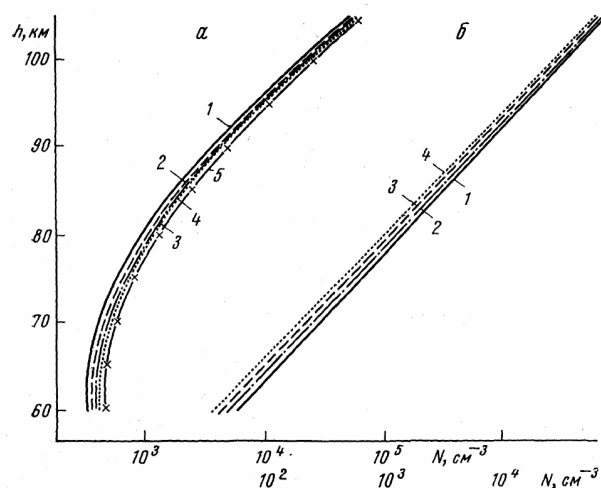
Из сравнения фиг. 1 и 2 видно, что часто уже из величин h' и L можно заключить, выражением какого вида следует воспользоваться. Так, для случая малых значений h' и малых L модель (1) оказывается предпочтительнее.



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

Для исследования вопроса о том, в каких геомагнитных условиях можно пользоваться номограммами, были рассчитаны модели (1) и (2) для условий, отличающихся от приведенных выше на $\Delta\theta = \pm 10^\circ$ и $\Delta f_H = \pm 0,1$ МГц. Результаты этих расчетов для $h' = 110$ км и $L = 26$ дб (а – модель (1), б – модель (2)) приведены на фиг. 3. Кривая 1 - $f_H = 1,29$ МГц, $\theta = 15,5^\circ$; кривая 2 - $f_H = 1,19$ МГц, $\theta = 25,5^\circ$; кривая 3 - $f_H = 1,39$ (1,29) МГц, $\theta = 25,5^\circ$; кривая 4 - $f_H = 1,29$ МГц, $\theta = 35,5^\circ$. Расчеты для других величин h' и L при тех же $\Delta\theta$ и Δf_H дают аналогичные результаты. Для модели (1) также рассчитан $N(h)$ -профиль (кривая 5) для Магадана ($\theta = 19^\circ$, $f_H = 1,57$ МГц). Видно, что отклонениями от моделей, определенных номограммами, можно пренебречь.

Авторы благодарят В. Байнона, предоставившего алгол-программу для расчета модели типа (1), а также Г.И. Елизарьеву и Л.М. Паратову, выполнивших расчеты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Budden K.G. Radio waves in the ionosphere. Univ. Press, Cambridge, 1961.
2. Пауль А.К., Дж.У. Райт. Электронная концентрация в ионосфере и экзосфере. «Мир», 1966, 122.
3. Данилкин Н.П., О.А. Мальцева. Геомагн. и аэрономия, 1973, 13, 256.
4. Beynon W.J., S. Rangaswamy. J. Atmos. and Terr. Phys., 1969, 31, 891.
5. Несторов Г. Геомагн. и аэрономия, 1972, 12, 44.
6. Sen H.K., A.A. Wyller. J. Geophys. Res., 1960, 65, 3931.

Ростовский-на-Дону государственный университет

Статья поступила 17 января 1973 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПОСТОЯННОЙ АППАРАТУРЫ ПРИ МНОГОЧАСТОТНЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ ПОГЛОЩЕНИЯ РАДИОВОЛН МЕТОДОМ A1

Н.П. Данилкин, Ю.Н. Фаер

Геомагнетизм и аэрономия. 1972 Том XII, №6, стр. 1120-1121

Определение постоянной аппаратуры при измерении поглощения радиоволн методом A1 на частотах 2–3 МГц стандартным методом проводится при ночных измерениях, когда в ионосфере создаются условия для существования кратных отражений [1]. Этот метод непригоден, если необходимо измерять поглощение радиоволн на частотах, превышающих ночные значения $foF2$.

Ситуация в какой-то степени аналогична той, которая имеет место в радиоастрономии [2] при измерении поглощения радиоволн земной атмосферой, когда об интенсивности источника, находящегося вне атмосферы, можно судить по различию в поглощении обеих магнитоионных компонент радиоволн космического происхождения. В настоящей работе проверяется возможность применения этой радиоастрономической идеи к условиям эксперимента с отражением волны от ионосферы и предлагается новая методика определения постоянной аппаратуры в методе А1, основанная на технике раздельного приема обеих магнитоионных компонент сигнала.

При обработке экспериментальных данных по измерению поглощения радиоволн в ионосфере методом А1 на магниторасщепленных компонентах замечено, что между логарифмами амплитуд обыкновенной E_0 и необыкновенной E_x волн, измеренных на частотах $f \sim 4 \div 6$ МГц, существует зависимость, близкая к линейной

$$E_0 - E_x = (E_0 + K)C \quad (1)$$

где C – константа; K – поправка на высоту. Так как величина поглощения связана с логарифмами амплитуд соотношением

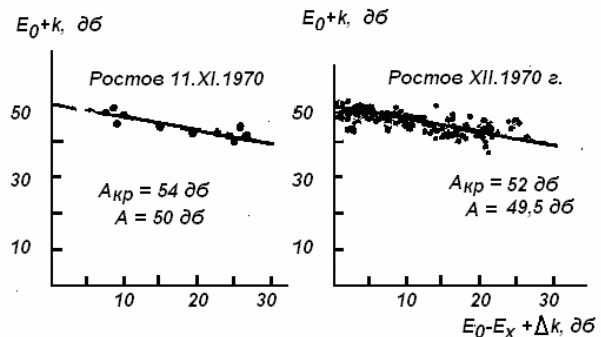
$$L = A - E_1 - K, \quad (2)$$

где A – постоянная аппаратуры, то линейную зависимость типа (1) следует также ожидать и для поглощения. Такая зависимость, представляющаяся очевидной в случае малости отклоняющего поглощения, может существовать и при некоторых других условиях. Например, если между отклоняющими поглощениями o - и x -волн существует линейная зависимость, то для выполнения условия (1) необходимо, чтобы в суточном ходе параметры $N(h)$ - и $\nu(h)$ -профилей изменялись таким образом, чтобы линейная зависимость существовала также между отклоняющим и неотклоняющим поглощением o -волны.

Для проверки существования таких условий и подтверждения экспериментальных результатов, упомянутых ранее, поставлен следующий численный эксперимент. Выбран характерный ионосферно-спокойный день, для которого имелись рассчитанные через 15-минутные интервалы времени $N(h)$ -профили. Последние были усреднены за получасовые интервалы и по результирующим $N(h)$ - и некоторым постоянным $\nu(h)$ -профилям рассчитано поглощение радиоволн в диапазоне 4–6 МГц для обеих волн на фиксированной частоте f и для x -волны также на частоте $f + 0,7$ МГц. Вычисления производились в рамках обобщенной магнитоионной теории. Результаты расчетов удовлетворяют линейной зависимости с точностью не хуже 3% (в большинстве случаев лучше 1%) для расчетов на одинаковой частоте и не хуже 1,0% для всех расчетов, когда поглощение необыкновенной волны вычислялось на частоте $f + 0,7$ МГц. Поскольку указанная величина отклонения от линейного закона меньше разброса экспериментально определенных от ионосферы сигналов o - и x -волн, то ею можно пренебречь.

Фигура иллюстрирует существо предлагаемого метода и одновременно является примером определения постоянной аппаратуры A этим методом для $f = 4$ МГц, для конкретных условий, когда определение постоянной аппаратуры $A_{кр}$ было также возможно методом кратных отражений. Здесь по оси абсцисс отложена разность усредненных логарифмов амплитуд обыкновенной и необыкновенной отраженных волн плюс разность поправок на высоту для o - и x -волн, а по оси ординат – усредненный логарифм амплитуд обыкновенной волны плюс ее поправка на высоту. Из фигуры видно, что экспериментальные величины достаточно хорошо подчиняются линейной зависимости. Величина ординаты, отсекаемая прямой, и есть постоянная аппаратуры, определенная предлагаемым методом. Для сравнения на фигуре указана также постоянная аппаратуры, определенная методом кратных отражений.

При измерении поглощения часто присутствуют очень медленные компоненты фединга, которые по-разному влияют на отражения 1-й и 2-й кратности. Это является причиной ошибок при определении постоянной аппаратуры методом кратных отражений. Ошибки могут быть очень велики и в отдельных случаях достигать 20 дБ. Поэтому для надежного определения постоянной необходимо иметь достаточное число независимых наблюдений, когда уже есть основание применять статистический анализ. Если учесть, что количество полностью независимых наблюдений, получаемых в течение одного калибровочного сеанса (т.е. в течение одного вечера или ночи), в среднем может быть около двух [3], то на это потребуется около одного месяца. Рассматриваемый метод не



подвержен влиянию медленной компоненты фединга, так как она одновременно действует на o - и x -компоненты 1-й кратности, а отражения 2-й кратности в нем не используются.

Таким образом, производя измерение поглощения o - и x -компонент в невозмущенный день, можно определить постоянную аппаратуры с достаточной степенью точности даже за один день. Об этом свидетельствует сравнительно небольшой разброс точек на графике.

Настоящий метод, по-видимому, свободен от некоторых недостатков, присущих методу кратных отражений, в частности от весьма произвольного приравнивания отражающих свойств дневной и ночной ионосфер, что особенно существенно для высоких частот. Действительно, из фигуры видно, что постоянная аппаратуры, определенная настоящим методом, ниже постоянной аппаратуры, определенной методом кратных отражений, на $\sim 3-4$ дБ, т.е. как раз на ту величину, на которую должен изменяться коэффициент отражения вследствие перехода от более диффузного ночного слоя к менее диффузному дневному слою.

Существенно, что предлагаемый метод определения постоянной аппаратуры также не зависит от изменения отражающих свойств земной поверхности.

ЛИТЕРАТУРА

1. Горбушина Н. Инструкция по измерению поглощения радиоволн в ионосфере. Л., 1959.
2. Little C.G., G.M. Lerfold, R. Parthasarathy Rad. Sci., 1964, 68D, 859.
3. Piggot W.R. Annals of the IGY, III, part II, Pergamon Press, 1957.

Ростовский-на-Дону государственный университет

Статья поступила 16 ноября 1971 г.

ВЫЧИСЛЕНИЕ $N(h)$ -ПРОФИЛЕЙ ИОНОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ЭЦВМ "УРАЛ-1"

Н.П. Данилкин, С.А. Жученко, Ю.К. Часовитин

Сб. «Ионосферные исследования», №13,
Изд-во АН СССР, 1964, (труды научного совещания в Ашхабаде, 1961 г.), стр. 53-57

В статье предлагается способ вычисления $N(h)$ -профилей с помощью ЭЦВМ «Урал-1», в основу которого положен ручной интегральный метод с учетом влияния магнитного поля Земли, описанный в [1]. С помощью машины вычисляются $h(f)$ -кривые, которые затем, в случае необходимости, вручную могут быть пересчитаны в $N(h)$ -профили. Отличие этого метода от других ручных и машинных [2-4] заключается в том, что используется изменение высоты от одной частоты к другой и изменения в групповом запаздывании, вызванные каждым промежутком ионизации при увеличении частоты. Это обстоятельство дает возможность рассчитывать $N(h)$ -профили с большой точностью в два этапа. На первом вычисляются с помощью ЭЦВМ специальные коэффициенты β_{rn} для ряда фиксированных частот один раз для данного места. В дальнейшем они используются постоянно. На втором, используя эти коэффициенты, производится перерасчет действующих высот в истинные, который может проводиться как с помощью ЭЦВМ, так и ручным методом.

Для составления первой части программы были использованы следующие расчетные формулы, взятые из [1]:

$$X_{rn} = \frac{f_r^2}{f_n^2}; \quad (1)$$

$$Y_n = \frac{f_H}{f_n}; \quad (2)$$

$$W_{rn} = \frac{f_n}{f_r} \quad (3)$$

$$\mu_{rn}^2 = 1 - \frac{2X_{rn}(1-X_{rn})}{2(1-X_{rn}) - Y_n^2 a + \sqrt{Y_n^2 a^2 + 4(1-X_{rn})^2 Y_n^2 b}}; \quad (4)$$

$$a = \sin^2 \theta, \quad b = \cos^2 \theta;$$

$$\mu'_{rn} = 0,98 \frac{\mu_{rn} W_{rn} - \mu_{r-1,n} W_{r-1,n}}{W_{rn} - W_{r-1,n}} \quad (5)$$

$$\beta_{rn} = \mu'_{r,n-1} - \mu'_{rn} \quad (r < n), \quad (6)$$

$$\beta_{rn} = \mu'_{nn}$$

где f_h – гирочастота; θ – угол между направлением распространения электромагнитных волн и вектором напряженности магнитного поля Земли; μ – показатель преломления; μ' – средний групповой показатель преломления на данном участке; f_n, f_r – фиксированные частоты. Величины μ'_{rn} и β_{rn} были подсчитаны на машине для следующих рядов фиксированных частот:

$$f_r, f_n = 0,1; 0,5; 1,0; 1,5; 2,0; 2,2; 2,4; \dots 5,0; 5,5; 6,0; \dots 15,0; \quad (A)$$

$$f_r, f_n = 0,1; 0,2; 0,4; 0,6; \dots 5,0; 5,5; 5,6, 0, \dots \quad 15,0; \quad (B)$$

$$f_r, f_n = 0,1; 0,5; 1,0; 1,5; \dots 15,0; \quad (B)$$

$$f_r, f_n = 1,5; 1,6; 1,7; \dots 5,5 \quad (Г)$$

$$(f_r \leq f_n)$$

Первая часть программы позволяет вычислить коэффициенты β_{rn} . Так как матрица μ'_{rn} используется для контроля при вычислении истинных высот, а также представляет собственный интерес, то она выводится из машины наряду с β_{rn} . Программа составлена для ряда (A).

Для составления второй части программы были использованы расчетные формулы

$$h_n - h_{n-1} = \frac{1}{\beta_{nn}} \left\{ (h'_n - h'_{n-1}) + \sum_{r=1}^{n-1} \beta_{rn} (h_r - h_{r-1}) \right\}; \quad (7)$$

$$h_{\max} = 3,41h_{0,9} - 2,41h_{0,8} \quad (8)$$

и проверочная формула

$$h'_n = h_n + \sum_{r=1}^n (\mu'_{rn} - 1)(h_r - h_{r-1}), \quad (9)$$

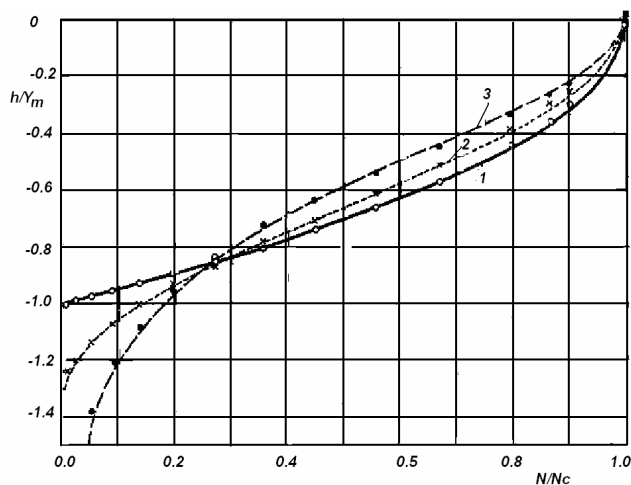
где h' – действующая высота; h – истинная высота. Выражение (8) служит для определения высоты максимума ионизации. Она получена при параболической экстраполяции $N(h)$ -профиля ионосферы к максимуму ионизации по высотам, на которых плотность ионизации составляет 0,9 и 0,8 от максимальной ионизации. Для упрощения вычислений в машину вводятся предварительно рассчитанные значения $f_{0,95}$ и $f_{0,89}$ соответствующие 0,95 и 0,89 от критической частоты.

Проверка правильности получаемых результатов производилась с помощью стандартных таблиц [5] для параболического слоя, косинусоидального и слоя Эпштейна, которые описываются уравнениями:

$$\frac{N}{N_c} = 1 - \left(\frac{h}{Y_m} \right)^2 \quad \text{– параболический слой}$$

$$\frac{N}{N_c} = \frac{1}{2} - \left(1 - \cos \frac{3\pi h}{4Y_m} \right)^2 \quad \text{– косинусоидальный слой}$$

$$\frac{N}{N_c} = \frac{4e^{3h/Y_m}}{\left(1 + e^{3h/Y_m} \right)^2} \quad \text{– слой Эпштейна}$$



Стандартные $N(h)$ -профили и значения h/Y_m , вычисленные для последовательности частот (А)
 1 – параболический слой; 2 – косинусоидальный; 3 – слой Эпштейна

На рисунке представлены стандартные профили этих слоев, рассчитанные в предположении равной максимальной электронной плотности N_c и одинакового количества электронов во всех слоях. Y_m представляет собой полутолщину параболического слоя. На этом же графике нанесены значения h/Y_m , вычисленные с помощью ЭЦВМ «Урал-1» для последовательности частот (А), приведены значения только через 1 Мгц. Из графика видно, что экспериментальные точки достаточно хорошо ложатся на теоретические кривые.

Таким образом, предлагаемый способ вычисления $N(h)$ -профилей ионосферы с помощью ЭЦВМ «Урал-1» обеспечивает достаточную точность и приемлемую скорость расчета вертикального распределения ионизации.

ABSTRACT

A method of computing $N(h)$ profiles of the ionosphere with the aid of an electronic digital computer «Ural-1» is proposed which ensures a sufficient accuracy and an acceptable speed of computation of the vertical distribution of ionization. Calculation formulae, logical schemes of the program and the results of a check-up by means of standard $N(h)$ profiles are given.

ЛИТЕРАТУРА

1. Titheridge J.E. The calculation of real and virtual heights of reflection the ionosphere – J. Atm. Terr. Phys., 1959, 17, 96–09.
2. Jackson J.E. A new method of obtaining the electron density profiles from $h'(f)$ -records.– Geophys. Res., 1956, 61, 107–27.
3. Budden K.G. A method for determining the variation of electron density with height $\{N(h)\text{-curves}\}$ from curves of equivalent height versus frequency $\{h'(f)\text{curves}\}$. Rep. Cambridge Conf. Ionospheric Phys., Phys. Soc. London, 1955, 332–39.
4. Шапиро Б.С. Расчет распределения ионизации с высотой при помощи электронных цифровых машин.– сб.: «Исследования ионосферы», № 5, серия «Результаты МГГ». Изд-во АН СССР, 1960.
5. Becker W. Tables of ordinary and extraordinary refractive indices, group refractive indices and $h'_{o,x}(f)$ -curves for standard ionospheric layer models. Mitteilungen aus dem Max-Planck-Institut für Aeronomie, 1960, №4.

РАСЧЕТ N_z -ПРОФИЛЕЙ ИОНОСФЕРЫ С УЧЕТОМ ОБЕИХ КОМПОНЕНТ МАГНИТОРАСЩЕПЛЕННОГО СИГНАЛА НА ЭВМ

Н.П. Данилкин, С.А. Жученко

Геомagnetизм и аэрономия. 1964, том IV, №2, стр. 307-312

Описаны метод и логическая схема программы расчета на ЭВМ истинного высотного распределения электронной концентрации с учетом обыкновенного и необыкновенного лучей. Приведены использованные расчетные формулы для вычисления группового показателя преломления необыкновенного луча.

Одной из задач ионосферных исследований является определение из ионограммы истинного распределения электронной концентрации N в зависимости от высоты z . Эта задача в настоящее время решена при помощи электронных цифровых вычислительных машин [1–3]. Как правило, расчет ведется только по следу обыкновенного луча на ионограмме. При этом возникает ряд трудностей. Во-первых, невозможность учета ионизации, соответствующей плазменной частоте

$f_N < f_{\min}$, где f_{\min} – наименьшая частота, на которой просматривается отражение на ионограмме, и в связи с этим заметная погрешность в определении начальной высоты z_0 кривой $N(z)$. Во-вторых, разрывы кривой действующей высоты $z'(f)$, которые связаны с переходом через область максимума слоя. Для преодоления этих трудностей обычно предполагается, что основание области E линейно зависит от высоты, а в области, расположенной между слоями E и F (на ионограмме не просматривается), электронная плотность не меньше, чем в максимуме слоя E . Второе предположение хорошо подтверждается экспериментальными исследованиями и некоторыми теоретическими соображениями [4–10].

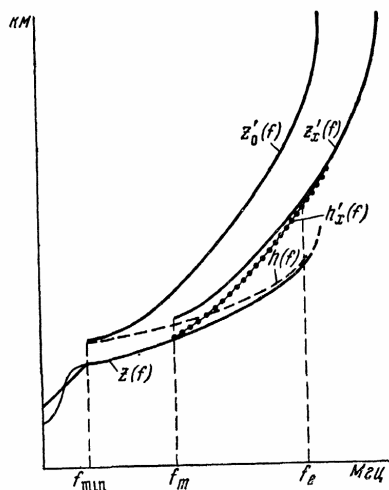
Однако существует принципиальная возможность определения полного количества нижележащей (т.е. с $f_N < f_{\min}$) и межслоевой ионизации, если учитывать при расчете профиля ионизации след необыкновенного луча на ионограмме [2, 11, 12].

В работе [11] показано, что из данных расчета Nz -профилей при совместном использовании обеих компонент следует, что в дневное время провала в ионизации между слоями E и F по существу нет. Это хорошо подтверждается всеми упомянутыми работами.

Таким образом, чтобы исключить влияние не наблюдаемой на ионограмме ионизации на расчет Nz -профиля⁶ ионосферы, по-видимому, достаточно только учесть групповое запаздывание волны на участке с $f_N \ll f_{\min}$. В этом случае возможен довольно простой машинный расчет Nz -профиля с учетом нижележащей ионизации и определение ее полной величины. Цель настоящей работы – описание подобного метода, реализованного на ЭВМ Вычислительного центра РГУ.

Метод. Основная идея учета необыкновенного луча при анализе ионограммы основана на том факте, что групповое запаздывание для обыкновенного и необыкновенного лучей различно. Поэтому, определяя с ионограммы по необыкновенному лучу величину группового запаздывания, вносящую на частотах $f_n > f_{\min}$ ионизацией, которой соответствует плазменная частота $f_N < f_{\min}$, можно скорректировать ранее вычисленный Nh -профиль и получить информацию о величине нижележащей ионизации I , где

$$J = \int_0^{z_{\min}} N dz \quad (1)$$



Фиг. 1

рассчитывается $h_x'(f)$ и сравнивается с отсчитанной с ионограммы действующей высотой необыкновенного луча $z_x'(f)$ для получения Δ . В этом расчете используется факт, что действующие высоты обыкновенного и необыкновенного лучей на любой частоте определяются формулами

$$z_{0n}' = z_n + \sum_{r=1}^n [(\mu_{rn}')_0 - 1] \Delta z_r \quad (2)$$

⁶ Для удобства обозначим профиль ионизации, рассчитанной только по следу обыкновенного луча на ионограмме, Nh -профилем, а уточненный при помощи необыкновенного луча, – Nz профилем ионосферы.

$$z_{xn}' = z_n + \sum_{r=1}^n [(\bar{\mu}_{rn}')_x - 1] \Delta z_r, \Delta z_r = z_r - z_{r-1} \quad (3)$$

где z_n – истинная высота на этой частоте; $(\bar{\mu}'_{rn})_{0,x}$ – усредненная для данной прослойки величина группового показателя преломления, соответственно, для обыкновенного и необыкновенного лучей. Так как очевидно, что

$$z_n = h_n = \alpha_n I \quad (4)$$

где α_n – коэффициенты, то (3) может быть записано

$$z_{xn}' = h_n + \sum_{r=1}^n [(\bar{\mu}'_{rn})_x - 1] (\Delta h_r - I \Delta \alpha_n) - \alpha_n I \quad (5)$$

$$\Delta h_r = h_r - h_{r-1}, \quad \Delta \alpha_r = \alpha_{r-1} - \alpha_r.$$

Значение $h'_x(f)$, учитывая (2) и (3), будет иметь вид

$$h'_{xn} = h_n + \sum_{r=1}^n [(\bar{\mu}'_{rn})_x - 1] \Delta h_r \quad (6)$$

Вычитая (6) из (5), получаем величину Δ для ряда частот

$$\Delta_n = z'_{xn} - h'_{xn} = I \left\{ \sum_{r=1}^n [(\bar{\mu}'_{rn})_x - 1] \Delta \alpha_r - \alpha_n \right\} = \alpha_n I. \quad (7)$$

Таким образом, полученная величина Δ зависит для данного места только от величины ниже лежащей ионизации. Коэффициенты a_n и α_n зависят только от месторасположения ионосферной станции. Следовательно, вычислив величину Δ_n и зная коэффициенты a_n и α_n , можно определить I и далее скорректировать величину $h(f)$ по формуле (4).

Коэффициенты a_n и α_n , рассчитанные ниже для условий Ростовской ионосферной станции ($f_H = 1,286$; $\theta = 25^\circ 26'$), приведены в табл. 1.

Таблица 1

f_n^0	0	0,6	1,0	1,5	2,0	2,2	2,4	2,6	2,8	2,0	3,2
f_n^x	—	—	—	2,28	2,74	2,94	3,13	3,32	3,52	3,71	3,91
$\alpha \cdot 10^5$	—	—	—	—	2,44	2,18	1,95	1,78	1,63	1,49	1,36
$a \cdot 10^5$	—	—	—	—	4,7	4,4	4,1	3,7	3,4	3,1	2,9
f_n^0	3,4	3,6	3,8	4,0	4,2	4,4	4,6	4,8	5,0	5,5	6,0
f_n^x	4,10	4,30	4,0	4,70	4,90	5,10	5,30	5,49	5,69	6,20	6,68
$\alpha \cdot 10^5$	1,23	1,15	1,07	1,01	0,95	0,89	0,84	0,80	0,76	0,72	0,69
$a \cdot 10^5$	2,6	2,3	2,1	1,8	1,6	1,44	1,2	1,0	0,9	0,85	0,8

Полученный описанным способом Nz -профиль является для частот с $f_n > f_{mim}$ реально существующим вертикальным распределением ионизации в ионосфере. Чтобы убедиться в этом, достаточно по формулам (2) и (3) произвести проверку. Если при этом рассчитанные $h'_o(f)$ и $h'_x(f)$ - кривые совпадут с наблюдаемыми на ионограмме $z'_o(f)$ и $z'_x(f)$, то результат достигнут. Как показали реальные расчеты, проведенные при анализе эффекта солнечного затмения 1961 г. по данным Ростовской ионосферной станции (вычислено около 170 профилей), полученный Nz -профиль удовлетворяет условиям проверки примерно в 90% всех случаев расчета. В тех случаях, когда проверка показывает, что расчет произведен неверно или с недостаточной степенью точности, в программе предусмотрено исправление кривой $z(f)$. Исправление заключается в том, что изменяются величина I и кривая $z(f)$ до тех пор, пока рассчитанные на основе этой кривой действующие высоты обыкновенного и необыкновенного лучей не совпадут с наблюдаемыми на ионограмме. Поскольку при этом абсолютно точное совпадение невозможно, обычно задается некоторая фиксированная величина $\delta_{0,x}$ и требуется выполнение неравенства

$$|z'_{0,x}(f) - h'_{0,x}(f)| < \delta_{0,x} \quad (8)$$

В этом случае последняя $z(f)$ -кривая и будет искомой.

Отметим, что предложенный метод проверки настолько универсален, что позволяет, исходя из любой, разумно выбранной монотонной кривой, вычислить истинное распределение ионизации. Действительно, если результаты проверки удовлетворяют условию (8), то вычисленная $z(f)$ -кривая будет единственной с точностью до величины допускаемой ошибки в отсчете и, следовательно, искомой кривой. Это позволяет предложить новый метод расчета Nz -профилей, основанный на подборе такой $z(f)$, чтобы из нее по формулам (2) и (3) можно было получить наблюдаемые на ионограмме $z'_o(f)$ и $z'_x(f)$ -кривые. Необходимое при этом условие единственности $z(f)$ -кривой вытекает из принципа непрерывной зависимости решений от коэффициентов уравнений (2) и (3) (см. [13]).

По-видимому, этот метод можно будет рекомендовать в том случае, если окажется, что время, которое ЭВМ тратит на подбор $z(f)$ -кривой, меньше времени, затрачиваемого на расчет этой кривой.

Вычисление $(\bar{\mu}'_{rn})_x$. Групповые показатели преломления для обыкновенного луча $(\bar{\mu}'_{rn})_x$ были вычислены и описаны в работе [3]. Для необыкновенного луча использовались следующие расчетные формулы [14]:

$$f_n^x = \frac{f_H}{2} + \sqrt{\frac{f_H^2}{4} + f_n^2},$$

$$Y_n = \frac{f_H}{f_n^x}, \quad X_{r,n}' = \frac{X_{r,n}}{1 - Y_n} = \frac{f_r^2}{f_n^2},$$

$$t_{r,n} = \sqrt{1 - X_{r,n}'}, \quad K_n = \frac{Y_n}{2(1 - Y_n)},$$

$$\bar{\mu}'_{r,n}' = 2(1 + K_n + \bar{D}_{r,n}) \frac{t_{r-1} - t_{r,n}}{X_{r,n}' - X_{r-1,n}} - \frac{2K_n}{3} \frac{t_{r-1,n}^3 - t_{r,n}^3}{X_{r,n}' - X_{r-1,n}}$$

Последовательности частот, для которых были вычислены $(\bar{\mu}'_{rn})_x$ приведены в табл. 2.

Таблица 2

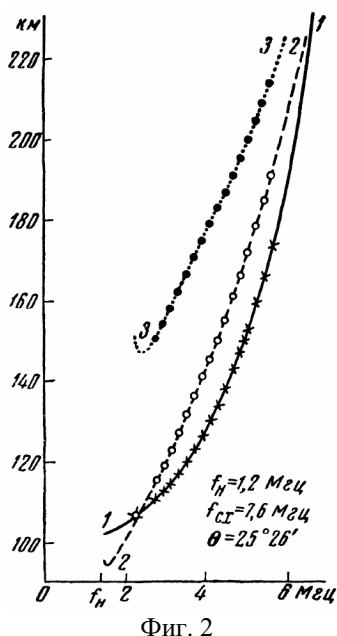
n	1	2	3	4	5	6	7.....19	20	21.....40
f_r, f_n	0	0,5	1,0	1,5	2,0	2,2	2,4.....4,8	5,0	5,5..... 15,0
f_r, f_n	0	0,2	0,4						
f_r, f_n	0	0,5	1,0	1,5					

Примечание $f_r \leq f_n$

Проверка $(\bar{\mu}'_{rn})_x$ осуществлена при помощи таблиц [5]. По известным истинным высотам были рассчитаны действующие высоты для трех стандартных слоев (параболический-1, косинусоидальной-2, Эпштейна-3, формулы в предыдущей статье).

Результаты проверки для области $(2,4 \div 5,5 \text{ МГц})$, в которой используются полученные значения $(\bar{\mu}'_{rn})_x$, приведены на фиг.2.

Вычисление коэффициентов a_n и α_n . Коэффициенты a_n и α_n были вычислены для условий $f_H = 1,286$. $\theta = 25^\circ 26'$ при использовании слоя с известными величинами I . Были выбраны три слоя: слой Эпштейна и два усредненных – для лета и зимы. Последние взяты из имеющихся в литературе ракетных данных [4–7]. Вычисления производились каждый раз для первого ряда частот табл. 2 в следующей последовательности: а) на основе выбранного Nz -профиля рассчитывались по формулам (2) и (3) $z'_o(f)$ и $z'_x(f)$; б) из полученных кривых вычислялся обычным методом Nh -профиль при условии $z'_o(f_N) = z'_o(f_{min})$ для всех $f_N < f_{min}$; в) определялась величина I по формуле (1); г) находились коэффициенты a_n по формуле (4); е) из полученного на втором этапе Nh -профиля рассчитывались действующие высоты необыкновенного луча $h'_x(f)$; ж) вычислялись величины Δ_n ; з) находились коэффициенты $\alpha_n = \Delta_n / I$.



Фиг. 2

Следует отметить, что коэффициенты a_n могут быть получены без выполнения пунктов е – з, просто вычислением по формуле (7) на основе известных коэффициентов ($\alpha_{r,n}$, η и величин $(\overline{\mu'_{rn}})_x$). В заключение авторы выражают признательность С.С. Чавдарову и Л.А. Чикину, сделавшим ряд ценных замечаний, а также Ю. К. Часовитину и Э. И. Красовской, вычислившим $(\overline{\mu'_{rn}})_x$ на ЭЦВМ «Урал-4».

ЛИТЕРАТУРА

1. Badden K.G. Conference on the Ionosphere. Cambridge, 1955, 332 (Пробл. соврем, физ. Сб. перев. и обз. ин. период, лит, 1957, 10, 170)
2. Jackson J.E. J. Geophys. Res., 1956, 61, 107 (Пробл. соврем, физ. Сб. перев. и обз. ин. период, лит., 1957, 10, 152).
3. Данилкин Н.П., С.А. Жученко, Ю.К. Часовитин. Сб. «Ионосферные исследования», № 12. Изд-во АН СССР, 1963,
4. Грингауз К.И. Докл. АН СССР, 1958, 120, №6, 1234.
5. Jackson J.E. J. Geophys. Res., 1954, 59, № 3, 377.
6. Jackson J.E., J.C. Seddon J. Geophys. Res., 1958, 63, № 1, 197.
7. Boggess R.L., L.H. Brace, N.W. Spenser J. Geophys. Res., 1959, 64, № 10, 16217.
8. Landmark B., F. Lied J. Atmos. and Terr. Phys., 1957, 10, № 2, 114.
9. Manning L.A. Proc. I. B E.. 1949, 37, № 6, 599.
10. Piggot W.R. J. Atmos. and Terr. Phys., 1954, 5, 201.
11. Titheridge J.E. J. Atmos. and Terr. Phys., 1959, 17, 110.
12. Storey L.R. J. Res. Nat. Bur. Standards, 1960, D64, № 2, 111.
13. Ланцош К. Практические методы прикладного анализа. Физматгиз, 1961.
14. Titheridge J.E. J. Atmos. and Terr. Phys., 1959, 17, 96.
15. Becker W. Tables of ordinary and extraordinary refractive indices and $h'_{o,x}(f)$ -curves for standard ionospheric layer models. Mitteilungen aus dem Max-Planck-Institut fur Aeronomie, 1960, № 4.

Ростовский-на-Дону Государственный университет

Статья поступила 3 июля 1963 г.

ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ИОНОГРАММЫ ⁷ И РАСЧЕТ $N(h)$ -ПРОФИЛЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Н.П. Данилкин, О.А. Мальцева, Ю.Н. Фаер

Геомагнетизм и аэрномия. 1974, Том XIV, №4, стр. 636-639

Описан способ разделения отраженного от ионосферы сигнала в широком диапазоне частот по признаку поляризации, описана установка его реализующая и приведены экспериментальные поляризационные ионограммы.

Показано, что поляризационные ионограммы значительно повышают информативность наземного зондирования для расчетов $N(h)$ -профилей. При расчете $N(h)$ -профилей ионосферы по ионограммам вертикального зондирования основной трудностью является учет межслоевой ионизации («долины»). Этот учет обычно производится при совместном решении соответствующих уравнений для действующих высот обеих магниторасщепленных компонент сигнала. При этом чем ближе к плазменным частотам долины находится низкочастотный конец отражений x -компоненты в F -области, тем более информативны его данные для расчета параметров долины.

При записи ионограмм вертикального зондирования обычным ионозондом довольно часты случаи, когда отраженные от нижней части области F сигналы обеих поляризаций (обыкновенной и

⁷ Условимся называть ионограммы поляризационными, если каждая из магнито-ионных компонент записывается отдельно, так что отсутствуют участки ионограммы, где наложение компонент не позволяет делать отсчет действующих высот.

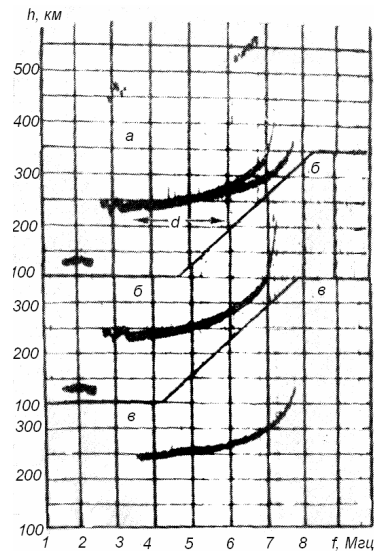
необыкновенной) имеют почти одинаковые групповые задержки и на ионограмме фиксируются в одном месте (фиг.1а, участок d). В этом случае определить действующие высоты минимальной частоты отражений x -компоненты в F -области невозможно и соответственно невозможно скорректировать монотонный $N(h)$ -профиль. Однако если каким-либо радиотехническим способом разделить отражения обеих компонент по признаку поляризации и записать их отдельно (фиг.1б,в), то учет x -компоненты не вызовет затруднений. Ниже приводится один из возможных технических способов решения этой задачи и некоторые выводы, полученные на основе обработки первых поляризационных ионограмм.

Поляризационная ионограмма (фиг.1б,в) получена на стандартной АИС, работающей совместно с поляризационным приемником и его антенной системой. Комплект этой аппаратуры позволяет принимать любую на магнитоионных компонент (или обе сразу) с полным подавлением другой во всем рабочем диапазоне частот передатчика АИС.

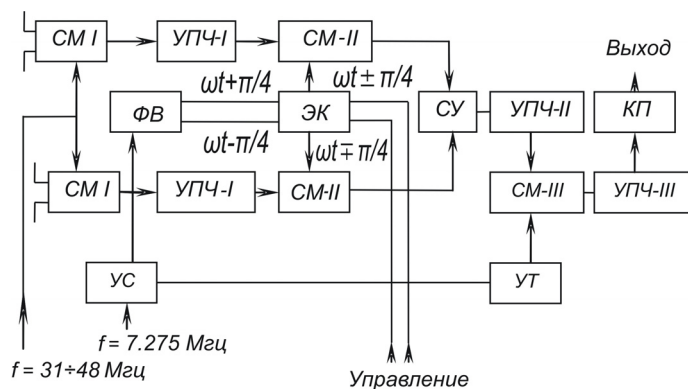
Блок-схема поляризационного приемника приведена на фиг.2 (СМ – смеситель, УПЧ – усилитель промежуточной частоты, ФВ – фазовращатель, ЭК – электронный коммутатор, СУ – сумматор, КП – катодный повторитель, УС – усилитель, УТ – утроитель). Сигналы, излученные передатчиком АИС и отраженные ионосферой, поступают на два скрещенных под прямым углом диполя Надененко, с которых они соответственно усиливаются двумя идентичными каналами поляризационного приемника с общими гетеродинами.

В качестве входного элемента каждого канала поляризационного приемника использована схема симметричного смесителя с апериодическим входом. С целью уменьшения перекрестных искажений, что особенно важно при апериодическом входе, а также устранения взаимосвязи между каналами через общий гетеродин для преобразования использованы высокочастотные пентоды (6Ж2П) с двойным управлением.

Для первого преобразования используется напряжение с плавно перестраиваемого гетеродина АИС, которое и определяет настройку приемника на частоту принимаемого сигнала.



Фиг. 1



Фиг. 2

На выходе смесителей осуществляется переход к несимметричной схеме и выделяется в результате преобразования первая промежуточная частота $f_{ПЧ-I}=30,0$ МГц которая поступает на резонансные усилители первой и промежуточной частоты (УПЧ-I), имеющие обратно пропорциональную регулировку чувствительности для удобства балансировки каналов по усилению.

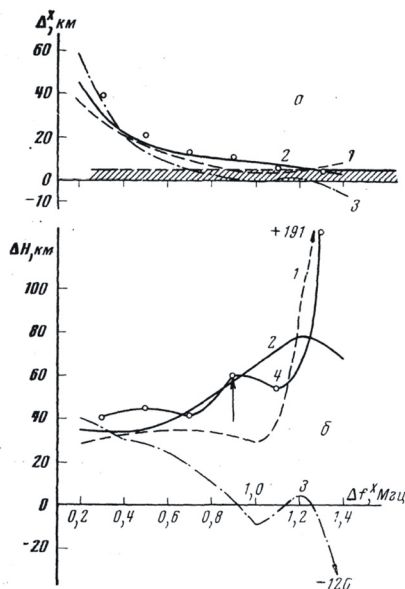
С УПЧ-I сигналы поступают на вторые смесители, также выполненные на высокочастотных пентодах (6Ж2П) с двойным управлением. Для второго преобразования используется напряжение, снимаемое с кварцованного гетеродина ($f=7,275$ МГц) АИС, которое с помощью фазовращателя разветвляется на два выхода со сдвигом фаз $\varphi=\pm 90^\circ$ для подачи на вторые преобразователи обоих каналов через электронный коммутатор. Вторые промежуточные частоты ($f_{ПЧ-II}=22,275$ МГц), выделенные в результате преобразования в обоих каналах, подаются в симметричный резонансный сумматор, который линейно складывает сигналы, поступающие с обоих каналов. При суммирова-

нии происходит подавление одной и выделение другой поляризации по выбору в зависимости от знака ϕ , определяемого электронным коммутатором. Выделенный в сумматоре сигнал определенной поляризации поступает на резонансный усилитель второй промежуточной частоты (УПЧ-II), имеющий плавную регулировку усиления, а затем на третий смеситель. Для третьего преобразования используется утроенная частота второго гетеродина. Третья промежуточная частота $f_{\text{ПЧ-III}}=0,9 \text{ МГц}$ поступает на резонансный усилитель, в котором происходит формирование полосы пропускания и основное усиление сигнала. С выхода поляризационного приемника радиоимпульсы с частотой заполнения $f_{\text{ПЧ-III}}=0,9 \text{ МГц}$ подаются через катодный повторитель на выход усилителя промежуточной частоты $f=0,9 \text{ МГц}$ АИС.

С помощью дополнительных контактов, установленных в блоке приемо-передатчика АИС, производится управление электронным коммутатором и таким образом осуществляется съемка одного кадра ионограммы в обыкновенной поляризации, а второго – в необыкновенной.

Появление поляризационных ионограмм позволило решить вопрос о степени применимости различных участков $h'_x(f)$ -кривой или о диапазоне корректировки по $h'_x(f)$ -кривой для определения параметров долины. Именно экспериментальная информация по групповым задержкам в диапазоне наложения обеих компонент способна ответить на поставленный вопрос. Расчеты на моделях не могут выявить диапазон корректировки по $h'_x(f)$ -кривой, так как вся вычисленная $h'_x(f)$ -кривая, очевидно, одинаково достоверна для параметров адекватных долин.

В качестве исходной информации была использована величина Δ_n^x , представляющая собой разность между $h_{\text{ЭКСП}}^x$ и $h_{\text{ВЫЧ}}^x$, где последняя рассчитывается на основе монотонного профиля, полученного из o -компоненты. Для приведения кривых к единому началу Δ_n^x вычислена и представлена на фиг.3а как функция $\Delta f_x = f_x - f_x(\max E)$. По кривым, приведенным на фиг.3а, вычислены долины методом [1] и на фиг.3б представлены толщины долин ΔH в функции от Δf_x . Видно, что в каждом случае существует некоторый диапазон Δf_x , в пределах которого ΔH меняется незначительно и, следовательно, решение устойчиво. Отмеченный диапазон и является диапазоном корректировки. Из сопоставления фиг. 3а и 3б также видно, что диапазон корректировки заканчивается и, следовательно, решение становится неустойчивым, когда Δ_n^x ориентировочно сравнимо с величиной экспериментальной ошибки в $h'(f)$.



Фиг. 3

Ситуация несколько усложняется, если во время измерений в некотором диапазоне высот отражений имеется горизонтальная неоднородность, создающая наклон изоэлектронных поверхностей между областями отражения o - и x -компонент. В этом случае, как показано на фиг. 3б (кривые 2, 3), отсутствует диапазон устойчивого решения, что является следствием горизонтального градиента в N [2], в данном случае в диапазоне плазменных частот $0,6-1,2 \text{ МГц}$.

Кривая 4 (фиг. 3) – результат обработки поляризационной ионограммы. Стрелкой указана величина Δf^x , которая участвовала бы в расчетах при отсутствии поляризационной h'_x . Данные нескольких таких ионограмм показывают, что Δf^x лежит в диапазоне $0,9-2,0 \text{ МГц}$ и, следовательно, в этих случаях расчет $N(h)$ -профиля с корректировкой на долину по монограммам, полученным без разделения по признаку поляризации, невозможен.

Резюмируя, заключаем, что поляризационные ионограммы значительно повышают информативность наземного зондирования для расчетов $N(h)$ -профилей.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мальцева О.А. Геомагн. и аэрономия, 1969, 9, 936.
2. Данилкин Н.П., О.А. Мальцева Геомагн. и аэрономия, 1972, 12, 625.

N(h)-ПРОФИЛИ И УЧЕТ ГОРИЗОНТАЛЬНОЙ НЕОДНОРОДНОСТИ ИОНОСФЕРЫ

Н.П.Данилкин, О.А.Мальцева

Геомагнетизм и аэронавигация. 1972 Том XII, №4, стр. 625-630

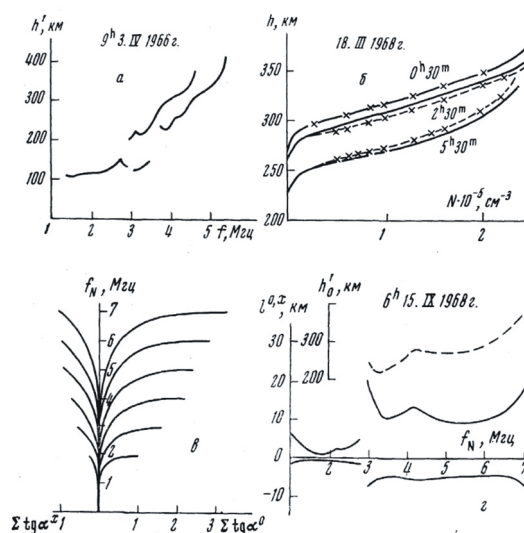
Исследуется возможность получения сведений о горизонтальных градиентах электронной концентрации в плоскости магнитного меридиана из совместного анализа групповых запаздываний обеих магнитоионных компонент. Рассматриваются данные по боковым отклонениям для $N(h)$ -профилей верхней и нижней ионосферы. Приведены соотношения, связывающие величину горизонтальной неоднородности и данные вертикального зондирования ионосферы.

Для случая вертикального зондирования горизонтально (или сферически) расслоенной ионосферы волновая нормаль для распространяющихся радиоволн [1,2] направлена вертикально (или перпендикулярно к изоэлектронным поверхностям). При этом энергия волны распространяется по лучевым траекториям, совпадающим в каждой своей точке с вектором групповой скорости $v_{гр}$, а при отсутствии пространственной дисперсии — и с направлением среднего вектора Пойнтинга. Угол между групповой и фазовой скоростью v_ϕ (которая направлена по волновой нормали) определяется соотношением

$$tg\alpha = -\frac{1}{v_\phi} \frac{dv_\phi}{d\theta} = \frac{1}{n} \frac{dn}{d\theta} \quad (1)$$

где θ — угол между v_ϕ и вектором магнитного поля H_0 ; n — фазовый коэффициент преломления. Таким образом, при вертикальном зондировании точки отражения волн в ионосфере не расположены на вертикали, а смещены от нее, как видно из (1), в плоскости магнитного меридиана на величину, сложным образом зависящую от частоты волны f , электронной концентрации N и угла θ . При этом обыкновенный и необыкновенный лучи отклоняются в разные стороны ($f > f_H$) [3], так что расстояние между точками отражения для них в проекции на горизонталь может достигать 100 км. Между тем при расчете $N(h)$ -профилей один из наиболее современных методов заключается в совместном использовании величин групповых запаздываний для обеих магнитоионных компонент. Очевидно, что в случаях, когда в ионосфере наблюдаются горизонтальные градиенты электронной концентрации [4], их необходимо учитывать. Более того, при той избыточности экспериментальной информации [5], которая имеется при расчете $N(h)$ -профилей по обеим магнитоионным компонентам, реальным становится вопрос о получении сведений о горизонтальных градиентах электронной концентрации из совместного анализа групповых запаздываний обеих магнитоионных компонент.

Фиг. 1а иллюстрирует различие кривых действующих высот для обеих компонент, как следствие дневной горизонтальной неоднородности ионосферы. В ночное время, когда по виду ионограммы трудно зафиксировать различие в ходе $h_o'(f)$ - и $h_x'(f)$ -следов, наличие горизонтальных градиентов можно установить расчетом $N(h)$ -профилей. Результаты такого расчета приведены на фиг. 1б. Сплошные линии — $N(h)$ -профили, вычисленные по обыкновенному лучу (высоты h_o), штриховые — $N(h)$ -профили, рассчитанные по необыкновенному лучу (высоты h_x). Несовпадение $N(h)$ -кривых можно интерпретировать как свидетельство наличия горизонтальной неоднородности. При этом величина горизонтального градиента $K=dN/dl$ может иметь различный знак: при $h_x > h_o$ (5 ч. 30 м.) электронная концентрация увеличивается в направлении с юга на север ($dN/dl > 0$), при $h_x < h_o$ (2 ч. 30 м.) N убывает ($dN/dl < 0$); случай совпадения высот h_x и h_o (0 ч. 30 м.) интерпретируется как отсутствие горизонтальных градиентов ($dN/dl = 0$).



Фиг. 1.

Таким образом, возможность изучения горизонтальной неоднородности ионосферы методом $N(h)$ -профилей связана с боковым отклонением лучей в ионосфере.

В литературе [6] имеются теоретические расчеты величин боковых отклонений на однослойных моделях (линейное, параболическое, чепмэновское распределения), которые, будучи относительно хорошим приближением к ночным условиям, не дают соответствия с дневными реальными профилями. Более того, наличие в дневной ионосфере нескольких слоев с долинами между ними может даже качественно изменить модельную картину. Поэтому для понимания величины и характера изменений боковых отклонений были произведены их расчеты по реальным ионограммам⁸.

Вычисления основаны на формуле, полученной из (1) [2].

$$\operatorname{tg} \alpha = \pm \frac{Y^2 \sin 2\theta (n^2 - 1)}{2 \left\{ Y_T^4 + 4(1 - X)^2 Y_L^2 \right\}^{1/2}}, \quad (2)$$

где $X = f_N^2 / f^2$, $Y = f_H / f$, $Y_L = Y \sin \theta$, $Y_T = Y \cos \theta$; знаки плюс и минус относятся соответственно к обыкновенному и необыкновенному лучам.

Так как для случая вертикального зондирования v_ϕ всегда вертикальна, то боковое отклонение l на высоте h

$$l = \int_0^h \operatorname{tg} \alpha \, dh = \sum_i \overline{\operatorname{tg} \alpha} \, \Delta h_i, \quad (3)$$

где Δh_i получены из расчета $N(h)$ -профиля. Формула (3) использовалась при расчете l по известному $N(h)$ -профилю. При расчете l непосредственно по кривым действующих высот соотношение (3) трансформируется в

$$l_n^{o,x} = \sum_{k=1}^n \gamma_{k,n}^{o,x} (\Delta h'_k)^{o,x}, \quad (4)$$

где

$$\gamma_{k,n}^{o,x} = \sum_{i=k}^n \rho_{k,i}^{o,x} (\operatorname{tg} \alpha)_{i,n}^{o,x},$$

$$\rho_{k,i}^{o,x} = \begin{cases} 1 / \beta_{i,i}^{o,x}, & \text{если } K = i, \\ 1 / \beta_{i,i}^{o,x} \sum_{r=1}^{i-1} \beta_{r,i}^{o,x} \rho_{k,r} & \text{если } K \neq i, \end{cases}$$

$$\beta_{r,i}^{o,x} = \begin{cases} \bar{\mu}_{i,i}^{o,x}, & \text{если } r = i, \\ \bar{\mu}_{r,i-1}^{o,x} - \bar{\mu}_{r,i}^{o,x}, & \text{если } r \neq i, \end{cases}$$

Формулы (3) и (4) выявляют различия для моделей и реальных профилей (фиг. 1). Для модельных однослойных распределений $l^{o,x}$ определяется частотным ходом $\operatorname{tg}^{o,x} \alpha$ (фиг. 1а). Для реальных профилей, имеющих два и более следов, ход $l^{o,x}$ определяется видом кривой $h_o'(f)$ (фиг. 1б, штрихи). Величина же боковых отклонений сложным образом зависит от структуры ионограммы.

При оценке численных значений отклонений основной интерес представляет поведение $l^{o,x}$ в зависимости от времени суток, сезона, цикла. Данные нескольких типичных суточных вариаций $l^{o,x}(t)$ представлены в таблице для фиксированных рабочих частот 2 и 5 Мгц. Они же определяют плазменные частоты на высоте отражения обеих компонент. Данные относятся к 29.IX 1962 г. (1), 23.IX 1968 г. (2), 27.V 1968 г. (3).

В суточном ходе поведение численных значений $l^{o,x}$ характеризуется наличием максимумов в утренние и вечерние часы и минимума днем. Сезонные изменения выражены слабо. В максимуме активности утренние и вечерние значения больше, чем в минимуме активности, дневные значения, наоборот, меньше. В минимуме активности суммарное отклонение частот, далеких от $f_o F$, достигает 15–17 км, в максимуме - 20 - 40 км.

Наибольшие отклонения испытывают частоты $f_o F$. В минимуме активности суммарное отклонение может составлять 40 - 55 км, в максимуме — 55 - 85 км.

⁸ Использовались данные ст. Ростов-на-Дону

Боковое отклонение радиоволн также существенно и при вертикальном зондировании с ИСЗ. На фиг. 2а даны некоторые траектории радиоволн, излучаемых с ИСЗ в северном полушарии, для $N(h)$ -профиля из [7]. Расчет проводился тем же методом, что и ранее, но гирочастота не считалась постоянной, а изменялась как функция высоты

$$f_H = f_H^o \left(\frac{R}{R+h} \right)^3.$$

Здесь f_H и f_H^o - гирочастоты на данном уровне и на уровне Земли; R - радиус Земли; h - высота отражения. Из фиг. 2а видно, что боковое отклонение обыкновенного луча имеет особенно существенное значение на высотах от 900 до 400 км (вправо от AB), где оно более 100 км. Боковые отклонения необыкновенного луча меньше. Заметим, что в отличие от случая зондирования с Земли обыкновенный луч с ИСЗ отклоняется в северном полушарии к югу в плоскости магнитного меридиана, а необыкновенный — к северу. Боковые отклонения при зондировании снизу и сверху при отражении от уровня N_{\max} представлены на фиг. 2а (в правом нижнем углу).

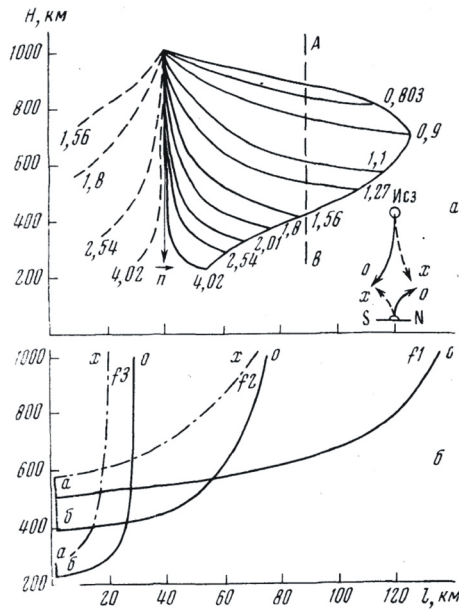
В настоящее время $N(h)$ -профили ионосферы с ИСЗ рассчитываются обычно из необыкновенного луча, хотя имеются расчеты и по обыкновенному лучу [8]. Следует подчеркнуть, что если $N(h)$ -профили рассчитываются одновременно снизу и сверху для сопоставления данных в области h_{\max} , то для исключения влияния горизонтальных градиентов концентрации электронов на расчет $N(h)$ -профили в области N_{\max} необходимо вычислять либо снизу по o -лучу, а сверху по x -лучу, либо наоборот. Не следует рассчитывать $N(h)$ -профили только по обыкновенному лучу, особенно в области высот вблизи h_{\max} , так как именно в этом случае, как видно из фиг. 2б, расстояние между точками отражения может быть особенно большим, и роль горизонтальных градиентов особенно существенна.

Интересен случай боковых отражений, когда ИСЗ, излучающий на фиксированной частоте, опускается вниз в области $X = 1$. На фиг. 2б представлена зависимость величин бокового отклонения l от высоты расположения ИСЗ. Видно, что l на больших высотах и при $X = 1$ слабо меняется как функция высоты, особенно для обыкновенного луча, а вблизи $X \approx 1$ - наоборот. При этом вследствие резонанса первой перестает распространяться необыкновенная волна (точки a на кривых f_2 и f_3), а потом обыкновенная (точки b). Если ИСЗ находится вблизи уровня отражения, энергия обыкновенной волны распространяется под углом, сильно отличающимся от вертикального, а вблизи геомагнитных полюсов этот угол даже приближается к $\pi/2$

t, час.	2 МГц						5 МГц					
	l^o , км			l^x , км			l^o , км			l^x , км		
	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3
5	—		14.0			4.0			12.0			4.5
6			8.0			2.0			10.5			4.5
7		15.5	5.0		4.0	2.0		20.0	17.0		6.5	6.0
8	3.5	4.5	4.5	1.0	1.0	1.5	7.0	24.0	20.0	4.0	8.5	8.0
9	2.5	1.0	3.5	0.5	0.1	1.5	11.0	24.0	24.0	5.0	8.0	7.5
10	2.0	0.5	2.5	0.5	0.1	1.5	11.0	23.0	23.0	5.0	7.0	7.0
11	2.0	1.6	2.5	0.5	0.4	1.0	12.0	22.0	22.0	5.0	7.0	6.5
12	2.0	2.0	0.0	0.6	0.7	0.0	10.0	21.0	20.0	4.0	6.5	6.0
13	1.7	2.4	0.0	1.1	1.0	0.0	12.0	20.0	20.0	5.0	6.5	6.0
14	1.7	1.5	0.0	1.1	1.0	0.0	12.0	17.0	20.0	5.0	6.0	6.0
15	2.0	2.0	0.0	1.2	1.0	0.0	10.5	14.0	19.5	4.5	6.0	6.0
16	4.0	3.0	1.0	1.3	1.0	0.3	8.0	10.0	19.0	4.0	6.0	6.0
17		9.0	2.0		3.0	1.0		—	16.0		—	6.0
18			4.0			1.5			12.0			5.0
19			6.0			4.0			9.5			4.0

Таким образом, полученные величины l для случая зондирования снизу и сверху, с одной стороны, и экспериментальные доказательства наличия горизонтальной неоднородности ионосферы, - с другой, вместе с избыточностью информации, заключенной в $h'_{o,x}(f)$, позволяют поставить вопрос

о получении сведений о горизонтальной неоднородности ионосферы из анализа ионограмм вертикального зондирования.

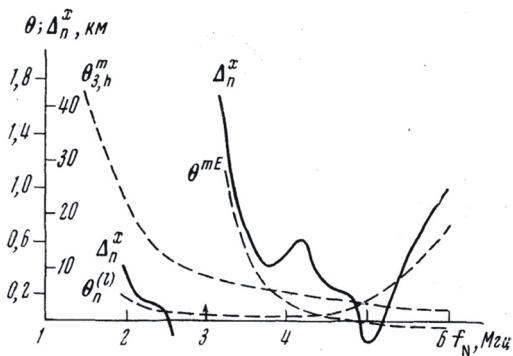


Фиг. 2

низмом нижележащей и межслоевой ионизации можно минимизировать только гладкие кривые $\Delta_n^x(f)$ и нельзя объяснить наличие нескольких горбов и впадин. Однако если мы укажем в качестве дополнительного источника возникновения Δ_n^x на горизонтальную неоднородность ионосферы, то присутствие горбов и впадин на кривой $\Delta_n^x(f)$ приобретет ясный физический смысл, а минимизация с учетом горизонтальной неоднородности будет проходить намного успешнее. В этом случае должно быть

$$\Delta_n^x = \sum_{p=1}^3 \Delta_n^x(p),$$

где $p = 1$ соответствует учету нижележащей ионизации, $p = 2$ – учету межслоевой ионизации, $p = 3$ – учету горизонтальной неоднородности. Возможно, случай $p = 3$ ограничит ряд, поскольку горизонтальная неоднородность обладает той универсальностью, которая позволяет объяснить колебательный характер $\Delta_n^x(f)$, и привлечение p более высокого порядка не потребуется.



Фиг. 3

$\Delta_n^x(\text{ГН})$ определяются приращением высот профилей, рассчитанных отдельно по o - и x -компонентам. Теоретически эти коэффициенты являются сложными функциями группового запаздывания $\bar{\mu}'_{o,x}$. Характер поведения $\theta_n(l)$ виден из самой нижней штриховой кривой на фиг. 3 и позволяет оценить величину и знак K_n

$$K_n = \frac{\Delta_n^x(\text{ГН})}{\theta_n l_n}$$

При положительных $\Delta_n^x(\text{ГН})$ знак K положителен, отрицательные $\Delta_n^x(\text{ГН})$ дадут $K < 0$ в соответствии с экспериментальными данными о возможности смены знака K (фиг. 1б).

Действительно, практически во всех методах расчета $N(h)$ -профилей по обеим магнитоионным компонентам анализируется величина

$$\Delta_n^x = (h'_x)_{n}^{\text{ЭКCN}} - (h'_x)_{\text{расч}}$$

для ряда частот. Эта величина, по предположению, является источником информации о нижележащей и межслоевой ионизации. Варьируя профили и минимизируя величины Δ_n^x можно вычислить «истинный» $N(h)$ -профиль с эквивалентным распределением N ниже слоя E и в долине между E - и F -слоями. Однако расчеты с минимизацией по реальным ионограммам часто наталкиваются на сложную зависимость Δ_n^x от частоты. На фиг. 3 сплошной линией нанесена функция Δ_n^x для слоев E ($f < f_{0E}$) и F ($f > f_{0E}$), где f_{0E} обозначена стрелкой. Штриховыми линиями нанесены зависимости коэффициентов [9], используемых для корректирующих расчетов с учетом нижележащей и межслоевой ионизации: $\theta_{3,n}^m$ для нижележащей ($m = 3$), $\theta_{9,n}^m$ — для межслоевой ($mE = 9$) ионизации. Экспоненциальный характер спада этих коэффициентов показывает, что меха-

Таким образом, знание численных значений $\theta_n(l)$ позволит получить количественные данные о горизонтальной неоднородности ионосферы на расстояниях 50 - 100 км.

Авторы выражают благодарность Г.Г. Гилямадиновой за помощь при выполнении расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. Физматгиз, 1967.
2. Budden K.G. Radio Propagation in the ionosphere. New York, Cambridge Univ. Press., 1961.
3. Davies K. Ionospheric radio propagation. Dover Publications, Inc., New York, 1966.
4. Данилкин Н.П., С.И. Кондратенко, Ю.Н. Фаер, Х.З. Шатхин Геомагн. и аэрномия, 1971, 11, 171.
5. Мальцева О.А. Геомагн. и аэрномия, 1970, 10, 915.
6. Scott J. Proc. JRE., 1950, 38, 1057.
7. Jackson J.E. Proc. JEEE., 1969, 57, 119.
8. Jackson J.E. Proc. JEEE., 1969, 57, 136.
9. Мальцева О.А. Геомагн. и аэрномия, 1969, 9, 936.

Ростовский-на-Дону государственный университет

Статья поступила 30 ноября 1970 г.

ОБ ОЦЕНКЕ ТОЧНОСТИ АНАЛИТИЧЕСКОЙ ЭКСТРАПОЛЯЦИИ ПРОФИЛЕЙ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ОКРЕСТНОСТИ ГЛАВНОГО МАКСИМУМА ИОНОСФЕРЫ

Данилкин Н.П., Иванов-Холодный Г.С., Калинин Ю.К., Рождественская Л.Л., Рудаков В.А.

Геомагнетизм и аэрномия, 1985, т. XXV, №5, с. 759-763.

Рассматриваются различные варианты методики экстраполяции профилей электронной концентрации внешней ионосферы, получаемые при спутниковом зондировании, в область ниже главного максимума. Показано, что наибольшая точность экстраполяции достигается при одновременном использовании как данных о внешнем профиле электронной концентрации, так и данных о содержании электронов в единичном столбе.

1. Экстраполяция профилей электронной концентрации в окрестности главного максимума ионосферы позволяет использовать в прикладных задачах данные зондирования с ИСЗ, что является одной из перспектив развития гелиогеофизической службы [1]. В [2] предложен метод построения профилей электронной концентрации $n_e(h)$ на высотах ниже высоты максимума h_m области F , $h < h_m$ по экспериментально полученным распределениям $n_e(h)$ при $h > h_m$ с помощью полной системы решений уравнения непрерывности для $n_e(h)$, полученной в [3] в предположении об изотермичности ионосферы. В данной работе ставится задача оценки погрешности экстраполяции профилей $n_e(h)$ в области высот $h < h_m$, а также уменьшения этой погрешности за счет учета неизотермичности ионосферы в области применения модели [3] ($170 \leq h \leq 600$ км) и за счет привлечения дополнительных данных о полном содержании электронов в столбе единичного сечения N_e .

2. В качестве исходных данных в работе использованы распределения электронной концентрации, полученные при запусках геофизических ракет в средних широтах Европейской части СССР методом дисперсионного интерферометра (погрешность не более 10%) [4–9]. Экспериментальный материал относится к периоду 1958–1981 гг. Исходные данные приведены в табл. 1 с указанием даты, местного времени, зенитного угла χ , потока $F_{10,7}$, K_p -индекса, характеризующего общую геофизическую обстановку во время 20 запусков ракет. Три следующих столбца характеризуют профиль электронной концентрации $n_e(h)$, а именно высоту главного максимума h_m , концентрацию n_m в максимуме и значения полного содержания электронов N_e в интервале ~ 170 – 600 км. В последнем столбце содержатся сведения о публикации профилей $n_e(h)$.

3. Предположим, что из эксперимента (например, при зондировании с ИСЗ) известно лишь распределение $n_e(h)$ при $h > h_m$. Применение методики работы [2] к экспериментальному материалу, описанному выше, приведет к результатам, которые можно охарактеризовать в терминах максимальных значений относительных погрешностей экстраполяции $x_i = (\delta n_e / n_m)_i$ ($i=1, 2, \dots, 20$). Здесь δn_e – максимальное значение разности экстраполирующей функции и реально измеренного значе-

ния электронной концентрации в нижней части области F . Среднее значение $\bar{x}_i = -16\%$, среднеквадратичное отклонение $CKO_{x_i} = 23\%$; эксцесс $E = -0,64$ не является значимым (порог значимости выборочных значений эксцесса при данном объеме выборки составляет $E=0,84$). Естественное стремление к уменьшению егулярного смещения \bar{x}_i и CKO_{x_i} требуют усовершенствования методики, предложенной в [2]. Такое усовершенствование прежде всего состоит в учете неизотермичности ионосферы путем введения эффективной плазменной шкалы высот $H_{\mathcal{E}}$ по формуле:

$$1/H_{\mathcal{E}} = 1/H(h) + (1/H(h))hH(h)/dh, \quad (1)$$

где зависимость шкалы высот $H(h) = m_e g / [k(T_e + T_i)]$ определяется изменением электронной температуры $T_e(h)$ в области $170 \leq h \leq 600$ км. При этом не учитывается менее существенная изменчивость ионной температуры T_i с высотой.

Таблица 1

№ п/п	Дата	Время, ЛТ	χ , град	$F_{10,7}$	K_p	hm, км	$n_m \cdot 10^{-5}$, см ⁻³	$N_e \cdot 10^{-12}$, см ⁻²	Литература
	1958 г.								
1	21.II	11.42	60	175	4 ₋	324	16,94	27,45	[5]
2	27.VIII	08.09	65	220	6 ₀	345	11,31	16,62	[5]
3	31.X	15.45	76	222	2 ₊	320	24,88	39,57	[5]
	1963 г.								
4	06.VI	05.40	77	75	0 ₊	260	2,79	4,73	[5]
	1965 г.								
5	20.IX	7.31	74	80	1 ₀	230	1,70	2,63	[5,9]
6	01.X	8.01	73	80	0 ₊	216	3,52	4,47	[5,9]
7	13.X.1966.	05.40	99	123	2 ₊	235	7,07	8,84	[5,9]
8	12.X.1967.			120	3 ₀	300	7,51	12,22	[5]
	1970 г.								
9	17.IV	05.15	87	144	4 ₊	309	3,39	7,53	[9]
10	16.V	05.20	80	192	1 ₀	300	8,86	18,88	[9]
11	03.X	07.28	78	126	3 ₀	249	11,31	17,24	[9]
	1971 г.								
12	28.XI	08.34	82	148	2 ₋	223	8,84	12,48	[9]
13	20.VIII	06.24	77	141	0 ₊	260	3,90	7,54	[6]
14	09.X	21.02	123	98	4 ₊	300	2,30	4,08	[6]
	1975 г.								
15	15.IX	06.40	67	86	2 ₀	258	2,95	5,35	[7]
16	02.IX	07.44	68	86	3 ₀	248	6,65	8,41	[7,8]
17	14.X.1976	13.50	62	84	1 ₀	215	3,17	5,51	[7,8]
18	25.X.1977	15.15	74	88	0 ₀	253	4,07	6,69	[9]
19	03.XI.1978	15.05	76	162	2 ₊	307	16,68	27,71	[9]
20	21.XII.1981	21.35	142	146	2 ₋	350	1,08	2,45	[9]

Оценим возможную погрешность, связанную с применением формулы (1), учитывая, что для модельных функций $T_e(h)$ характерна зависимость от высоты, близкая к кусочно-линейной [10]. Решение уравнения непрерывности для случаев неизотермичности такого вида может быть получено на основе обобщения ряда, приведенного в [3]:

$$n_e(h) = x^v \sum_{m=0}^{\infty} a_m x^m \quad (2)$$

где v и a_m – соответствующим образом выбранные параметр и коэффициенты. Величина x , определяемая в изотермическом случае соотношением $-\ln x = 3h/H$, где H – плазменная шкала высот, пропорциональная температуре T , обобщается с помощью соотношения

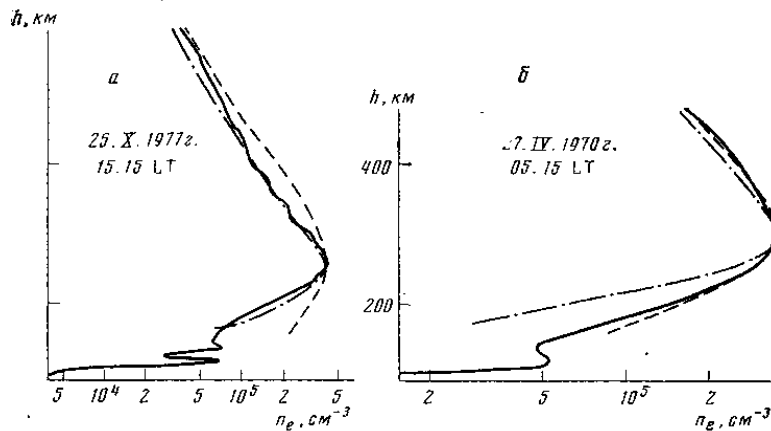
$$-\ln x = 3 \int_{h/H}^h \frac{dh'}{H(h')} \quad (3)$$

Из формул (2), (3) следует, что при подстановке их в уравнение непрерывности основной вклад в погрешность Δn_e вносит слагаемое вида $\Delta n_e = (\partial H / \partial h) H \Delta n_e / \partial h$. Относя погрешность экстраполяции к максимальному значению концентрации n_m и учитывая, что в области максимальных погрешностей экстраполяции $\left| H \frac{\partial}{\partial h} \ln \frac{n_e}{n_m} \right| \sim 1$, можно получить:

$$\Delta n_e / n_m = (\partial H / \partial h) n_e / n_m$$

Экспериментальные данные [4–9] для области высот ниже главного максимума позволяют получить разброс максимальных значений $\partial H / \partial h$ для всех 20 измерений, который составляет 0,1–0,9. Ниже главного максимума при $h_m - h \geq 1,5H$ отношение $n_e / n_m \sim 0,22$ [3], что приводит к интервалу 2–20% относительных погрешностей $\Delta n_e / n_m$.

Использование формулы (1) проиллюстрировано на фигуре, где наряду с профилями $n_e(h)$, взятыми из [8] (сплошные линии), представлены профили, построенные по методике [2] без учета неизотермичности (штриховые линии), и профили, построенные с учетом формулы (1) (штрихпунктирные линии), соответствующей градиентно-параметрическому учету неизотермичности. Зависимость $T_e(h)$ рассчитывалась по эмпирической модели электронной температуры [10] (модифицированная модель IRI). На фигуре приведен случай резкого уменьшения погрешности экстраполяции в результате учета неизотермичности. Так, максимальное значение погрешности $\delta n_e / n_m$, соответствующее высоте 190–200 км, уменьшилось с 66 до 16%. На фигуре приведен неблагоприятный случай, когда в результате введения температурной поправки погрешность несколько увеличилась и достигла значения 21,5% на высоте 200 км.



Результаты введения температурных поправок целесообразно оценить по изменению максимальных значений относительных погрешностей экстраполяции $x_i = (\delta n_e / n_m)_i$ ($i=1, 2, \dots, 20$). Среднее значение этих величин стало равным +1,1% при $CKO_{x_i} = 16\%$ при $E = -0,44$, т.е. введение температурной поправки привело к центрированию множества x_i (смещение стало меньше доверительного интервала, равного 5%) и к уменьшению среднеквадратичного отклонения в 1,5 раза. Величина эксцесса изменилась незначимо, т.е. полученная информация находится в соответствии с гипотезой о нормальном распределении максимальных ошибок экстраполяции $\delta n_e / n_m$ с нулевым средним и дисперсией 16%.

В работе [2] высказано предположение о возможности уменьшения погрешности экстраполяции $n_e(h)$ -профиля за счет использования информации о полном содержании электронов N_e в столбе единичного сечения. Информация об N_e содержится в разного рода сигналах ИСЗ, прошедших сквозь всю толщу ионосферы, – трансionoсферных и отраженных от Земли сигналах. В соответствии с этим были рассчитаны значения N_e как для экспериментально полученных $n_e(h)$ -профилей (см. табл. 1) так и для модельных построений. Это позволило ввести наряду с погрешностями экстраполяции $\delta n_e / n_m$ погрешности $\Delta N_e / N_e$, рассчитанные по полному содержанию электронов. Характер построения модели при известном распределении в верхней ионосфере таков, что погрешности $\delta n_e / n_m$ и $\Delta N_e / N_e$ минимизированы на верхней части профиля, так что ошибки в определении N_e связаны с погрешностями экстраполяции $n_e(h)$ в область $h < h_m$ с точностью до неоднородностей в верхней ионосфере. Отметим, что моделирование величин N_e представляет самостоятельный интерес. Рассмотрим изменение центрированных моментов множества $y_i = (\Delta N_e / N_e)_i$ ($i=1, 2, \dots, 20$) в результате введения градиентно-температурных поправок. Величина y_i изменилась с -16 до -2,5%,

CKO_{y_i} , уменьшилось от 15 до 8%, значения эксцессов +0,88 и +0,30 остались незначимы при данном объеме выборки. Таким образом, каждый из результатов экстраполяции $n_e(h)$ может быть охарактеризован двумя величинами погрешности: n_e/n_m и $\Delta N_e/N_e$, систематизированными в табл. 2 (нумерация $n_e(h)$ -профилей та же, что и в табл. 1). Для справки в табл. 2 приведены также значения относительных потоков P [3], выбранные при аппроксимации верхней части $n_e(h)$ -профиля, и значения шкалы высот H , полученные при моделировании в предположении изотермичной ионосферы, а также высоты h , соответствующие максимальным погрешностям экстраполяции.

Таблица 2

№ п/п	T=const					T=T(h)			
	H, км	P	$\frac{\delta n_e}{n_m}$, %	h, км	$\frac{\delta N_e}{N_e}$, %	P	$\frac{\delta n_e}{n_m}$, %	h,км	$\frac{\delta N_e}{N_e}$, %
1	75	-1	-7,0	210	-2,1	-1	+6,4	250	-2,7
2	70	-1	-7,5	250	+5,0	-1	-16,0	275	-14,9
3	110	-1	-36,7	180	-14,9	0	-17,2	200	-6,6
4	56	0	-4,3	220	-2,6	0	+17,8	180	+4,3
5	48	0	+5,9	180	+8,0	-1	-2,9	180	+1,0
6	63	-0,8	-26,1	180	-16,1	-0,6	-2,8	180	-1,6
7	89	-1	-49,6	180	-50,0	-0,6	-17,7	280	-9,5
8	40	-0,2	+26,6	240	+20,6	-1	+6,7	240	-11,7
9	80	+0,2	-4,7	190	-5,7	1	+21,5	200	+19,0
10	80	+0,8	-10,3	180	-7,2	+0,8	+10,4	240	-0,8
11	50	+1,5	-35,4	200	-17,2	0	-20,0	210	-10,6
12	40	+3	-32,0	180	-12,8	0	-20,5	180	-7,4
13	70	-0,4	+5,1	230	-1,2	-0,8	+17,1	170	+1,1
14	57	-0,2	-8,7	220	-1,0	1	+9,6	220	+2,1
15	66	-0,6	+13,6	180	-5,0	-0,4	+40,3	175	+3,9
16	53	-0,6	-20,4	195	-22,1	-0,8	-7,5	200	-9,2
17	97	-1	-34,6	170	-21,9	-0,4	+7,2	170	+4,4
18	84	-0,8	-66,3	170	-34,2	-0,8	-16,0	210	-6,5
19	51	-0,4	+12,0	265	+3,4	-1	-7,5	180	-13,5
20	98	-0,6	-43,8	245	-14,4	3	+13,8	295	+7,4

Анализ табл. 2 свидетельствует о возможности введения порогового правила, согласно которому поправки на неизотермичность (с использованием эмпирической модели температуры [10]) вводятся только в тех случаях, если величина $\Delta N_e/N_e$ больше некоторого порогового значения $(\Delta N_e/N_e)_0$. Для данного массива $n_e(h)$ -профилей величина $(\Delta N_e/N_e)_0$ может быть выбрана равной $\pm 7\%$. Результат применения такого правила характеризуется следующими моментами распределения ошибок x_i : $\overline{x_i} = -2,5\%$ (меньше доверительного интервала), $CKO_{x_i} = 11\%$, $E = -1,3$ (значимая величина, примерно соответствующая равномерному распределению с пониженной вероятностью больших отклонений). Аналогично для множества y : $\overline{y_i} = -2,8\%$, $CKO_{y_i} = 5\%$, $E = -1,0$.

4. Таким образом, можно отметить, что введение температурной зависимости центрирует и заметно уменьшает дисперсию множества максимальных погрешностей экстраполяции $n_e(h)$ -профилей и модельных значений полного содержания электронов N_e . Целесообразно использование дополнительных массивов данных, полученных методами некогерентного рассеяния и зондирования с ИСЗ, для проверки эффективности нелинейного порогового правила введения температурных поправок. По-видимому, необходимо уточнить представление о погрешности экстраполяции в прикладных задачах по распространению радиоволн, обнаружению искусственных ионосферных неоднородностей и т.д. В этих задачах высотный интервал экстраполяции будет определяться физическими особенностями рассматриваемых процессов.

Авторы благодарны Ю.К. Часовитину и Н.Е. Шейдакову за полезные дискуссии.

ЛИТЕРАТУРА

1. Авдюшин С.И. и др. Тр. ИПГ, 1983, вып. 42, с. 10.
2. Данилкин Н.П. и др. Геомагнетизм и аэрономия, 1984, т. 24, с. 40.
3. Geisler J., S. Bowhill Aeronomy Rept, Univ. of Illinois, 1965, № 5, p. 378.
4. Грингауз К.И., В.А. Рудаков Искусственные спутники Земли, 1961, вып. 6, с. 48.
5. Грингауз К.И. и др. Тр. Радиотехнического ин-та АН СССР, 1970, № 1, с. 106.
6. Кнорин И.А., В.А. Рудаков Интеркосмос. Некоторые результаты научных экспериментов на ракетах «Вертикаль-1» и «Вертикаль-2» и на спутниках «Интер-космос-2» и «Интеркосмос-5». АН ГДР, Ин-т электроники, 1974, с. 92.
7. Бирюков А.В. и др. Космич. исслед., 1978, т. 16, с. 715.
8. Данилкин Н.П. и др. Космич. исслед., 1980, т. 18, с. 748.
9. Гдалевич Г.Л. Развитие зондовых методов исследования ионосферной плазмы и результаты их применения: Дис. на соискание уч. ст. докт. физ.-мат. наук. М.: Ин-т космических исследований, 1983. 313 с.
10. Часовитин Ю.К. Тр. ИЭМ Госкомгидромета, 1983, № 13/102, с. 3.

Институт прикладной геофизики Госкомгидромета

Поступила в редакцию 13. III.1985

Глава 3

Аппаратура, методы и результаты расчета профилей частоты соударений электронов в ионосфере

Предисловие 2008 года

В 60-х и начале 70-х годов в Ростовском Университете был создан первый в мире поляризационный ионозонд и на его основе создана техника и методы определения профиля частоты соударений электронов в ионосфере (νh -профиля) – второго по важности в практических применениях – параметра ионосферы. В 1969 г. – мне необыкновенно повезло – я проработал четыре месяца в Абериствите (Уэльс, Великобритания) под руководством одного из крупнейших ученых, занимавшихся физикой ионосферы и распространением радиоволн в ней, сэра Грэнвилла Байнона. Сэр Грэнвилл был выдающимся ученым и великолепным учителем. Он получил звание пэра Англии за свои выдающиеся научные работы. Его первым аспирантом был Кен Дэвис, автор известной и, видимо, в настоящее время лучшей монографии «Радиоволны в ионосфере», выдержавшей уже 5 последовательных изданий и являющейся необходимым учебником для всех ионосферщиков планеты. Кен рассказывал мне, что в этой монографии он использовал лекции Байнона, которые он слушал, когда был его студентом. Сэр Грэнвилл был соратником и учеником первооткрывателя ионосферы, лауреата Нобелевской премии по физике – сэра Эдварда Эпплтона. основополагающие положения теории распространения радиоволн в ионосфере были написаны Эпплтоном в соавторстве с Байноном. Сэр Грэнвилл был также большим другом нашей страны и личным другом первого директора ИЗМИРАНа профессора Н.В. Пушкова, с которым они в первые военные годы вместе готовили карты магнитного поля северной Европы, необходимые для нашей и британской авиации.



В 1970 году в Ленинграде в Таврическом дворце состоялся XIII съезд КОСПАР. Сэр Грэнвилл был в числе участников этого конгресса. Насколько я знаю, это был его последний визит в нашу страну. Я старался показать ему наиболее любимые места в «Питере».

Именно Николай Васильевич рекомендовал меня Байнону и, тем самым, обеспечил мне великодушную возможность поработать под руководством столь выдающегося ученого. За короткий срок моей работы под руководством профессора Байнона я многому научился. Многие в моей дальнейшей деятельности были зачаты именно в это время. В частности, Байнон показал, что экспериментальные значения и газокINETические расчеты частоты соударений электронов в ионосфере совпадают по величине только до высот в 100 км. На высоте в 110 км они отличаются в 5 раз, а на высоте 120 км в 10 раз. Было чрезвычайно интересно получить высотный ход νh -профиля выше, именно, во всей области F2. Однако здесь возникали определенные трудности. Если для высот в 120 км и ниже измерения поглощения радиоволн в ионосфере легко и уверенно интерпретируются как поглощение только обыкновенной волны (необыкновенная волна поглощена полностью в связи с близостью рабочих частот к гирочастоте), то выше ситуация иная. От F2 области необыкновенная волна приходит с амплитудами сравнимыми по величине с амплитудами обыкновенной волны. На приемных центрах возникает интерференция этих волн и измерения становятся практически невозможными везде, кроме области самого максимума ионосферы. При импульсном зондировании в области критических частот разница групповых задержек настолько велика, что сигналы принимаются отдельно и здесь интерференции не происходит. Именно поэтому все измерения величины ν предшествующего периода относились только к области максимума слоя F2, и все они показывали резкое отличие экспериментальных значений ν от теоретических или точнее от полученных только на основе газокINETических расчетов.

Для того чтобы разделить отраженные от ионосферы радиоволны по признаку поляризации и проводить измерения поглощения радиоволн отдельно для каждой из поляризаций – и, тем самым, подойти к вычислению νh -профиля в области F2 – мы (с Ю.Н.Фаером) и создали поляризационный ионозонд. Впоследствии оказалось, что он и для вычисления Nh -профилей более удобен, чем ионозонд без разделения по признаку поляризации. В те годы мы создали два полигона для исследований с помощью поляризационного ионозонда. Один был на ионосферной станции в Ростове-на-Дону, другой на ракетном полигоне «Капустин Яр» под Волгоградом.

В наших измерениях в те годы имелась одна особенность, которая сыграла нам хорошую службу. Дело в том, чтобы убрать «мутность» ионосферы (этим словом назывались условия, когда в отраженном от ионосферы сигнале значительную роль играла не зеркально отраженная от ионосферы волна, а волна, рассеянная на ионосферных неоднородностях) мы проводили измерения только тогда, когда имелась только «зеркальная» компонента волны. Это хорошо видно по характеру эллипса поляризации и легко контролируется на ионограммах поляризационного ионозонда. Зеркальная компонента имеет круговую поляризацию, рассеянная – эллиптическую. Эллиптическая компонента не убирается принятым у нас методом разделения компонент. Таким образом, все наши ранние измерения относились именно к вертикальному случаю распространения зондирующих радиоволн. В них практически не содержалась рассеянная от тех неоднородностей, которые приводят к мутности ионосферы, компонента.

В настоящей главе собраны те работы, которые наиболее ярко и полно раскрывают идеи, описание экспериментов и их результатов. В некоторых местах сделаны сокращения по причине старения материалов или в силу необходимости избежать повторений. Я также не включил в текст главы последнюю по времени обзорную статью этого цикла, опубликованную на английском языке (Danilkin, N.P.; Denisenko, P.F.; Barabashov, B.G.; Vertogradov, G.G., «Electron collision frequency and HF waves attenuation in the ionosphere», Int. J. Geomagn. Aeron., 30 June 2005 Vol. 5, No. 3, G13009 10.1029/2004GI000081)..

МНОГОЧАСТОТНЫЕ ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ИЗМЕРЕНИЯ ПОГЛОЩЕНИЯ РАДИОВОЛН И ВОЗМОЖНОСТЬ ОПРЕДЕЛЕНИЯ $\nu(h)$ -ПРОФИЛЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Н.П. Данилкин, П.Ф. Денисенко, Ю.Н. Фаер

Геомагнетизм и аэрономия. 1975 Том XV, №3, стр. 451-456

Описан метод получения высотного профиля эффективной частоты соударений электронов в ионосфере по данным многочастотных поляризационных измерений поглощения радиоволн и оценена его погрешность. Описана аппаратура, позволяющая одновременно измерять поляризационное поглощение на различных частотах. Приведены экспериментально определенные $\nu(h)$ -профили до 200 км.

Современные экспериментальные данные об эффективной частоте соударений электронов ν в ионосфере в области $h > 100$ км основаны преимущественно на результатах измерения поглощения радиоволн методом A1, сопоставление этих данных с теоретическими значениями ν , полученными из моделей стандартной атмосферы, указывает на большое различие сравниваемых величин. Это различие не наблюдается на $h < 100$ км, но уже на $h=110$ км экспериментальные данные больше теоретических в 3 раза, на $h = 120$ км – в 5 раз, на $h=130$ км – в 10 раз [1]. Уточнение метода экспериментального определения ν (метода Эпплтона) путем учета зависимости отклоняющего поглощения от магнитного поля и зависимости ν от h не приводит к совпадению результатов [2].

Значения ν , вычисленные по данным метода A1, относятся в основном к области $h < 125$ км [1], что связано с использованием измерений поглощения радиоволн на неразделенных магнитоионных компонентах, т.е. только в диапазоне $f < 3$ МГц, где поляризационным федингом можно пренебречь. Ниже описана аппаратура, позволяющая измерять поглощение радиоволн, методом A1 одновременно на многих частотах отдельно для каждой компоненты вплоть до f_0F2 .

Наличие этой аппаратуры, хорошо известные недостатки метода Эпплтона [3] и возможность нового подхода к проблеме [4] привели к разработке метода, изложению которого π описанию первых результатов его использования посвящена работа.

Метод. Для определения $\nu(h)$ -профиля необходимо решить интегральное уравнение

$$L(f) = 2 \frac{2\pi f}{c} K \int_{h_0}^{h_r} \chi(f, \nu(h)) dh, \quad (1)$$

где L – поглощение на частоте f ; χ – мнимая часть комплексного показателя преломления; K – коэффициент, зависящий от единицы измерения L ; h_0 – высота основания ионосферы; h_r – высота отражения.

Для решения задачи используем метод наименьших квадратов, минимизируя выражение

$$\Phi(\nu) = \sum_{i=1}^n [L_i^{\text{э}} - L_i^T(\nu)]^2 \quad (2)$$

где $L_i^{\text{э}}$ и L_i^T – соответственно значения экспериментального и вычисленного согласно (1) поглощения на частотах f_i , называемых далее узловыми; $\nu = (\nu_1, \nu_2, \dots, \nu_n)$ – n -мерный вектор, компоненты которого определяют $\nu(h)$ -профиль следующим образом: на участке между высотами отражения h_{i+1} и h_i двух соседних узловых частот f_{i+1} и f_i

$$\nu(h) = \nu_i \exp \left[\ln \left(\frac{\nu_{i+1}}{\nu_i} \right) \frac{h - h_i}{h_{i+1} - h_i} \right]$$

В силу нелинейности L относительно ν_i ($i=1, 2, \dots, n$) вектор ν не может быть получен из (2) в аналитическом виде. Поэтому задача решается численно с помощью градиентного метода. Вектор ν , удовлетворяющий минимуму (2) для конкретного набора $L_i^{\text{э}}$ ($i=1, 2, \dots, n$), и определяет $\nu(h)$ -профиль, соответствующий условиям эксперимента. Значения поляризационного поглощения $L_i^{\text{э}}$ ($i=1, 2, \dots, n$) определяются на установке, описанной ниже, а $N(h)$ -профили могут быть определены более точно – одним из ракетных способов, методом частичных отражений и т.п., либо менее точно – расчетом по ионограмме вертикального зондирования ионосферы. В последнем случае (а именно он и реализован в настоящей работе)] вычисления состоят из трех этапов.

На первом этапе на основе действующей высоты h'_0 горизонтального участка следа слоя E ионограммы и поглощения L_0 на той же частоте находится $N(h)$ -профиль в D -области в виде функции $N(h) = N_{60} \exp[\alpha(h - 60)^2]$ методом [4]. Используя этот профиль и опираясь на результаты обобщенной магнитоионной теории [5], вычисляем $L_D(f)$ и $h_D'(f)$, вклад области D в поглощение и групповое запаздывание радиоволн.

На втором этапе по ионограмме рассчитывается $N(h)$ -профиль ионосферы с учетом определенной ранее нижележащей ионизации.

На третьем этапе вычисляется собственно $v(h)$ -профиль. Блок-схема вычислений этого этапа приведена на фиг. 1. Первоначально выбирается вектор нулевого приближения v_0 , компоненты которого задают частоты соударений на высотах отражения узловых частот. Затем вычисляется $\Phi_0 = \Phi(v_0)$ и $l = \text{grad}(v_0)$. Если $l=0$, то v_0 дает минимум (2) и задача решена, в противном случае в направлении антиградиента выбирается новая точка v_1 . Если $\Phi(v_1) < \Phi_0$, то v_1 выбирается в качестве нулевого приближения, и все вычисления повторяются, а если нет, – то, уменьшая шаг поиска минимума, уточняем v так, чтобы удовлетворить минимуму (2).

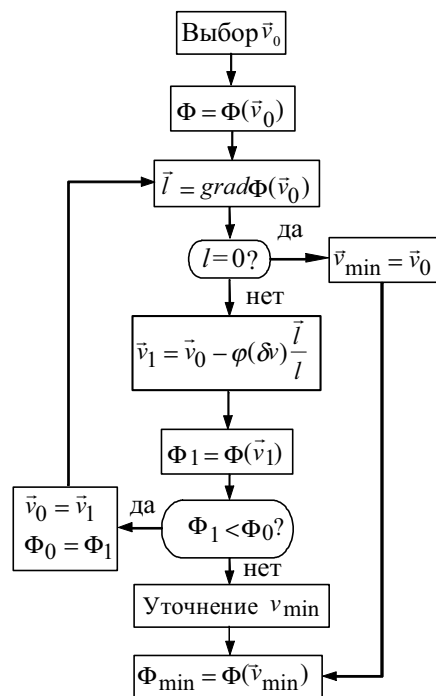
Несмотря на то, что в D -области $v(h)$ -профиль и его сезонные вариации известны достаточно хорошо [1], необходимо оценить ошибки расчета $L_D(f)$ и $h_D'(f)$, поскольку они существенны для дальнейших расчетов. С этой целью для усредненных значений h'_0 и L_0 на частоте 2 МГц и некоторого $v(h)$ -профиля был вычислен $N(h)$ -профиль ниже 100 км и на его основе рассчитаны $L_D(f)$ и $h_D'(f)$ в диапазоне частот $2,5 \div 6 \text{ МГц}$ для обеих магнитоионных компонент. Затем профиль был на всех высотах изменен на $+10\%$ от величины v и для тех же h'_0 и L_0 вычислены первоначально $N(h)$ -профили, а затем и $L_D(f)$ и $h_D'(f)$ на тех же частотах. Результаты сравнения $L_D(f)$ и $h_D'(f)$ для этих трех профилей показывают, что максимальная относительная ошибка в $L_D(f)$ не превышает 2% , абсолютная ошибка существенно меньше точности определения экспериментального поглощения, а ошибка $h_D'(f)$ меньше ошибки $L_D(f)$. Следовательно, возможная погрешность, возникающая от использования литературного $v(h)$ -профиля, несущественна для дальнейших вычислений.

Аппаратура. Для измерений поглощения радиоволн методом А1 на многих частотах отдельно на обеих магнитоионных компонентах применялась установка, блок-схема которой приведена на фиг. 2.

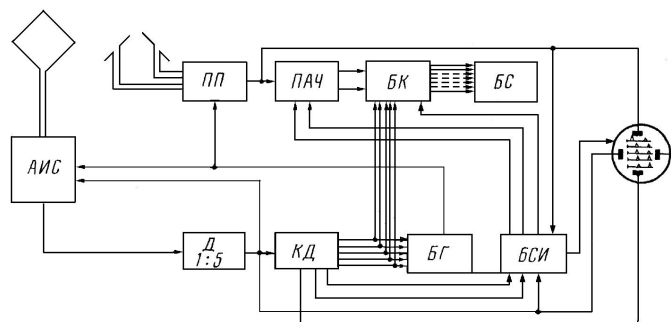
В передающей части использовалась АИС, к которой в ряде экспериментов подключался усилитель, позволяющий поднять мощность выходного каскада до 50 кВт . Передатчик излучает импульсы длительностью 100 мксек на пяти произвольно выбранных частотах в диапазоне $1 \div 7 \text{ МГц}$ с частотой повторения 10 имп/сек для всех частот или 2 имп/сек на одной частоте. Предусмотрен режим работы на десяти фиксированных частотах для измерения поглощения на одной из компонент. Выход передатчика подключен к стандартной ромбической антенне АИС, ориентированной под углом 45° к магнитному меридиану.

Приемные антенны представляют собой два скрещенных в центре под углом 90° диполя Надененко, каждый длиной 45 м , ориентированных в направлении север – юг и восток – запад. Диполи состоят из шести лучей, натянутых вдоль образующей цилиндра диаметром в 1 м . Высота подвеса 15 м .

Приемное устройство содержит поляризационный приемник (ПП), имеющий сопряженную электронную настройку с передатчиком и регистратором. Система подавления настроена на круговую поляризацию и обеспечивает коэффициент подавления во всем диапазоне частот около 100 . Переключение с приема обыкновенной компоненты на прием необык-



Фиг. 1



Фиг. 2

новенной компоненты осуществляется коммутатором с частотой 2 гц, так что в течение первых 0,5 сек. принимается обыкновенная компонента на пяти фиксированных частотах, а следующие 0,5 сек. принимается необыкновенная компонента на тех же частотах. Специальное устройство позволяет также производить прием необыкновенного луча со сдвигам частоты (например, на 0,7 Мгц)⁹. Из каждого отраженного сигнала вычитается фоновый шум помех (в блоке преобразователя амплитуда – число – ПАЧ), который выделяется стробированием шума на каждой частоте перед приходом отраженного сигнала первой кратности. Амплитуда отраженного сигнала, из которой вычтен фоновый шум помех, преобразуется в длительность (в блоке ПАЧ), которая определяет число, характеризующее амплитуду в относительных единицах. Далее сигналы распределяются с помощью блока ключей (БК) и поступают соответственно частотам и компонентам в блок электронных счетчиков (БС). Последние подсчитывают суммарную амплитуду отраженных сигналов и число отсчетов, что позволяет сразу вычислить среднюю амплитуду за данный промежуток времени.

Делитель (Д) понижает частоту сети до 10 гц, которая еще раз понижается в коммутаторе-делителе (КД) для последовательного запуска с частотой 2 гц пяти перестраиваемых генераторов, находящихся в блоке гетеродинов (БГ). В блоке строб-импульсов (БСИ) формируются строб-импульсы для выбора отраженных сигналов.

Точность экспериментального определения поглощения зависит от точности определения постоянной аппаратуры и времени усреднения. Постоянная аппаратуры определялась по кратным отражениям на частотах, меньших или равных 3 Мгц, и поляризационным методом [6] на более высоких. Для выбора минимального времени усреднения амплитуды отраженного от ионосферы сигнала принято во внимание следующее. Большие периоды усреднения хорошо устраняют влияние быстрого π медленного фединга, однако слишком большие периоды могут и сглаживать суточный ход. Поэтому принятый нами период усреднения определяется экспериментально как минимальный интервал времени, при котором отсчеты становятся независимыми. Он был определен как удвоенный радиус корреляции, взятый по уровню 0,5 модуля автокорреляционной функции, и равен 90 мин., что совпадает с рекомендациями [7,8].

Экспериментальные результаты. Для нахождения $v(h)$ -профилей использовались месячные медианные значения поляризационного поглощения на различных частотах. $N(h)$ -профиль рассчитывался по медианной ионограмме, полученной по методике [9], распространенной на интервал времени измерения поглощения. Все вычисления проводились по трем описанным выше этапам. Результаты таких расчетов для марта 1972 г. и февраля 1973 г. приведены на фиг.3.

На фиг.3а показан вариант определения $v(h)$ -профиля, когда $N(h)$ -профиль считается известным точно¹⁰, а L_h^3 определяются с погрешностью $\pm 10\%$. Горизонтальные линии указывают диапазон изменения $v(h)$ -профиля в этом случае, относительная погрешность $\sim 20\%$.

Кривая 2 представляет усредненный за год $v(h)$ -профиль до 140 км, вычисленный в [1] на основе модели Яккия [10]. Кружками обозначены экспериментальные данные, систематизированные в [1]. Из фиг.3а следует, что на малых высотах, где в основном лежат экспериментальные результаты других авторов, наши данные в среднем находятся в области более низких значений v и лучше соответствуют теоретическим расчетам. Сравнение с теоретическими расчетами показывают, что высота минимума $v(h)$ у нас меньше, а значения v по порядку величины соответствуют теоретическим.

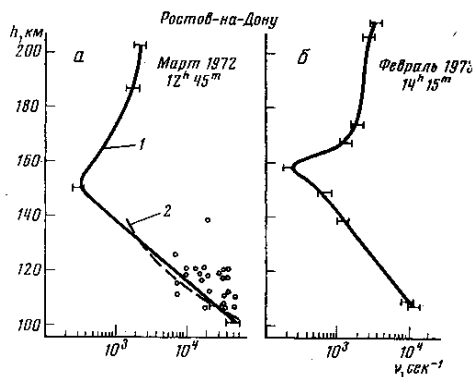
Погрешность определения $v(h)$ -профилей определяется как неточностью величин поглощения, так и погрешностью $N(h)$ -профилей, что важно учитывать при использовании $N(h)$, определенных из ионограмм. Поэтому была сделана оценка погрешности $v(h)$ -профиля при совместном влиянии обоих факторов. В расчетах предполагалось, что погрешность поглощения 10%, а действующие высоты имеют ошибку в области $E - 3$ км, а в области $F - 5$ км. В этом случае относительная ошибка $\sim 30\%$.

Приведенный на фиг.3а $v(h)$ -профиль определен в эксперименте с пятью частотами. Малочисленность узловых частот приводит к тому, что минимум функции $v(h)$ фактически может лежать в диапазоне 150–180 км. Для уточнения высоты минимума следует использовать большее количество частот. Пример определения $v(h)$ -профиля с большим числом частот (восемь), представлен на фиг.3б (горизонтальные линии определяют 30%-ную ошибку). Видно, что высота минимума стала несколько больше, однако этот вопрос требует дополнительного исследования.

⁹ При этом обыкновенная и необыкновенная компоненты отражаются на одной высоте.

¹⁰ Близкий к этому случай реализуется, если использовать один из методов ракетного определения $N(h)$ -профиля

Расчет $\nu(h)$ изложенным методом требует точного знания $N(h)$ -профиля во всем диапазоне рассматриваемых высот. Однако $N(h)$, рассчитанный из ионограммы, в области между E и F (высоты 120–160 км) может иметь большие ошибки, когда имеется отчетливо выраженная долина. Для устранения этих погрешностей выбирались условия, для которых литературные данные и оценки по ионограммам показывают, что долина либо отсутствует, либо слабо выражена.



Фиг. 3

Заметим, что описанный метод определения $\nu(h)$ -профиля ионосферы, опирающийся на поляризационные измерения поглощения радиоволн методом А1, имеет определенные преимущества: позволяет получить высотную зависимость $\nu(K)$, определяет частоты соударений на высотах, недостижимых для случаев измерения поглощения радиоволн методом А1 с неразделенными магнитоионными компонентами, и не использует в расчетах упрощающих предположений об отклоняющем поглощении.

Авторы выражают признательность профессору В. Байнову за предоставленную АЛГОЛ-программу и ценные консультации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thrane E.V., W.R. Piggott J. Atmos. Terr. Phys., 1966, 28, 721.
2. Saha A.K., R. Venkatachari J. Atmos. Terr. Phys., 1970, 32, 303.
3. Березин Ю.В. Геомагн. и аэрономия, 1964, 4, 957.
4. Beynon W.J.G., S. Rangaswamy Nature, 1968, 218, 1237.
5. Sen H.K., A.A. Wyller J. Geophys. Res., 1960, 65, 3931.
6. Данилкин Н.П., Ю.Н. Фаер. Геомагн. и аэрономия, 1972, 12, 1120.
7. Березин Ю.В. Геомагн. и аэрономия, 1964, 4, 54.
8. Гусев В.Д., Ю.В. Березин Вестн. МГУ. Физика, 1961, № 5, 39.
9. Laird A.R., J.M. Wright Radio Sci., 1967, 2, 1255.
10. Jacchia L.G., Smithsonian Astrophys. Observ. Spec. Rep., 1965, No. 170.

Ростовский-на-Дону государственный университет

Статья поступила 11 февраля 1974 г.

ВАРИАЦИИ ПРОФИЛЕЙ ЭФФЕКТИВНОЙ ЧАСТОТЫ СОУДАРЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ИОНОСФЕРЕ ПО ДАННЫМ МНОГОЧАСТОТНЫХ ИЗМЕРЕНИЙ ПОГЛОЩЕНИЯ РАДИОВОЛН МЕТОДОМ А1

Н. П. Данилкин, П. Ф. Денисенко, С. М. Суций, Ю. Н. Фаер

Геомагнетизм и аэрономия. 1976 Том XVI, №5, стр. 803-808

Приведены экспериментально определенные на основе поляризационных многочастотных измерений поглощения радиоволн методом А1 ионограмм вертикального зондирования высотные и временные вариации эффективной частоты соударений электронов ν в ионосфере в течение дня 13.III 1973 г. в Ростове-на-Дону. Рассмотрена методика определения дневных вариаций $\nu(h)$ -профилей в областях E и F ионосферы, оценены ошибки эксперимента.

Большинство известных из литературы экспериментальных оценок частот соударений электронов относится к области высот $h \leq 130$ км [1] и $h \geq 250$ км [2]. Для исследования вопросов распространения радиоволн в ионосфере необходимо знание эффективной частоты соударений электронов ν в промежуточной области (например, в этом диапазоне высот возникает ионосферный канал, обеспечивающий сверхдальнее распространение радиоволн [3]).

Анализ имеющихся в настоящее время экспериментальных данных о величинах ν для $h > 100$ км дает противоречивые результаты. Только для $h < 100$ км установлено хорошее согласие

между теоретическими и экспериментальными оценками v [1, 2]. Для $h=100-350$ км отмечается как расхождение между измеренными и рассчитанными значениями v [1, 2, 4-7], так и согласие их либо во всей внутренней ионосфере [5] либо в отдельных ее областях [4, 7-9].

Экспериментальные сведения о временных вариациях зависимостей v практически отсутствуют. Имеются лишь данные о суточных и сезонных вариациях v вблизи максимума F-области [11] и существует указание на то, что дневные значения v для $h > 200$ км меньше ночных [5]. Последнее противоречит как газокинетическим расчетам [12], так и экспериментальным данным [13]. Согласно [7] для $h \geq 160$ км дополуденные значения v больше окополуденных, что также не соответствует теории [12].

Все указанные выше факты делают вопрос об экспериментальном определении $v(h)$ -профилей и их временных вариациях в областях E и F ионосферы весьма актуальным, а также вызывают повышенный интерес к используемой аппаратуре, методике измерений и интерпретации экспериментальных данных.

Данная работа, развивая результаты, полученные в [4,7], посвящена: экспериментальному определению дневных вариаций $v(h)$ -профилей и описанию деталей методики их получения.

Метод определения $v(h)$ -профилей. Расчет $v(h)$ -профиля складывается из следующих этапов: определение модельного $N(h)$ -профиля D-области ионосферы и учет с его помощью вклада этого высотного диапазона в поглощение; восстановление немонотонного $N(h)$ -профиля в E- и F-областях с учетом модели f-области; расчет собственно $v(h)$ -профиля, оценка погрешности $v(h)$ -решения.

Расчет $N(h)$ -профилей. В D-области строится модель

$$N(h) = N_0 \exp[\alpha(h - h_0)^2], \quad h > h_0 \quad (1)$$

Способом, являющимся обобщением метода [10,14]. Параметры α и h_0 (или N_0) при фиксированных значениях p и N_0 (или h_0) определяются из условия совпадения вычисленного и измеренного на одной из частот f , близкой к f_{\min} , значений поглощения и минимальности суммы квадратов невязок действующих высот h' из диапазона $f_{\min} \div (f + 0,2 \div 0,3)$ МГц. Расчет поглощения производится в приближении геометрической оптики по формулам обобщенной магнитоионной теории на основе процедур программы [15]. Частота соударений $\nu_M = Kp$ находится с помощью модели давлений p [16] при $K = 7,8 \cdot 10^5 H^{-1} \text{ м}^2 \text{ сек}^{-1}$. Действующие высоты вычисляются без учета ν , что приводит к простому аналитическому выражению, связывающему K с параметрами модели (1), и, повышая точность расчетов [17, 18], делает итерационную процедуру приблизительно в 3 раза экономичнее [10].

Сопоставление модельных и ракетных $N(h)$ -профилей, полученных при одинаковых условиях, показывает их удовлетворительное согласие почти на всех частотах, где имеются ракетные измерения [7]. Использование набора действующих высот в $2 \div 3$ раза снижает чувствительность результатов к случайным ошибкам h' . Описанный способ восстанавливает уровень $h(f_{\min})$ с точностью на порядок выше, чем при использовании только одних действующих высот [19].

В E- и F-областях ионосферы ищется кусочно-непрерывное $N(h)$ -решение с постоянной на каждом элементарном интервале $\Delta f = 0,2 \div 0,3$ МГц. Производной dN/dh . Определение $N(h)$ -профиля в f-области производится только по o-компоненте с учетом модели D-области. Вблизи максимума слоя E принято параболическое распределение $N(h)$, оба параметра которого находятся из условия сшивания параболы и ее первой производной на границе последнего надежно восстанавливаемого интервала.

После учета вклада в действующие высоты области $h \leq h_{\max} E$ производится расчет $N(h)$ в межслоевой впадине (долине) и F-области. В качестве эквивалентного распределения электронной концентрации выбрано од-йослойное приближение.

Расчет $N(h)$ -профиля сводится к поиску условного экстремума: определяется вектор z , удовлетворяющий o-следу

$$M_0 z = h_0' \quad (2)$$

И минимизирующий сумму квадратов невязок действующих высот x-следа

$$\Phi_x(z) = (M_x z - h_x')^2 \quad (3)$$

Здесь z – вектор, компонентами которого являются приращения истинных высот; $M_{0,x}$ – матрицы, образующиеся при замене соответствующих интегральных уравнений системами линейных алгебраических уравнений. Принимается, что случайные ошибки действующих высот некоррелированы и имеют одинаковую дисперсию.

Задача решается с помощью метода множителей Лагранжа. Строя на основе (2) и (3) функцию Лагранжа и проводя дифференцирование по компонентам вектора z и всем множителям Лагранжа, получим

$$\begin{pmatrix} 2M_x^T M_x & -M_0^T \\ M_0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} z \\ \lambda \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 2M_x^T h'_x \\ h'_0 \end{pmatrix}$$

откуда легко находится z и, следовательно, $N(h)$ -профиль; λ – вектор множителей Лагранжа, индекс T означает транспонирование. Минимальная концентрация в долине N_b определяется путем последовательного уменьшения от $N_{\max}E$ до $0,9 N_{\max}E$. Выбирается то значение N_b , которое сумме (3) доставляет минимум. В тех случаях, когда описанный способ приводит к отрицательным приращениям истинных высот, используется метод [20].

При расчете долины и $N(h)$ в основании F-области учитываются $h_{o,x}(f)$ -кривые из диапазона наибольшей информативности [21]. Для x -компоненты шаг по частоте выбирается в 2–3 раза меньше, чем для o -компоненты, что обеспечивает большую устойчивость результатов. После восстановления долины и прилегающего к ней участка F-области остальная часть $N(h)$ рассчитывается по одному o -следу. Вблизи максимума области F принимается параболическое распределение $N(h)$, параметры которого находятся так же, как и в E-области.

Расчет $v(h)$ -профилей и оценка их погрешности. Метод расчета $v(h)$ -профилей, основанный на численном решении интегрального уравнения, связывающего частотную зависимость поглощения $L(f)$ в E- и F-областях ионосферы с высотной зависимостью $v(h)$, описан в работе [4]. Более экономичный способ определения $v(h)$ -профилей, использующий последовательное приближение вычисленных и оцененных значений поглощения, изложен в работе [22], а АЛГОЛ-программа, его реализующая, в работе [23].

При оценке погрешности $v(h)$ -решения используется свойство квазилинейности показателя поглощения относительно v при $v/(2\pi f) \ll 1$ и предполагается, что экспериментальные погрешности измерения поглощения не изменяют форму $v(h)$ на элементарных участках¹¹, а только увеличивают или уменьшают v в одно и то же число раз. Это существенно упрощает задачу, сводя ее к линейной, и позволяет для относительных ошибок на элементарных интервалах получать практически точные оценки [22]:

$$\left[\frac{\sigma(v)}{v} \right]_i^2 = \sum_{k=1}^i [L^{-1}]_{ik}^2 \sigma^2(L_R), \quad i = 1, 2, \dots, n \quad (4)$$

где $\sigma^2(v)$ и $\sigma^2(L)$ – дисперсии соответствующих величин; L – нижняя треугольная матрица, элементами которой являются значения поглощения, вычисленные для каждой частоты на элементарных интервалах высот с помощью полученного $v(h)$ -решения. При учете поправок к приближению геометрической оптики значения v должны быть уменьшены на величину поправки Δv , для определения которой изменением формы $v(h)$ -профиля пренебрегается и считается, что отношение $\Delta v/v$ на всех высотах одно и то же [22]:

$$\Delta v(h)/v(h) = \frac{\sum_{i=1}^n \Delta L_i L_i}{\sum_{i=1}^n \Delta L_i^2}, \quad (5)$$

где L_i – оцененные в E- и F-областях ионосферы значения поглощения; ΔL_i – поправки к приближению геометрической оптики. Последний результат получен в тех же приближениях, что и формула (4).

Результаты и их обсуждение. Основой для построения временных вариаций $v(h)$ -профилей являются ионограммы ВЗ и многочастотные поляризационные измерения поглощения радиоволн, проводимые на установке [4]. На фиг.1 приведен для 10 частот характерный дневной ход поглощения, полученный линейным сглаживанием по трем точкам средних за полчаса значений поглощения.

Для оценки дневных вариаций $v(h)$ -профилей использовались ионограммы и поляризационные измерения поглощения, проведенные в Ростове 13.III. 1973 г. в 9 ч. 30 м., 13 час. и 16 ч. 30 м. LT. Кривая 1-2,00 МГц, 2-2,25 МГц, 3-3,00 МГц, 4-3,25 МГц, 5-3,50 МГц, 6 –3,75 МГц, 7 – 4,00 МГц, 8 – 4,25 МГц, 9 – 6,00 МГц, 10 – 6,25 МГц. В рассматриваемый период наблюдалась повышенная актив-

¹¹ Под элементарным участком понимается высотный диапазон между двумя соседними уровнями отражения радиоволн

ность Солнца: число Вольфа $W=107$ при среднегодовом значении $\bar{W} = 53$. Геомагнитное поле оставалось спокойным ($\Sigma K_p=11$).

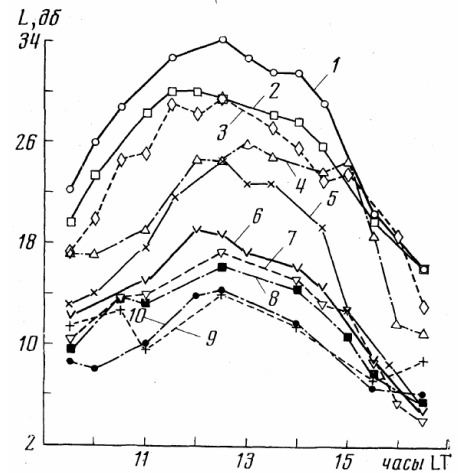
При восстановлении модели (1) в области D ионосферы было принято $p=1$, $N_0=100 \text{ см}^{-3}$ и при расчете параметров h_0 и α использовались значения поглощения на частоте 2 МГц . Определенные описанным выше методом $N(h)$ -профили представлены на фиг. 2. Полученные нами дневные вариации $N(h)$, качественно согласующиеся с ракетными данными [24], позволяют учесть вариации поглощения, связанные с изменением профиля электронной концентрации, и выделить вариации $\nu(h)$.

На фиг. 3 приведены результаты определения $\nu(h)$ -профилей (сплошные кривые) и их среднеквадратичные ошибки для указанных моментов времени. Для оценки погрешности решений принималось, что величины поглощения на всех частотах измерены с точностью 10%.

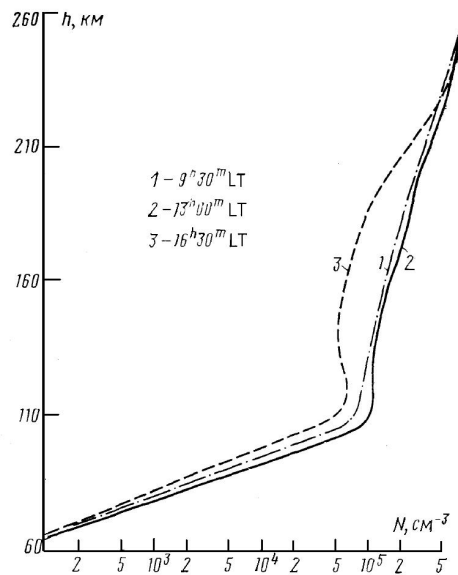
На фиг. 3а-в штрихами изображены для сравнения теоретические кривые [12] соответственно для 9, 13 и 17 час. LT, условий весеннего равноденствия, минимума солнечной активности и широты 50° (широта Ростова $47^\circ 13'$). На фиг. 3г представлены окончательные результаты. Видно, что для $h \leq 180 \text{ км}$ в 9 ч. 30 м. LT и $h \leq 150 \text{ км}$ в 13 ч. 00 м. LT оцененные значения ν в пределах среднеквадратичной ошибки соответствует результатам газодинамических расчетов [12]. Для $\nu(h)$ -профиля, полученного в 16 ч. 30 м. LT, расхождение теории и эксперимента начинается с $h \sim 130 \text{ км}$. Однако в этом случае наличие широкой долины в $N(h)$ -профиле (см. фиг.2) затрудняет точный вывод о границе соответствия измеренных и рассчитанных ν . Из приведенных результатов видно, что для каждого момента времени имеется уровень, выше которого оцененные ν больше теоретических и различие превышает экспериментальные погрешности. В рассматриваемый период времени указанные расхождения постоянно наблюдаются для $h > 180 \text{ км}$.

Дневные вариации $\nu(h)$ показаны на фиг. 3г. Экспериментальные погрешности измерения поглощения радиоволн не позволяют констатировать существенных вариаций ν ниже 160 км. Однако для больших высот частоты соударений максимальны в околополуденное время, минимальны утром и имеют тенденцию уменьшаться к вечеру, что по характеру вариаций $\nu(h)$ соответствует теории [12].

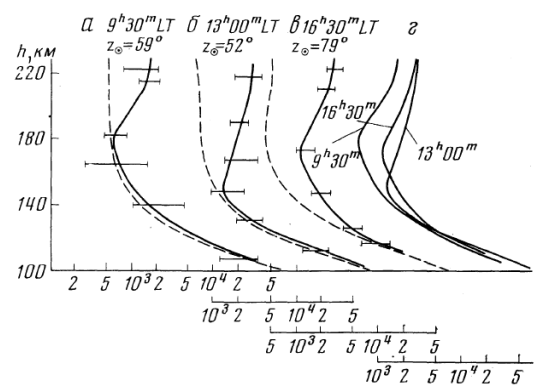
В заключение отметим, что характерной особенностью $\nu(h)$ -профилей является наличие минимума частоты соударений, его высота в околополуденное время около 150 км и возрастание утром и вечером до 180 км.



Фиг. 1



Фиг. 2



Фиг. 3

ЛИТЕРАТУРА

1. Thrane E.V., W.R. Piggott J. Atmos. Terr. Phys., 1966, 28, 721.
2. Setty C.S.G.K. Indian J. Radio Space Phys., 1972, 1, 38.
3. Гуревич А.В. Геомагн. и аэронавигация, 1971, 11, 961.

4. Данилкин Н.П., П.Ф. Денисенко, Ю.Н. Фаер. Геомагн. и аэрономия, 1975, 15,451.
5. Ganguly S. J. Geophys. Res., 1974, 79, 3235.
6. Saha A.K., R. Venkatachari J. Atmos. Terr. Phys., 1970, 32, 303.
7. Ghasovitin Yu.K. et al. The XVIII Meeting of COSPAR. В. 3, 7. May - June, 1975, Bulgaria, препринт доклада (будет опубликовано в Space Res., 1976).
8. Beynon W.J.G., E.S.O. Jones J. Atmos. Terr. Phys., 1965, 27, 761.
9. Beynon W.J.G., S. Rangaswamy Nature, 1968, 218, 1237.
10. Beynon W.J.G., S. Rangaswamy J. Atmos. Terr. Phys., 1969, 31, 891.
11. Setty C.S.G.K., O.P. Nagpal, V.K. Dhawan Indian J. Pure and Appl. Phys., 1971, 9, 519.
12. Гайворонская Т.В. и др. Геомагн. и аэрономия, 1974, 14, 25.
13. Setty C.S.G.K., A.R. Jain, M.K. Vyawahare Canad. J. Phys., 1970, 4, 653.
14. Данилкин Н.П., П.Ф. Денисенко Геомагн. и аэрономия, 1973, 13, 927.
15. Данилкин Н.П., П.Ф. Денисенко Сб. «Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца», вып. 33, «Наука», 1975, 86.
16. Groves G.V. Seasonal and latitudinal models of atmospheric temperature, pressure and density, 25 to 110 km. Air Force Cambridge Res. Labs. L. G. Hanscom Field, Mass., 1970.
17. Ferraro A.J., C. P. Tou Radio Sci., 1966, 1, 769.
18. Titheridge J.E. Radio Sci., 1967, 2, 133.
19. Dyson P.L. J. Atmos. Terr. Phys., 1974, 36, 553.
20. Данилкин Н.П., П.Ф. Денисенко, В.В. Соцкий Геомагн. и аэрономия, 1975, 15, 355.
21. Данилкин Н.П., О.А. Мальцева, Ю.Н. Фаер Геомагн. и аэрономия, 1974, 14, 636.
22. Данилкин Н.П., П.Ф. Денисенко Деп. ВИНТИ, № 1245-75.
23. Данилкин Н.П., П.Ф. Денисенко Сб. «Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца», вып. 33, «Наука», 1975, 92.
24. Иванов-Холодный Г.С., Г.М. Никольский Солнце и ионосфера. «Наука», 1969.

Ростовский-на-Дону государственный университет.

Статья поступила 6 октября 1975 г.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ПРОФИЛЕЙ ЭФФЕКТИВНОЙ ЧАСТОТЫ СОУДАРЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В ИОНОСФЕРЕ НА ОСНОВЕ УРАВНЕНИЯ ВОЛЬТЕРРА

В.Д. Гусев, Н.П. Данилкин, П.Ф. Денисенко, В.И. Водолазкин

Геомагнетизм и аэрономия, 1977, т. XVII, №4, с. 645-648

Предложен аналитический метод определения профилей эффективной частоты соударений электронов ν в E - и F -областях ионосферы из измерений поглощения радиоволн методом A1. На основе линейаризованного относительно ν показателя поглощения задача сведена к решению интегрального уравнения Вольтерра второго рода. Обсуждены условия применимости метода для практического применения в ионосфере.

Высотная зависимость эффективной частоты соударений электронов ν в E - и F -областях ионосферы может быть определена [1,2] путем численного обращения интегрального уравнения

$$L(\omega) = 2 \frac{\omega}{c} \int_{h_0}^{h_r(\omega)} \chi[\omega, \omega_H, \Theta, N(h), \nu(h)] dh, \quad (1)$$

связывающего в области $h > h_0$ частотную зависимость поглощения $L(\omega)$ обыкновенной компоненты радиоволны при вертикальном зондировании с высотным ходом электронной концентрации $N(h)$ и частоты соударений $\nu(h)$ (c – скорость света в вакууме; $h_r(\omega)$ – высота отражения, зависящая от частоты ω и профиля $N(h)$; здесь и ниже приняты стандартные обозначения магнитоионной теории [3]). Дисперсионное уравнение Эпплтона – Хартри приводит к нелинейной зависимости показателя поглощения χ от ν и соответственно к нелинейному интегральному уравнению (1), численное решение которого представляет определенные трудности [4].

В настоящей работе показано, что для E - и F -областей задача определения $\nu(h)$ -профилей за счет линейаризации показателя поглощения χ относительно ν может быть существенно упрощена и сведена к интегральному уравнению Вольтерра второго рода. Рассмотрены условия применимости метода и сделаны выводы для его практического использования в ионосферных исследованиях.

Известно [1, 2, 5, 6], что в E - и F -областях $v/\omega = Z \ll 1$. Это позволяет при условии $Z \ll 1 - X$ (2)

ввести малый параметр $\gamma = Z/(1-X)$ и с точностью до членов первого порядка по γ получить [7]

$$\chi = \frac{Z}{2} \frac{X}{\sqrt{1-X}} \frac{(Y_T^2 + R) + 2Y_L^2 Y_T^2 (1 + Y_T^2/R)}{[Y^2 + Y_L^2(1-2X) + R]^{3/2} (Y^2 + Y_L^2 + R)^{1/2}}, \quad (3)$$

где $R = [Y_T^4 + 4Y_L^2(1-X)]^{1/2}$. Важной особенностью последнего выражения является выделение корневой особенности в знаменателе, что существенно в последующих рассуждениях.

Различие между значениями χ , вычисленными на основе полного и линеаризованного выражений, начинает сказываться лишь вблизи уровня отражения. Поэтому оценки показывают, что при вычислении поглощения радиоволн, отражающихся в E -области, с использованием волновой теории [8] и геометрической оптики с χ в виде (3) различие не превышает 5% [9]. Таким образом, с приемлемой в практике точностью уравнение (1) может быть заменено линейным интегральным уравнением.

Для дальнейшего удобно (1) с учетом (3) представить в эквивалентном виде

$$\omega L(\omega) = \int_{h_0}^{h_r(\omega)} \frac{Q(X, Y, \Theta)}{(\omega^2 - \omega_N^2)^{1/2}} \omega_N^2 v dh, \quad (4)$$

где

$$Q(X, Y, \Theta) = \frac{1}{c} \frac{(Y_T^2 + R)^2 + 2Y_L^2 Y_T^2 (1 + Y_T^2/R)}{[Y^2 + Y_L^2(1-2X) + R]^{3/2} (Y^2 + Y_L^2 + R)^{1/2}} \quad (5)$$

В нелинейном интегральном уравнении (1) высота отражения $h_r(\omega)$ должна находиться из условия $\mu^2 - \chi^2 = 0$, где μ — реальная часть комплексного показателя преломления. Поэтому в общем случае верхний предел интегрирования в (1) зависит от неизвестной функции v . В отличие от этого в (4) условием отражения является $\omega_N^2 = \omega^2$.

Интегральное уравнение (4) будет рассматриваться на участках, где $dN/dh > 0$. Это, во-первых, связано с тем, что выражение (4) написано в приближении геометрической оптики, и, во-вторых, вблизи критических частот ионосферных слоев $dN/dh \approx 0$ и условие (2) может нарушаться в достаточно широком интервале высот.

Введем обозначения $x = \omega^2$, $t = \omega_N^2$ и перейдем к интегрированию по t

$$\psi(x) = \int_{x_0}^x \frac{H(x, t)}{(x-t)^{1/2}} \varphi(t) dt \quad (6)$$

$$H(x, t) = Q\left(\frac{t}{x}, \frac{\omega_H}{\sqrt{x}}, \Theta\right), \quad H(x, x) = \frac{1}{c \sin \Theta}, \quad \Theta \neq 0,$$

$$\psi(x) = \sqrt{x} L(\sqrt{x}), \quad \varphi(t) = \left(t \frac{dh}{dt}\right) v, \quad x_0 = \omega_{N0}^2 = \omega_N^2(h_0). \quad (7)$$

В принятых приближениях $v(h)$ -профиль при известном $\omega_N^2(h)$ будет определен, если будет решено линейное относительно $\varphi(t)$ интегральное уравнение (6).

Из теории интегральных уравнений известно [10], что решение (6) существует, единственно и может быть определено в классе непрерывных функций, если $H(x, t)$, $\partial H(x, t)/\partial x$, $\psi(x)$, $\psi'(x)$ непрерывны и $H(x, x) \neq 0$. (В настоящее время функция $\psi(x)$ определяется экспериментально лишь в ограниченном числе точек [1]. Поэтому под $\psi(x)$ можно понимать интерполяцию эмпирической зависимости функциями, обладающими необходимыми свойствами.)

Уравнение (6) стандартным способом [10] сводится к канонической форме уравнения Вольтерра второго рода:

$$\varphi(x) = F(x) + \int_{x_0}^x M(x, t) \varphi(t) dt \quad (8)$$

$$F(x) = \frac{c \sin \Theta}{\pi} \int_{x_0}^x \frac{\psi'(t)}{(x-t)^{1/2}} dt,$$

$$M(x,t) = -\frac{c \sin \Theta}{\pi} \int_0^{\pi} \frac{\partial}{\partial x} H \left(\frac{x+t}{2} + \frac{x-t}{2} \cos \alpha, t \right) d\alpha \quad (9)$$

Это уравнение может быть решено методом последовательных приближений.

$$\varphi_0(x) = F(x), \varphi_n(x) = F(x) + \int_{x_0}^x M(x,t) \varphi_{n-1}(t) dt, \quad n = 1, 2, \dots$$

В двух частных случаях: $Y=0$ (магнитное поле отсутствует) и $\Theta=\pi/2$ (поперечное распространение) — интегральное уравнение (6) сводится к уравнению Абеля и его решение легко находится из (8). Действительно, из (5) и (7) видно, что в этих случаях $H(x, t)=1/c$. Тогда в соответствии с (9) $M(x, t)=0$ и, следовательно, из (8) получаем $\varphi(x)=F(x)$. Переходя к старым переменным, находим

$$v(\omega_N^2) = \frac{1}{\omega_N^2} \frac{d\omega_N^2}{dh} \frac{c}{\pi} \int_{\omega_0^2}^{\omega_N^2} d(\omega^2) \frac{1}{(\omega_N^2 - \omega^2)^{1/2} d(\omega^2)} [L(\sqrt{\omega^2}) \sqrt{\omega^2}]$$

откуда по распределению $\omega_N^2(h)$ легко восстанавливается зависимость $v(h)$. Приведенное решение совпадает с решением, полученным другим способом в [11].

Отметим, что при численной реализации решения интегрального уравнения выбор ядра в виде (5) или (7) позволяет для каждого пункта (фиксированных ω_N и Θ) произвести табулирование ядра $M(x, t)$ независимо от конкретного распределения электронной концентрации.

Для практического применения метода кроме знания $N(h)$ -профиля необходимо выполнение условий $v/\omega \ll 1$ и $\psi(x_0)=0$ (т.е. $L(\omega_{N0})=0$). Эти требования могут быть удовлетворены следующим образом.

Днем при измерении поглощения в D -и E -областях радиоволны отражаются в основном ниже 110 км, где частоты соударений известны [5]. Тогда, зная $N(h)$ - и $v(h)$ -профили, можно учесть поглощение ниже уровня отражения радиоволны с минимальной частотой и удовлетворить сразу обоим условиям. Если в профиле $N(h)$ имеется долина, то необходимо также выделение поглощения при прохождении радиоволн через нее. Для этого в интервале высот межслоевой ионизации может задаваться некоторая модель $v(h)$ удовлетворяющая условию $\psi(x_0)=0$. Неопределенность в выборе модели $v(h)$ приведет к неопределенности $v(h)$ -решения в F -области. Для уточнения $v(h)$ -профиля могут использоваться измерения поглощения x -компоненты.

Для ночных условий, когда электронная концентрация в D -области мала, задача определения $v(h)$ может решаться так же, как для межслоевой и F -областей. Если вкладом D -области в поглощение пренебречь нельзя, то его можно учесть для $h < 110$ км

Из-за монотонности $N(h)$ -профиля выше главного максимума ионосферы условия наиболее благоприятны для использования метода при внешнем зондировании ионосферы со спутников.

ЛИТЕРАТУРА

1. Данилкин Н.П., П.Ф. Денисенко, Ю.Н. Фаер Геомagnetизм и аэрономия, 1975, 15, 451.
2. Данилкин Н.П., П.Ф. Денисенко Определение профилей эффективной частоты соударений электронов в ионосфере из данных многочастотных поляризационных измерений поглощения радиоволн. Деп. ВИНТИ № 1275-75, 1975.
3. Ратклифф Дж. А. Магнитоионная теория и ее приложение к ионосфере. ИЛ, 1962.
4. Данилкин Н.П., П.Ф. Денисенко Сб. «Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца», вып. 33, «Наука», 1975, 92.
5. Thrane E.V., W. R. Piggott J. Atmos. Terr. Phys., 1966, 28, 721.
6. Setty C.S.G.K. Indian J. Radio Space Phys., 1972, 1, 38.
7. Whitehead J.D. J. Atmos. Terr. Phys., 1956, 9, 276.
8. Fejer J.A., R.W. Vice J. Atmos. Terr. Phys., 1959, 16, 291.
9. Veynon W.J.G., E.S.O. Jones J. Atmos. Terr. Phys., 1965, 27, 761.
10. Смирнов В.И. Курс высшей математики, т. IV, ч. 1. «Наука», 1974.
11. Гусев В.Д. Вестн. МГУ, сер. матем., мех., астроном., физ. хим., 1959, № 1, 105.

Московский государственный университет
Ростовский-на-Дону государственный университет

Статья поступила 29 сентября 1976 г.

ИЗМЕРЕНИЯ КОНЦЕНТРАЦИИ И ЧАСТОТЫ СОУДАРЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ ВО ВРЕМЯ ПОЛЕТА ГЕОФИЗИЧЕСКОЙ РАКЕТЫ «ВЕРТИКАЛЬ-4»

А.В. Бирюков, Н.П. Данилкин, П.Ф. Денисенко, Г.М. Кучеренко, И.А. Кнорин, В.А. Рудаков,
В.В. Соцкий, Ю.Н. Фаер, Ж.А. Шнырева

Космические исследования, 1978, т. XVI, вып 5, стр. 715-719

Описаны результаты одновременных измерений высотных профилей концентрации n_e и эффективной частоты соударений ν_e электронов в ионосфере. Эксперимент проведен 14.X 1976 г. в средних широтах Европейской части СССР во время пуска геофизической ракеты «Вертикаль-4», при зенитном расстоянии Солнца 24° . Электронная концентрация измерена методом дисперсионного интерферометра в интервале высот $82 \div 628$ км (при спуске ракеты). Одновременно на Земле измерялась частотная зависимость поглощения радиоволн поляризационным методом А1. По полученным данным определен $\nu_e(h)$ -профиль для высот; $103 \div 183$ км. Полученный $\nu_e(h)$ -профиль отличается двумя минимумами (на высотах $140 \div 50$ и $170 \div 180$ км). Ниже максимума области F получено удовлетворительное согласие профиля $n_e(h)$, рассчитанного из данных вертикального зондирования, и профиля, измеренного с помощью ракеты.

14.X.1976 г. ($F_{10,7} = 84 \cdot 10^{-22}$ вт·м⁻²·Гц⁻¹, $\Sigma K_p = 11$) в средних широтах Европейской части СССР при зенитном расстоянии Солнца $z = 24^\circ$ во время полета геофизической ракеты «Вертикаль-4» были проведены комплексные наземно-ракетные измерения концентрации n_e и эффективной частоты соударений ν_e электронов в ионосфере. Цель экспериментов – продолжение одновременных исследований $n_e(h)$ - и $\nu_e(h)$ -профилей [1–3].

Краткое описание эксперимента, методики измерения и обработки. Максимальная высота подъема ракеты «Вертикаль-4» – 1512 км. Электронная концентрация n_e измерялась методом дисперсионного интерферометра [4]. Передатчик интерферометра, установленный на борту ракеты, излучал две когерентные волны с частотами 144 и 48 МГц. На Земле регистрировалось изменение разности фаз между ними. По изменениям разности фаз при спуске ракеты рассчитан n_e -профиль для высот $82 \div 628$ км (погрешность измерения не более 10%).

Результаты измерений n_e при подъеме ракеты, а также при ее спуске от вершины траектории до высоты 630 км имели, по нашим оценкам, погрешность существенно больше 10% вследствие влияния нестационарных процессов в ионосфере (в том числе и вызванных воздействием двигателя ракеты на исследуемую среду). Поэтому результаты, полученные на этих участках траектории, не были использованы в данной работе.

Одновременно на Земле каждые 5 мин проводилась съемка поляризационных ионограмм [5] и измерялось поглощение o -компоненты радиоволн поляризационным методом А1 одновременно на восьми частотах в диапазоне 2,0–4,25 МГц (аппаратура для съемки поляризационных ионограмм описана в [5], установка для измерения поглощения радиоволн методом А1 с отдельной регистрацией o - и x -компонент описана в статье [6]).

При измерении поглощения радиоволн для определения $\nu_e(h)$ -профилей период усреднения амплитуд отраженных от ионосферы импульсов желательно выбирать таким, чтобы изменение состояния ионосферы за этот период было бы незначительным. Однако при обычном способе измерения поглощения радиоволн методом А1 оптимальный период усреднения для типичных условий составляет примерно 90 мин [6–8]. За этот промежуток времени состояние ионосферы может существенно измениться. Поэтому в описываемом наземно-ракетном эксперименте измерение поглощения радиоволн проводилось с усреднением амплитуд в полосе частот (путем «качания» частоты). Сначала теоретически [9–11], а затем экспериментально [12] было показано, что такой метод позволяет сократить период усреднения до 10–15 мин.

В период проведения эксперимента в течение 90 мин для каждого из восьми каналов проводилось 5-минутное усреднение амплитуд. Частота излучаемых импульсных сигналов на каждой из восьми рабочих частот изменялась относительно центральной частоты в пределах ± 125 кгц с шагом 8 кгц. На основе изменений амплитуд отраженных сигналов и действующих высот, регистрируемых на опорных частотах с помощью «электронного высотомера» [3], определялись значения поглощения радиоволн L . Временная зависимость поглощения $L(t)$, построенная на основе 5-минутных сеансов измерения, подвергалась затем статистическому анализу. Было установлено, что в период проведения эксперимента оптимальный для всех частот период усреднения, обеспечивающий по-

давление флуктуации, составляет 15 мин. Это явилось основанием для разделения флуктуационной и регулярной частей поглощения $L(t)$ путем скользящего линейного сглаживания по трем точкам. Определенные этим способом значения поглощения радиоволн послужили исходным материалом для расчета $v_e(h)$ -профиля. Флуктуационная часть $L(t)$ позволила оценить среднеквадратичные отклонения логарифмов амплитуд.

Была оценена погрешность измерения частотной зависимости поглощения, приводящая к ошибкам в определении профиля $v_e(h)$, при этом учитывались только погрешности, обусловленные неопределенностью сведений о постоянной аппаратуры и флуктуационной частью $L(t)$. Относительная ошибка измерения поглощения в период проведения эксперимента не превышала для всех частот 7%.

Расчет $n_e(h)$ - и $v_e(h)$ -профилей по данным вертикального радиозондирования.

Методика расчетов $n_e(h)$ - и $v_e(h)$ -профилей по данным комплексных наземно-ракетных измерений изложена в [2, 3]. Поэтому ниже приведено только краткое описание методики расчетов. Профиль $n_e(h)$ рассчитывался методом наименьших квадратов по обоим следам поляризационной ионограммы с использованием значений поглощения радиоволн на частоте 2,0 Мгц. Истинные высоты определялись для концентрации n_e в интервале от 100 см^{-3} до максимальных значений n_{max} в области F . Оценка погрешности $n_e(h)$ решения проводилась по остаточной сумме квадратов невязок действующих высот h' в предположении, что все h' имеют одинаковую ошибку. Высота максимума F -области – h_{max} рассчитывалась четырьмя методами, в каждом из которых вблизи максимума строилось параболическое распределение:

$$n_e(h) = n_{e \text{ max}} \left[1 - \frac{(h_{\text{max}} - h)^2}{H^2} \right]$$

В методе 1 значения шкалы H и h_{max} находились из условия сшивания параболы и ее производной с последним надежно определяемым из ионограмм интервалом электронной концентрации. В методе 2 те же параметры находились из условия совпадения параболы и вычисленного $n_e(h)$ -профиля на высотах с электронными концентрациями $0,8n_{e \text{ max}}F$ и $0,9n_{e \text{ max}}F$. Метод 3 соответствует инструкции URSI и использует значение действующей высоты, измеренной на частоте $0,834f_0F$ (где f_0F – критическая частота области F):

$$h_{\text{max}}F = h'(f = 0,834f_0F).$$

Указанные методы применялись нами ранее [3]. В методе 4 высота максимума F -области определялась непосредственно при нахождении $n_e(h)$ -профиля из набора действующих высот на частотах, испытывающих отражения вблизи $h_{\text{max}}F$.

Результаты измерения электронной концентрации и их обсуждение. Результаты определения профиля электронной концентрации по измерениям разности фаз для двух когерентных частот изображены жирной кривой на рис. 1. Характерной особенностью измеренного 14.X.1976 г. $n_e(h)$ -профиля является наличие в E -области двух расслоений: нижний максимум электронной концентрации $n_{e \text{ max}E} = 7,6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ расположен на высоте 110 км, верхний ($n_{e \text{ max}E} = 9,1 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$) – на высоте 124 км. Максимальная электронная концентрация достигала значения $3,3 \cdot 10^5 \text{ см}^{-3}$ на высоте 226 км. На этом же рис. 1 тонкими линиями изображены результаты измерения электронной концентрации методом дисперсионного интерферометра в предыдущих аналогичных экспериментах 1975 г. [3]. Обращает на себя внимание близость $n_e(h)$ -профилей в области $90 \div 170 \text{ км}$ (расхождение вблизи

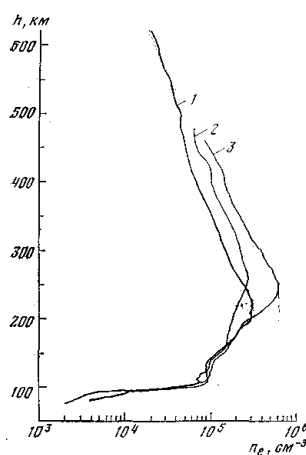


Рис. 1

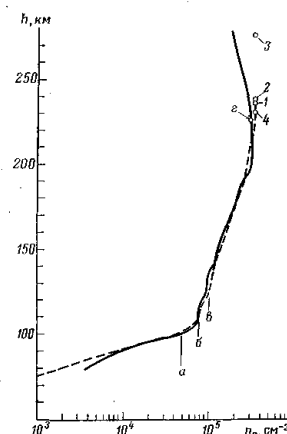


Рис. 2

Рис. 1. Профили электронной концентрации по измерениям разности фаз: 1 – 14.X.1976 г., $z=63^\circ$; 2 – 15.VII.1975 г., $z=69^\circ$; 3 – 2.IX.1975 г., $z=67^\circ$

Рис. 2. Сопоставление измеренного (сплошная линия) и вычисленного по данным наземного зондирования (штриховая) профилей n_e 14.X.1976 г. ($z=63^\circ$).

Светлые кружки – определения $h_{\text{max}}F$ методами 1-4 (цифры у кружков соответствуют номеру метода в тексте); а – $n_{e \text{ min}}$, б – $n_{e \text{ max}E}$, в – $n_{e \text{ max}E2}$, z – $h_{\text{max}}F$

максимума E -области обусловлено наличием E_s -слоев). Следует отметить также, что выше максимума F -области профили $n_e(h)$ удовлетворительно аппроксимируются зависимостью

$$n_e(h) = n_{e \max} \exp\left(\frac{h_{\max} - h}{H}\right),$$

причем для приведенных трех случаев выше 300 км шкалы высот H примерно равны (в 1976 г. минимум активности Солнца).

На рис. 2 сопоставлены ракетный $n_e(h)$ -профиль и вычисленный из данных вертикального зондирования.

Среднеквадратичные отклонения вычисленных высот не превышают 2 км. Использование данных о поглощении радиоволн позволяет в нижней части ионосферы (где плазменные частоты меньше f_{\min} ионозонда) получить удовлетворительное согласие между моделью 1 и ракетным $n_e(h)$ -профилем. Точность определения высоты отражения для f_{\min} в нашем случае около 1,5 км. Наибольшее расхождение электронных концентраций (12%) наблюдается вблизи максимума F -области. При этом минимальное расхождение (6 км) между значениями $h_{\max} F$, измеренными на ракете и вычисленными из ионограммы, дает метод 4. Расхождения вблизи максимума F -области частично могут быть связаны с различными моментами измерений (разница в 2÷3 мин). Расхождение $n_e(h)$ -профилей в F_2 -области, достигающее 10%, можно объяснить неучтенным при расчетах по ионограммам экранированием F_2 -области спорадическим слоем. В целом рассчитанные и измеренные с помощью ракеты $n_e(h)$ -профили находятся в удовлетворительном согласии.

Результаты определения эффективных частот соударений электронов и их обсуждение.

Профиль $\nu_e(h)$, полученный для момента прохождения ракетой областей F , E , D на спуске, изображен жирной линией на рис. 3. Ошибка в определении ν_e максимальна для высот 135÷145 км и составляет 25%. Ниже 135 км погрешность $\nu_e(h)$ не превышает 10%, для высот более 150 км ошибка ~15%. Область, в которой рассчитывался $\nu_e(h)$ -профиль определяется высотами отражения радиоволн с частотами 2,0 и 4,25 МГц и лежит в пределах от 103 до 183 км. Для сравнения на рис. 3

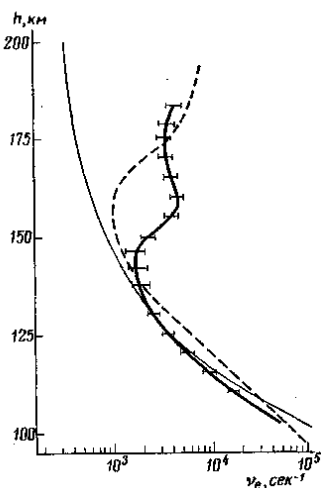


Рис. 3 Сравнение измеренных и расчетного профиля ν_e

штриховой кривой изображены результаты измерения $\nu_e(h)$ -профиля для близкого значения $z=61^\circ$ во время наземно-ракетного эксперимента [2], проведенного 20. IX 1974 г. в Волгограде. Характерной особенностью $\nu_e(h)$ -профиля, полученного нами при полете ракеты «Вертикаль-4», является наличие двух минимумов частоты соударений (первый находится на высотах 140÷150 км, второй – на высотах 170÷180 км) и максимума на высотах 155÷165 км. Достигающее фактора 1,5 различие между двумя экспериментальными $\nu_e(h)$ -кривыми ниже 140 км может быть объяснено различными условиями и тем, что в разных экспериментах уровни отражений и интервалы между ними для опорных частот различаются. Следует отметить согласие измеренных в двух случаях значений ν_e для $h > 175$ км. Для сравнения с экспериментом проведены газокинетические расчеты ν_e по формулам [13] для соударений электронов с нейтральными частицами и формуле

$$\nu_{ei} = \frac{5,5 N_e}{T^{3/2}} \ln\left(\frac{220 T_e}{n_e^{1/2}}\right)$$

для электрон-ионных столкновений [14]. Необходимые для расчетов значения концентрации нейтральных частиц взяты из модели

Яккия-71, значения электронной температуры T_e для интервала $z=60\div 70^\circ$ – из эмпирической модели [15]. Результаты расчетов изображены на рис. 3 тонкой сплошной линией. Превышение газокинетических значений ν_e над экспериментальными на высотах $f_e < 115$ км может быть обусловлено погрешностями в принятых значениях концентрации частиц и электронной температуры. Так, T_e из [15] для высоты 100 км больше температуры нейтралов, определенной по модели Яккия-71, в три раза. Причины столь больших расхождений между температурами электронов и нейтралов в настоящее время являются предметом дискуссий [15].

Более полные выводы о границах соответствия теории и эксперимента можно будет сделать после дополнительной обработки комплексных измерений на ракете «Вертикаль-4». Тем не менее для высот $h > 150$ км можно с уверенностью констатировать превышение экспериментально измеренных значений ν_e над рассчитанными.

Результаты комплексного наземно-ракетного эксперимента, проведенного при полете ракеты «Вертикаль-4», дополняют ранее полученные результаты аналогичных экспериментов. Полученные данные позволяют более критично подходить к оценке результатов наземного радиозондирования. Авторы благодарят всех лиц, способствовавших проведению эксперимента.

Дата поступления 16 декабря 1977 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бишофф К., К.И. Грингауз, Г. Кобер, Г. Кляйн, И.А. Кнорин, В.А. Рудаков Космич. исслед., 10, 228, 1972.
2. Chasovitin Yu.K., V.G. Khryukin, N.P. Danilkin et al. The XVIII Meeting of COSPAR, Bulgaria, 1975, preprint.
3. Birjukov A.V., N.P. Danilkin, P.F. Denisenko et al. The XIX Symposium of COSPAR, USA, 1976, preprint.
4. Грингауз К.И., В.А. Рудаков Искусств, спутники Земли, вып. 6, 48, 1961.
5. Данилкин Н.П., О.А. Мальцева, Ю.Н. Фаер Геомагнетизм и аэрономия, 14, 636, 1974.
6. Данилкин Н.П., П.Ф. Денисенко, Ю.Н. Фаер Геомагнетизм и аэрономия, 13, 451, 1975.
7. Березин Ю.В. Геомагнетизм и аэрономия, 4, 681, 1964.
8. Гивишвили Г.В., Ю.Н. Шаулин Геомагнетизм и аэрономия, 15, 556, 1975.
9. Соколовский В.И., Л.Н. Черкашина Радиотехника и электроника, 16, 1391, 1971.
10. Соколовский В.И., Ю.Н. Черкашин Радиотехника и электроника, 17, 2646, 1972.
11. Соколовский В.И., Л.Н. Черкашина X Всес. конф. по распространению радиоволн. Секция 5, М., «Наука», 1972, стр. 197.
12. Данилкин Н.П., Ю.Н. Черкашин, С.М. Суций, Ю.Н. Фаер Тр. Всес. конф. по физике ионосферы, Ашхабад, октябрь 1976 г., часть I, стр. 11.
13. Banks P. Planet. Space Sci., 14, 1085, 1966.
14. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме, М., «Наука», 1967.
15. Chasovitin Yu.K., N.M. Klyeva Space Res., 15, 369, 1975.

ЭМПИРИЧЕСКИЕ ВЫСОТНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ ЭФФЕКТИВНОЙ ЧАСТОТЫ СОУДАРЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ В СРЕДНЕШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЕ

Водолазкин В.И., Данилкин Н.П., Денисенко П.Ф., Фаер Ю.Н.

Геомагнетизм и аэрономия, 1983, т. XXII, №1, стр.25-30

По результатам многочастотных измерений поглощения радиоволн методом A1 на ст. Ростов построена дневная эмпирическая модель эффективной частоты соударений электронов ν_e , отражающая сезонные вариации в интервале 100–200 км, и получены оценки ν_e для ночной области F . Установлено, что в F -области эксперимент дает большие, чем теория, значения частот соударений.

Введение. В областях E и F ионосферы значения эффективной частоты соударений электронов ν_e , оцененные из измерений поглощения радиоволн, в среднем больше результатов газокинетических расчетов (см., например, [1–3]). В настоящее время причины этих расхождений неизвестны. Поэтому представляют интерес дальнейшие экспериментальные исследования ν_e в различных высотных интервалах и разных гео- и гелиофизических условиях. Кроме того, различия между теорией и экспериментом делают актуальной задачу обобщения эмпирического материала и построения на его основе модели ν_e , необходимой для решения практических вопросов обеспечения ионосферной радиосвязи.

В настоящей работе приводятся результаты экспериментального исследования ν_e в Ростове-на-Дону (47°13' N, 39°14' E) для дневных и ночных условий. Исходными данными являлись измеренные методом A1 частотные зависимости поглощения радиоволн обыкновенной поляризации и ионограммы с разделенными следами. Полученные оценки ν_e могут рассматриваться в качестве модельных для среднеширотной ионосферы.

Методика построения эмпирической модели ν_e . Эмпирическое моделирование ν_e заключалось в нахождении индивидуальных $\nu_e(h)$ -профилей, группировке их в зависимости от сезона и времени

суток и определении средних $v_e(h)$. Применяемая для измерений аппаратура описана в [4,5]. Интерпретация данных вертикального радиозондирования в терминах v_e для ночных условий изложена в [6,7]. Для получения дневных $v_e(h)$ -профилей использовался усовершенствованный вариант метода [8].

При построении дневной модели v_e брались радиоизмерения 1973 г. (поглощение на десяти частотах в диапазоне 2,00–6,25 МГц). Данные по сезонам группировались следующим образом: к весенним результатам отнесены $v_e(h)$ -профили, определенные для марта, к летним, осенним и зимним – соответственно для мая – июня, сентября и ноября – декабря. Для выявления суточных вариаций v_e в освещенной ионосфере проводилось усреднение не менее пяти профилей, полученных в один из трех интервалов местного времени: 8–10, 11–13, 14–16 ч. Усреднение осуществлялось путем определения средних значений v_e на фиксированных высотах от 100 до 200 км.

Сравнение v_e для указанных интервалов с учетом их среднеквадратичных отклонений σ (оцененных по формуле $\sigma = s(v_e)/\sqrt{n}$, где $s(v_e)$ - дисперсия, n - объем выборки) показало, что систематические вариации v_e для 8 ÷ 16 ч. LT не обнаруживаются. Поэтому для каждого из сезонов все дневные $v_e(h)$ -профили объединялись в одну выборку, по которой строился средний дневной $v_e(h)$.

Таблица 1

h , км	Весна $\overline{v_e}$	n=51 σ'	Лето $\overline{v_e}$	n=16 σ'	Осень $\overline{v_e}$	n=20 σ'	Зима $\overline{v_e}$	n=17 σ'
100	70,0	—	45,0	—	60,0		78,0	—
110	17,5	4	16,3	8	20,0	8	17,0	6
120	5,9	5	6,3	12	8,7	11	5,3	7
130	2,5	8	2,9	17	4,6	12	1,9	9
140	1,4	8	1,7	20	3,1	16	1	4
150	0,9	9	1,0	20	3,0	11	0,8	18
160	0,8	9	0,9	16	2,4	11	0,8	22
170	0,9	8	0,8	12	2,3	10	1,4	17
180	1,0	9	0,9	18	2,7	15	1,8	15
190	1,1	8	1,1	16	2,8	8	1,7	16
200	1,2	8	—	—	2,9	9	2,1	19

Примечание. $\overline{v_e}$ даны в единицах 10^3 c^{-1} , $\sigma'=(\sigma/v_e)\cdot 100\%$.

Таблица 2

№ пп	Дата (1979 г.)	Время, LT	$v_e \cdot 10^{-3}$, c^{-1}	$\frac{C}{v_e}$, %	Δh , км
1	24. VI	19.30	8,8	30	194-290
2	15. VIII	21.30	6,4	14	195-268
3	17. VIII	20.30	6,2	30	195-266
4	1. XII	19.30	6,0	20	189-254
5	3. XII	18.30	9,7	21	178-250
6	3. XII	19.00	5,2	23	176-262
7	3. XII	19.30	14,3	17	182-241
8	4. XII	19.30	4,6	27	196-261
9	5. XII	18.00	13,8	18	174-233
10	5. XII	19.30	4,1	22	200-272
11	8. XII	18.30	6,5	19	183-253
12	8. XII	19.00	6,6	38	187-252
13	8. XII	19.30	6,6	23	193-259

Ночные $v_e(h)$ -профили определялись по измерениям 1979 г. в послезаходное время на высотах области F для двух сезонов: зимы и лета. В зависимости от критической частоты области F удавалось использовать измерения поглощения радиоволн на $4 \div 10$ частотах диапазона $2 \div 6$ МГц. В силу особенностей задачи определения $v_e(h)$ в ночной ионосфере приемлемый результат, так же как и в [6], получен для моделл $v_e(h) = \text{const}$. Из-за малого временного интервала, в течение которого в ночных условиях проводилась диагностика v_e , суточные вариации не анализировались. Данные для каждого сезона объединялись в одну выборку и по ним находились как средние значения \bar{v}_e , так и среднее положение высотного интервала, в котором оценивалась частота соударений.

Экспериментальные результаты. Дневные эмпирические зависимости $v_e(h)$ представлены в табл. 1 (v_e даны в единицах 10^3 c^{-1}) и изображены на фиг.1. Здесь же представлены данные авторов [9, 10]. Ночные оценки v_e вместе с их среднеквадратичными отклонениями s суммированы в табл. 2. Средние для сезонов значения v_e (летом $\bar{v}_e = (7,1 \pm 1,0) \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$, зимой $\bar{v}_e = (7,7 \pm 1,2) \cdot 10^3 \text{ c}^{-1}$) и среднее положение высотного интервала, в котором оценивались \bar{v}_e , изображены на фиг. 1.

Сопоставление дневных $v_e(h)$ -профилей показывает, что характер сезонных вариаций на разных высотах различен. Ниже 110 км v_e принимает максимальные значения зимой, минимальные летом. Выше 110 км осенние v_e больше, чем в другие сезоны; летние и весенние результаты практически совпадают. Зимние частоты соударений больше весенне-летних в F -области и минимальны в интервале $120 \div 150$ км. Для высот, больших 170 км, характерен малый высотный градиент $v_e(h)$.

В ночное время \bar{v}_e в f -области оказались выше дневных в 5-6 раз. Такой характер суточных вариаций не может быть объяснен ошибками используемого метода оценки v_e . Этот метод дал для зимней дневной F -области значения [6], совпадающие с соответствующими результатами настоящей работы. Из фиг. 1 видно, что полученные оценки v_e согласуются с данными [9, 10].

Установленные особенности высотной, суточной и сезонной изменчивости v_e в области F в некоторых деталях совпадают с результатами [11], полученными в Дели для высот, близких к $h_{\text{max}}F$. Это относится к существованию малого высотного градиента v_e , возрастанию v_e при переходе от дневных условий к ночным и от весенне-летних к зимним. Различия проявляются в характере вариаций v_e в освещенной F -области и в соотношении между равноденственными значениями v_e . По данным [11], во-первых, днем наблюдается максимум v_e в околополуденное время и минимум через $\sim 2,5$ ч, во-вторых, осенние значения v_e меньше весенних.

Газокинетические результаты. Для сопоставления экспериментальных и теоретических оценок для условий, в которых осуществлялись радиоизмерения, были рассчитаны газокинетические значения $v_e^{\text{TK}} = v_{en} + v_{ei}$. Эффективная частота электрон-ионных соударений v_{ei} находилась по формуле [12]

$$v_{ei} = (5,5 N_e / T_e^{3/2}) \ln(220 T_e / N^{1/3}),$$

в которой концентрация N_e и температура T_e электронов задаются соответственно в cm^{-3} и градусах Кельвина. Эффективная частота электрон-нейтральных столкновений v_{en} определялась как сумма

$$v_{en} = v_{eN_2} + v_{eO_2} + v_{eO}$$

соударений с молекулами N_2 и O_2 и атомами O .

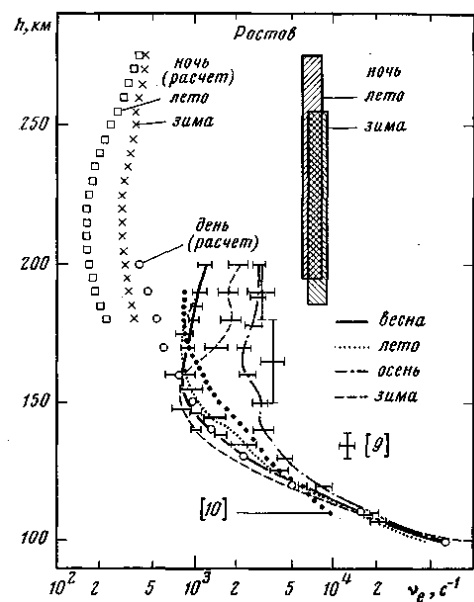
Парциальные значения эффективных частот соударений электронов с нейтральными частицами сорта X можно представить в виде (см., например, [13])

$$v_{eX} = (4/3) \sqrt{8kT_e / \pi m} Q_{DX}(T_e) N_X$$

где сечение Q_{DX} определяется через транспортное сечение рассеяния: $q_{DX}(v)$:

$$Q_{DX}(T_e) = \left(\frac{m}{2kT_e} \right)^{3/2} \int_0^\infty v^5 q_{DX}(v) \exp\left(-\frac{mv^2}{2kT_e}\right) dv$$

где m , v – масса и скорость электронов, k – постоянная Больцмана. N_X – концентрация частиц сорта X .



Фиг. 1

Для газокинетических расчетов $v_{eN_2}, v_{eO_2}, v_{eO}$ используются различные Q_D [13–16]. Несмотря на то, что в отдельных случаях сечения могут различаться в два раза (атомарный кислород, $T_e \leq 500$ К), в целом расхождения между v_{en} , рассчитанными по разным формулам [3, 13–16], ниже 200 км не превышают 10%.

Таблица 3

h , км	Весна		Лето		Осень		Зима	
	\bar{v}_e	$\bar{v}_e/v_e^{ГК}$	\bar{v}_e	$\bar{v}_e/v_e^{ГК}$	\bar{v}_e	$\bar{v}_e/v_e^{ГК}$	\bar{v}_e	$\bar{v}_e/v_e^{ГК}$
100	70,0	1,0	45,0	1,0	60,0	1,0	78,0	1,0
110	17,9	1,0	14,2	1,1	13,8	1,4	19,0	0,9
120	5,29	1,1	4,74	1,3	5,43	1,6	4,86	1,1
	4,10	1,4	3,84	1,6	4,23	2,1	3,40	1,6
130	2,39	1,0	2,17	1,3	2,43	1,9	2,00	1,0
	2,01	1,2	2,07	1,4	2,06	2,2	1,71	1,1
140	1,41	1,0	1,33	1,3	1,42	2,2	1,10	0,9
	1,34	1,0			1,35	2,3	1,07	1,0
150	1,02	0,9	1,01	1,0	1,02	2,9	0,76	1,0
160	0,80	1,0	0,78	1,2	0,81	3,0	0,58	1,4
170	0,64	1,4	0,62	1,3	0,66	3,5	0,47	2,9
180	0,54	1,8	0,51	1,8	0,54	5,0	0,44	4,1
190	0,47	2,3	0,42	2,7	0,47	6,0	0,41	4,1
200	0,43	2,8	0,36		0,43	6,7	0,39	5,4

Примечание. v_e даны в единицах 10^3 c^{-1} .

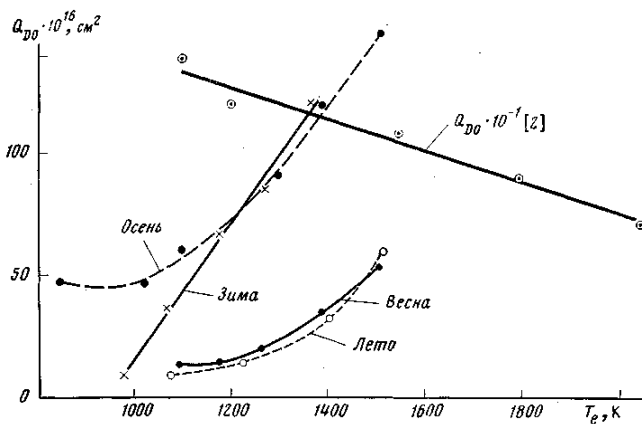
В настоящей работе значения v_{en} находились согласно [13] (сечения Q_{DO} из [13] больше, чем в других работах [3, 14, 15]). Концентрация нейтралов бралась из модели MSIS [17] ($h \geq 120$ км). Расчеты v_{ei} проводились с использованием средних $N_e(h)$ -профилей, полученных из данных вертикального радиозондирования. Дневные $N_e(h)$ -профили находились усреднением индивидуальных $N_e(h)$ для интервала 11-13 ч. LT, ночные получались в результате усреднения для каждого сезона всех полученных высотных зависимостей $N_e(h)$. Для расчетов дневных $v_{e\cdot}$ использовалась электронная температура из [18], ночных – из [19]. Ниже 120 км $v_e^{ГК}$ находились согласно [8].

Для дневных условий газокинетические значения $v_e^{ГК}$ (в единицах 10^3 c^{-1}) вместе с отношениями $v_e/v_e^{ГК}$ представлены в табл. 3. Для высот 120-140 км приведены два значения $v_e^{ГК}$: большие получены с использованием ракетных зондовых измерений T_e , меньшие получены по данным некогерентного рассеяния. На фиг. 1 кружками изображены средние по всем сезонам дневные $v_e^{ГК}$, причем в интервале 120–140 км использованы большие значения $v_e^{ГК}$.

Результаты газокинетических расчетов $v_e^{ГК}$ для ночных условий изображены на фиг. 1.

Сравнение экспериментальных и газокинетических результатов. Сопоставление численных значений эффективных частот соударений электронов, полученных из радиоизмерений и газокинетических расчетов, показывает, что выше 160 км (а осенью выше 120 км) экспериментальные результаты больше теоретических. Степень расхождения зависит от сезона, времени суток и высоты. Так, в F -области дневные значения v_e больше $v_e^{ГК}$ весной и летом в 2-3 раза, зимой и осенью в 5-6 раз. Ночные эмпирические оценки превышают газокинетические более чем на порядок.

Экспериментальные и теоретические результаты обнаруживают не только количественные, но и качественные расхождения. Так, согласно газокинетическим расчетам при переходе от дневных условий к ночным эффективная частота электронных соударений должна уменьшаться, а эксперимент показывает, что она растет. Аналогичные несоответствия обнаруживаются и в сезонных вариациях. Теория приводит к близости дневных равноденственных значений $v_e^{ГК}$, а эксперимент дает максимум v_e осенью. Качественное согласие результатов проявляется лишь в совпадении характера сезонных вариаций в ночной F -области, а также в том, что и теория, и эксперимент для интервала 120–150 км дают минимум частоты соударений в зимний период.



Фиг. 2

10 раз. Аналогично для T_e получаем, что согласие результатов возможно при $T_e < T_n$, где T_n - температура нейтрального газа (например, весной на высоте 200 км необходима $T_e = 600$ К, в то время как $T_n = 940$ К). Не уменьшает расхождений и учет соударений электронов с атомами азота [3] (вклад менее 10%).

В работе [2] высказано предположение, что причиной низких значений v_e , получаемых в газокинетических расчетах, является неправильный выбор сечений Q_{DO} . Исходя из этой гипотезы, в [2] определена необходимая для совпадения теории и эксперимента температурная зависимость Q_{DO} , которая изображена на фиг. 2.

В настоящей работе также находилась зависимость $Q_{DO}(T_e)$, приводящая к совпадению дневных эмпирических и газокинетических результатов. Естественно ожидать, что в случае справедливости гипотезы [2] сечения $Q_{DO}(T_e)$, определенные по радиоизмерениям в различных географических пунктах и в разное время, должны согласоваться друг с другом. Однако, как видно из фиг. 2, это не так: во-первых, сечения Q_{DO} в разные сезоны различны, во-вторых, наши результаты отличаются от [2] не только значениями Q_{DO} , но и характером температурной зависимости.

Таким образом, для объяснения наблюдаемых с помощью радиоизмерений вариаций v_e и расхождений между эмпирическими и газокинетическими результатами необходим поиск других физических причин.

Авторы благодарят В. В. Дорошенко за помощь в проведении расчетов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Thrane E.V., W.R. Piggott J. Atmos. Terr., Phys., 1966, 28, 721.
2. Setty C.S.G.K. Indian J. Radio Space Phys., 1972, 1, 38.
3. Aggarwal K.M., Nath Narinder, C.S.G.K. Setty Planet. Space Sci., 1979, 27, 753.
4. Данилкин Н.П., О.А. Мальцева, Ю.Н. Фаер Геомагнетизм и аэрномия, 1974, 14, 636.
5. Данилкин Н.П., П.Ф. Денисенко, Ю.Н. Фаер Геомагнетизм и аэрномия, 1975, 15, 451.
6. Водолазпин В.И. и др. Геомагнетизм и аэрномия, 1979, 19, 159.
7. Денисенко П.Ф. и др. В кн.: Распространение дециметровых радиоволн. М.: ИЗМИРАН, 1980, с. 13.
8. Данилкин Н.П., П.Ф. Денисенко, С.М. Суций, Ю.Н. Фаер Геомагнетизм и аэрномия, 1976, 16, 803.
9. Whitehead J.D. J. Atmos. Terr. Phys., 1959, 16, 283.
10. Jain A.K., S.J. Ganguly Atmos. Terr. Phys., 1975, 37, 169.
11. Setty C.S.G.K., O.P. Nagpal, V.K. Dhawan Indian J. Pure and Appl. Phys., 1971, 9, 519.
12. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.
13. Banks P. Planet. Space Sci., 1966, 14, 1089.
14. Mantas G.P. J. Atmos. Terr. Phys., 1974, 36, 1587.
15. Itikawa Yu. Planet. Space Sci., 1971, 19, 993.
16. Гуреев А.В., А.Б. Шварцбург Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М. Наука, 1973.
17. Hedin A.E. et al. J. Geophys. Res., 1977, 82, 2139; 2148.
18. Chasovitin Yu.K., N.M. Klyueva Space Res., 1975, XV, 369.
19. Rawer K., S. Ramakrishnan, D. Bilitza International Reference Ionosphere. Brassel. Belgium. 1978.

Ростовский-на-Дону государственный университет
Институт прикладной геофизики Госкомгидромета

Поступила в редакцию 23.III.1982

Глава 4

Трансионосферное радиозондирование

Предисловие 2008 года

В бытность моей работы в Абериствите я был совершенно очарован одним удивительно красивым экспериментом, который провел лорд Байнон на вертикальных геофизических ракетах. На взлетающей ракете работал передатчик на ряде фиксированных частот, которые отражались от слоя E ионосферы. На поверхности Земли приемник принимал сигналы от ракеты непосредственно, и этот же сигнал после отражения от слоя E. Измерялось время распространения импульсных сигналов в обоих случаях. Сравнение данных позволяло построить Nh-профиль. Вернувшись домой, я долго размышлял о том, что при внешнем радиозондировании ионосферы теряется информация о групповых задержках радиоволн сразу за граничной частотой отражения радиоволн ионосферой. А ведь она несет много новой информации. Групповые запаздывания сигналов при прохождении насквозь по величине не уступает групповым задержкам при отражении радиоволн. Размышляя по этим двум направлениям, я и придумал метод трансионосферного радиозондирования.

В соответствии с традициями того времени и моей общественной работой – я был ответственным на физическом факультете за работу с изобретателями – получил авторское свидетельство на «метод трансионосферного радиозондирования». Впоследствии с коллегами из ИЗМИРАНа и Университета мы получили еще два авторских свидетельства на аппаратуру для прямого и обратного трансионосферного радиозондирования. Мои коллеги из Университета Игорь Иванович Иванов и Геннадий Николаевич Киселев серьезно увлеклись этой идеей. Они разработали и создали методику и технической воплощение нашей идеи для первого отечественного бортового ионозонда ИС-338. Трансионосферное радиозондирование стало также темой кандидатской диссертации И.И.Иванова. К 1979 году мы построили два пункта для приема и записи трансионосферных ионограмм. Один был расположен на ионосферной станции в Ростове, второй в ИЗМИРАНе. И почти сразу после начала работы ИСЗ «Интеркосмос-19» мы начали получать, в том числе, и трансионосферные данные. Киселев участвовал во всех трех экспериментах по трансионосферному зондированию. Именно он сумел в очень сложных условиях арктического похода на ледоколе «Сибирь» организовать прием трансионосферных сигналов ИСЗ «Космос 1809».



На фотографии пункт приема трансионосферных сигналов в ИЗМИРАНе в 1979 г. Здесь – также как и на ледоколе в 1987 году - были использованы упрощенные антенны для приема. В обоих случаях использовались наклонные диполи. Они видны на снимке. В Ростове использовались для приема сигналов малые вертикальные ромбы ионозонда (АИС). На вставке – И.И.Иванов и Г.Н.Киселев (слева). Эксперимент 1979 года мы провели втроем.

В настоящее время после трех успешных космических экспериментов метод трансionoсферного радиозондирования стал общепризнанным и при планировании мониторинга ионосферы на основе наземных и спутниковых ионозондов является обязательным условием. В конце 80-х годов я уже опубликовал один обзор как самого этого метода, так и его результатов. Однако, я надеюсь, что в начале второго десятилетия нового века мы будем иметь на разных орбитах вокруг Земли несколько ионозодов. Для тех, кто будет работать с ними и с методом трансionoсферного радиозондирования более важной будет информация, полученная непосредственно после первого эксперимента. Поэтому я решил здесь представить статьи тех лет, а не обзоры более поздних времен. Я надеюсь, что читатели почувствуют не только атмосферу тех лет, но и смогут разглядеть некоторые полезные для них детали, которые не попали в обзорные работы. Желающие посмотреть именно обзор «Данилкин Н.П., "Трансионoсферное радиозондирование как средство контроля состояния ионосферы."» могут найти его в книге «Ионосферно-магнитная служба» под ред. Авдюшина С.И., Данилова А.Д., Гидрометиздат, 1987. стр. 46 – 78. Сокращенный обзор на английском языке представлен в известном журнале атмосферной и земной физики (Transionospheric radiosounding. JATP, 1994, v.56, n.11, p.1423).

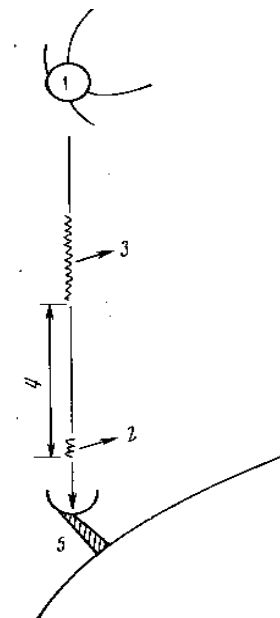
О ПОЛУЧЕНИИ И ВОЗМОЖНОМ ИСПОЛЬЗОВАНИИ ТРАНСИОНОГРАММ

Н. П. Данилкин

Геомагнетизм и аэрономия. 1974 Том XIV, №2, стр. 369-371

Расположение ионосферной станции на борту ИСЗ и успешное проведение экспериментов по вертикальному зондированию внешней ионосферы [1] позволяют поставить вопрос об измерении пространственной структуры внутренней ионосферы по данным трансionoсферного распространения сигналов ионосферной станции. Сущность предлагаемого способа заключается в том, чтобы наряду с ионограммами вертикального зондирования с отражением радиоволн на частотах, меньших критической, регистрировать частотную зависимость групповых задержек между перемещающимися ИСЗ ($h \approx 1000$ км) и наземной станцией радиоволн переменных частот, больших МПЧ, наклонно прошедших ионосферу насквозь. Таким образом, вместе с ионограммами вертикального зондирования внутренней или внешней ионосферы предлагается получать ионограммы наклонного прохождения сигналов сквозь ионосферу (трансionoграммы).

Рассматриваемый способ иллюстрируется фиг. 1, где для определенности излучающая станция располагается на борту ИСЗ, а работающая только в режиме приема — на Земле. Бортовая станция (1) излучает тактами два радиоимпульса, один из которых (2), длительностью $\sim 10^{-5}$ сек., всегда заполнен постоянной частотой (~ 100 МГц), для которой групповым запаздыванием можно пренебречь, а второй (3) — длительностью $(5 \div 7) \cdot 10^{-5}$ сек. заполнен меняющейся от импульса к импульсу частотой в диапазоне работы ионосферной станции или расширенном до $30 \div 40$ МГц. После наклонного пересечения обоими импульсами всей ионосферы в каждом такте более низкочастотный, вследствие большей групповой задержки, движется позади высокочастотного и частотная зависимость этого запаздывания (в км) регистрируется специальным приемником 5 в виде трансionoграммы (фиг. 2). Запаздывание низкочастотного сигнала относительно высокочастотного будем называть приведенным действующим расстоянием D . Наинишая частота, фиксируемая трансionoграммой, есть максимально применимая частота (МПЧ) для радиосвязи на Земле на соответствующее расстояние. При одном прохождении бортового ионозонда над земными приемными ионозондами снижается серия трансionoграмм, характеризующая ионосферу, расположенную между бортовым и наземными ионозондами, и серия МПЧ (отсчитанных с точностью, не хуже отсчета f_oF_2) на соответствующие дальности и направления.

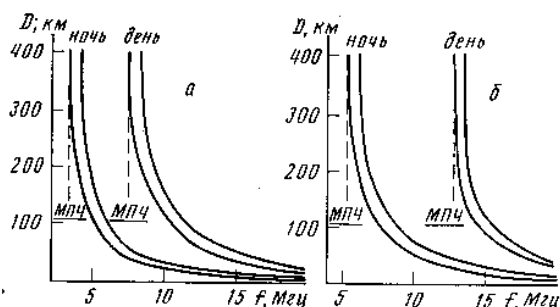


Фиг. 1

Технические требования к станции на борту ИСЗ описаны в [2] и полностью соответствуют техническим требованиям предлагаемого эксперимента. Необходимая аппаратура подразделяется на аппаратуру, находящуюся на Земле, и аппаратуру, размещенную на борту ИСЗ. В принципе безразлично, откуда излучать и где принимать сигналы, однако для определенности рассмотрим случай, когда передатчик ионосферной станции расположен на борту, а приемники на Земле.

На борту ИСЗ располагается ионосферная станция, работающая на фиксированных частотах, и независимый передатчик, излучающий импульсы радиоволн постоянной частоты в диапазоне ~ 100 МГц одновременно с импульсами переменной частоты ионосферной станции. Задающий генератор частоты повторения импульсов зондирования запускает одновременно и генератор переменной частоты ионосферной станции, и генератор передатчика синхронизации. Таким образом, с антенн ИСЗ излучаются одновременно два импульса: импульс синхронизации и импульс зондирования.

На Земле располагается приемное устройство, которое состоит из приемника на частоте ~ 100 МГц, дискриминатора синхроимпульса, приемника ионосферной станции и панорамного регистратора. Приемное устройство на Земле работает только, когда ИСЗ находится над оптическим горизонтом. На фиг.2 представлены 4 трансionoграммы, рассчитанные для двух расположений ИСЗ: а) в зените (фиг.2а), б) на дальности ~ 3000 км (фиг.2б) для дневных и ночных условий. Эти трансionoграммы рассчитаны на ЭВМ для моделей ионосферы, полученных по данным «Алуэтта-1». В расчетах принималась сферически-концентрическая модель ионосферы и дипольная аппроксимация геомагнитного поля.



Фиг. 2

По осям отложены частота и приведенное действующее расстояние. Совокупность трансionoграмм, полученных при одном прохождении ИСЗ над наземной станцией при высоте ИСЗ около 1000 км, дает возможность получить информацию о пространственной структуре внутренней ионосферы и МПЧ над обширными районами. Следует отметить, что под пространственной структурой внутренней ионосферы здесь понимается серия наклонных, скорректированных на угол между вертикалью и линией на ИСЗ, $N(h)$ -профилей, полученных при перемещении бортового ионозонда над наземными станциями. При этом расчет каждого $N(h)$ -профиля внутренней ионосферы состоит по существу из двух этапов. На первом, на основе трансionoграммы и ионограммы внешнего зондирования определяется вклад в групповые задержки, вносимый электронным содержанием только внутренней ионосферы. На втором – методом математической оптимизации находится монотонный $N(h)$ -профиль, удовлетворяющий этому вкладу. Соответствующие расчеты показывают, что вычисленные таким образом $N(h)$ -профили внутренней ионосферы только в два раза менее точны, чем монотонные $N(h)$ -профили, рассчитанные по ионограммам наземного вертикального зондирования.

Осуществимость предлагаемого эксперимента вытекает из величин групповых задержек ионосферой импульсных сигналов на различных рекомендуемых частотах и из возможности их регистрации современными радиотехническими средствами. Соответствующие расчеты на ЭВМ, в которых рассмотрены модели сферической Земли и ионосферы и учтено влияние магнитного поля Земли для случаев ночной и дневной ионосферы, показали, что величина групповой задержки для преобладающего большинства рекомендуемых частот легко регистрируется современной аппаратурой и намного превышает величину инструментальной ошибки, которую можно оценить – по аналогии с методом вертикального зондирования – в 3-5 км.

Осуществимость предлагаемого эксперимента вытекает из величин групповых задержек ионосферой импульсных сигналов на различных рекомендуемых частотах и из возможности их регистрации современными радиотехническими средствами. Соответствующие расчеты на ЭВМ, в которых рассмотрены модели сферической Земли и ионосферы и учтено влияние магнитного поля Земли для случаев ночной и дневной ионосферы, показали, что величина групповой задержки для преобладающего большинства рекомендуемых частот легко регистрируется современной аппаратурой и намного превышает величину инструментальной ошибки, которую можно оценить – по аналогии с методом вертикального зондирования – в 3-5 км.

ЛИТЕРАТУРА

1. Jackson J.E., E.S. Warren Proc. IEEE, 1969, 57, 861.
2. Frankl in C.A., R.I. Bibby, N.S. Hitchcock Proc. IEEE, 1969, 57, 929.

Ростовский-на-Дону государственный университет

Статья поступила 5 июня 1973 г.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЯ ТРАНСИОНОСФЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ С ИСЗ «ИНТЕРКОСМОС-19»

Васильев Г.В., Гончаров Л.П., Данилкин Н.П., Иванов И.И., Киселев Г.Н., Ковалев С.В.,
Кушнеревский Ю.В., Смирнов С.Д., Флигель М.Д.

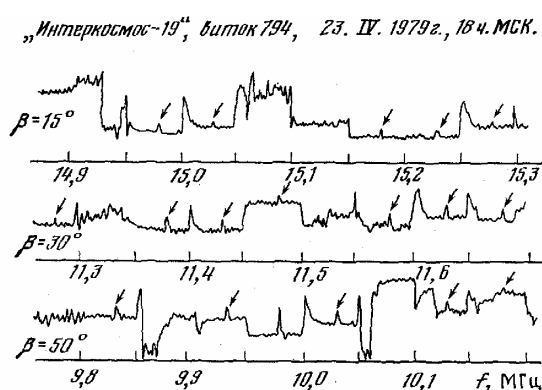
Геомagnetизм и аэрономия, 1981, т. XXI, №6, стр.1117-1120

Исследование параметров внутренней ионосферы по характеристикам многочастотного канала КВ радиосигнала, прошедшего ионосферу [1], предполагает определение спектра групповых задержек вблизи частотной границы радиопрозрачности ионосферы. Известны некоторые результаты приема на Земле транссионосферных сигналов на частотах, превышающих критические частоты f_c слоя F2 (при вертикальном падении) или МПЧ (при наклонном падении), от ионосферных станций внешнего зондирования, установленных на борту ИСЗ. В эксперименте «Эксплорер-20» [2] было зарегистрировано свыше 20 сигналов на фиксированных частотах 5,47 и 7,22 МГц при мощности бортовых передатчиков 45 и 35 Вт. Наблюдались изменения относительной временной задержки сигналов, а также резкие вариации их амплитуд, превышающие 12 дБ. В работах [3,4] сообщается о приеме транссионосферного сигнала с ИСЗ «ISIS-II» на непрерывно изменяющихся частотах в диапазоне от f_c до 20 МГц. Измеренная интегральная величина поглощения радиоволн на исследованных транссионосферных траекториях составляла 5-10 дБ. Однако эти наблюдения носили эпизодический характер и не преследовали цель изучения ионосферы. С запуском ИСЗ «Интеркосмос-19», на борту которого установлена ионосферная станция ИС-338, работающая на 338 фиксированных частотах в диапазоне 0,3-16 МГц, был начат систематический прием транссионосферных сигналов в Москве и Ростове-на-Дону. Технические особенности приема и регистрации этих сигналов, а также бортового ионозонда описаны в [5]. В этой статье анализируются первые результаты транссионосферного зондирования в эксперименте «Интеркосмос-19».

Начатые в 1979 г. эксперименты по приему транссионосферных сигналов подтвердили возможность регулярной их регистрации при углах возвышения ИСЗ β от 10 до 90° на частотах выше f_c . Наблюдавшийся многочастотный сигнал подвержен значительному федингу который может быть вызван следующими основными причинами: неравномерностью диаграмм направленности бортовых и наземных антенн в пространстве и по частотному диапазону, поляризационным федингом, фарадей-эффектом и сильным воздействием аддитивных и мультипликативных помех дальней зоны.

На фиг.1 приведены три фрагмента аналоговых записей импульсных транссионосферных сигналов, указанных наклонными стрелками, на фоне помех при углах возвышения ИСЗ 15, 30 и 50° в зависимости от частоты, переключаемой дискретно ступенями по 50 кГц. Моменты переключений частоты настройки наземного приемника, указанные вертикальными штрихами на оси абсцисс, служат началом отсчета времени группового запаздывания импульсов передатчика ИС-338 и синхронизируются с бортовым переключателем частот ионозонда через линию телеметрической связи на 136 МГц. В первом приближении можно пренебречь запаздыванием синхроимпульсов этой частоты в толще ионосферы. В случае необходимости более точных расчетов запаздывание на 136 МГц можно учесть методом последовательного приближения.

На фиг.1 заметна зависимость амплитуды транссионосферного сигнала от уровня помех на различных частотах: если при максимальной дальности т.е. при $\beta \sim 15^\circ$, сигналы видны только на частотах с малым, уровнем помех, то при $\beta \geq 30^\circ$ они хорошо видны и на фоне больших уровней помех, кроме случаев насыщения приемника как, например, на частотах 10,05; 10,15 ($\beta = 50^\circ$) и 11,45 МГц ($\beta = 30^\circ$) или импульсного характера помех, как на частотах 9,85; 11,30 и 11,50 МГц.



Фиг. 1

Условия приема транссионосферных сигналов также связаны с эффектом «диафрагмы» [6], который разрешает прохождение радиоволн с частотой f сквозь ионосферу в модели тонкого слоя ориентировочно внутри половинного угла: $\gamma = \sin[1 - (f_c/f)^2]^{1/2}$.

Представленные здесь результаты получены в период максимальной активности Солнца, когда критические частоты ионосферы близки к верхней частоте ионозонда ИС-338 и прием транссионосферных сигналов часто ограничивался весьма узким диапазоном углов γ . Предварительные результаты анализа свидетельствуют в пользу отклоняющего поглощения вблизи МПЧ как решающего фактора ослабления сигналов на границе диафрагмирования их ионосферой по сравнению с небольшим неотклоняющим поглощением радиоволн в области D.

Термины «отклоняющее» и «неотклоняющее» поглощение введены для вертикального распространения и для наклонных трасс могут быть использованы только условно как характеристика, связанная с величиной при отклонении траектории сигнала от прямой линии, соединяющей приемник и передатчик. Записи экспериментальных данных в аналоговой форме, как на фиг.1, громоздки и неудобны для геофизической интерпретации и обработки. Гораздо лучше использовать панорамную запись, подобную записи ионограмм при наземном или внешнем вертикальном зондировании, в которой по оси ординат откладывается групповая задержка ионосферой наклонного транссионосферного сигнала, выраженная в км, а по абсцисс – соответствующая частота. Эту форму записи по аналогии в дальнейшем будем называть трансionoграммой. На фиг.2 приведен пример такой трансionoграммы, полученной на витке № 1166 19.V.1979 в 12.00 МСК, $\beta=56^\circ$. В отличие от ионограмм внешнего зондирования, снимаемых на частотах ниже критической и поэтому не засоренных наземными помехами из-за экранирующего действия всей толщи ионосферы, трансionoграммы весьма трудно получить в чистом, от помех виде. Несмотря на примененные методы частотной, временной и амплитудной селекции, след транссионосферного сигнала регистрируется с многочисленными разрывами, так как из-за фединга сигнала и колебаний уровня помех он часто оказывается ниже установленного порога срабатывания регистратора. Тем не менее можно различить обе магнитоионные компоненты транссионосферного сигнала и общий ход плавного изменения групповой задержки в зависимости от частоты относительно синхроимпульса, переданного с борта ИСЗ на частоте 136 МГц и совпадающего с началом зондирующего импульса передатчика ИС-338, т.е. нулем дальности.

Такой метод регистрации трансionoграмм позволяет определять N(h)-профили по методике [1]. Идеальная трансionoграмма, как и ионограмма вертикального зондирования, предполагает существование следа задержки вплоть до его выхода на вертикаль, однако наличие помех, отклоняющего поглощения и резкого роста дальности распространения препятствует регистрации следа в области отсечки. В этом случае представляется возможным по аналогии с обработкой ионограмм, [7] доопределять след сигнала (штриховые кривые на фиг. 2), предполагая форму слоя F вблизи максимума параболической и определяя задержки по формулам [1].

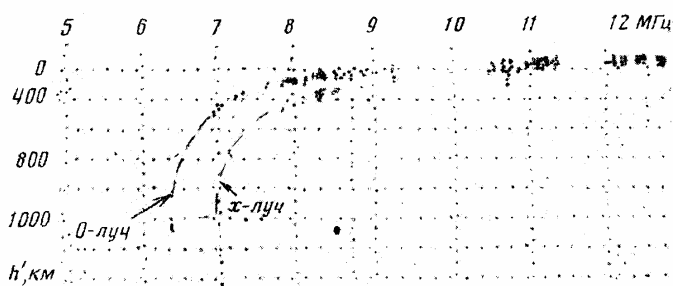
Предварительный анализ нескольких сотен полученных трансionoграмм позволяет сделать ряд выводов:

а) Разработанная система наблюдения многочастотных транссионосферных сигналов позволяет производить их уверенный прием и регистрацию, начиная с углов возвышения ИСЗ $\beta \sim 10 \div 15^\circ$.

б) Динамический диапазон измерения частотной зависимости групповой задержки транссионосферного сигнала, как это видно из фиг. 2, составляет сотни километров, что намного превышает величину инструментальной ошибки метода, равной $18 \pm 7,5$ км [5].

в) Амплитуда принимаемых сигналов в целом соответствует предварительным оценкам [5], однако в большинстве случаев и при использовании различных антенн отмечалось более резкое изменение уровня сигнала при перестройке по диапазону. Так, при $(f/f_c) > 1,4$ полученные результаты превышали ожидаемые на 5 дБ и более, а при отношении $(f/f_c) \approx 1 \div 1,2$ сигнал обычно не превышает уровня помех.

г) При малых углах возвышения ИСЗ «радиус кривизны» трансionoграмм меньше, а величина отклоняющего поглощения вблизи частоты отсечки выше, чем при больших углах.



Фиг. 2

д) Диапазон реального существования трансionoграмм является сложным функционалом от состояния ионосферы, используемых антенн и помеховых условий, о чем свидетельствует эпизодический прием сигналов на частотах вблизи f_c .

Таким образом, полученные результаты подтверждают возможность использования тракта трансionoсферного распространения радиоволн для диагностики состояния ионосферы.

Авторы благодарят В. В. Мигулина за полезное обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Данилкин Н.П., В.В. Соцкий Геомагнетизм и аэрономия, 1976, 16, 1002.
2. Bradley P.A., L.T.I. Martin, M.J. Hant, A.J. Moorat Preliminary account by ground – based measurements of signals from topside sounder satellite «Top-si-S48».– Report of the Space Research Station, 1964.
3. Takashi Iida, Takashi Shiomy. Rev. RRL, 1976, 22, 19.
4. Takashi Iida, Kosaky Yamaya. Rev. RRL, 1976, 22, 1.
5. Аппаратура для исследования внешней ионосферы. М.: Наука, 1980.
6. Davies K. Ionospheric Radio Propagation. N.Y.: Dover Publications Inc., 1966.
7. Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм, М.: Наука, 1978.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию 13.IV.1981

ТРАНСИОНОСФЕРНОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ НА ГРАНИЦЕ РАДИОПРОЗРАЧНОСТИ ИОНОСФЕРЫ

Авдюшин С.И., Данилкин Н.П., Иванов И.И., Ипатов Е.Б., Кушнеревский Ю.В., Лукин Д.С.
Мигулин В.В.

Геомагнетизм и аэрономия, 1983, т. XXIII, №4, стр.567-572

Абстракт. На основании экспериментальных данных, полученных с помощью ИСЗ «Интеркосмос-19», рассматривается влияние на трансionoсферное зондирование фокусировки радиоволн (эффект окна) вблизи критической частоты ионосферы.

Введение. Практическая целесообразность трансionoсферного зондирования, как геофизического инструмента, для диагностики структурных параметров внутренней ионосферы Земли во многом определяется особенностями прохождения радиоволн сквозь ионосферу на границе диапазона ее радиопрозрачности. При трансionoсферном распространении в этом диапазоне важную роль играет эффект окна [1], заключающийся в том, что радиоволны, падающие на ионосферу с внешней стороны, после прохождения концентрируются в конус. Критический угол зависит от многих факторов.

Образование вертикального конуса, в котором концентрируются лучи при трансionoсферном распространении, для ИСЗ, проходящего над фиксированной точкой земной поверхности, имеет ряд прикладных аспектов. Отметим, что в целом эффект окна фокусирует лучи внешних радиопомех из большей области неба в относительно узкую. С точки зрения приема сигналов этот эффект уменьшает отношение сигнал/помеха, особенно при размерах конуса меньше ширины диаграммы направленности антенны. Эффект увеличения шумов на входе приемного тракта наблюдается в записях приемников спутниковых ионозондов на частотах, несколько больших критической частоты. Изгибы траектории радиолуча в ионосфере приводят к появлению угловых ошибок при определении истинных положений излучающих объектов.

В данной работе приведены результаты многочастотных экспериментальных исследований эффекта окна на границе диапазона радиопрозрачности ионосферы по данным ИСЗ «Интеркосмос-19» (ИК-19).

Условия экспериментов. Измерения характеристик трансionoсферных сигналов проводились на борту ИК-19 с конца апреля 1979 г. по апрель 1982 г., т.е. в течение всего времени активного существования ионозонда [2], на станциях Москва и Ростов-на-Дону в двух режимах: прямого [3] и

обратного трансионосферного зондирования, в диапазоне частот $5 \div 15,95$ МГц. При прямом режиме сигналы спутникового ионозонда (мощность излучения $\sim 200-300$ Вт), прошедшие сверху вниз, принимались в пунктах Москва и Ростов-на-Дону, и их характеристики зависели от зоны видимости, состояния ионосферы и помеховой обстановки. Для обеспечения устойчивого их приема разработана специальная система синхронизации наземной приемной аппаратуры сигналами спутникового ионозонда [4]. В режиме обратного трансионосферного зондирования импульсами синхронизации запускался наземный ионозонд в Ростове-на-Дону, который начинал работать синхронно со спутниковым ионозондом. Наземный ионозонд (мощность излучения $\sim 10-15$ кВт) излучал сигналы вверх, которые принимались на борту ИК-19 и в составе ионограмм внешнего зондирования сразу же по каналу телеметрии передавались на наземный пункт приема (г. Таруса). Во время проведенных сеансов обе станции находились в зоне прямой видимости ИСЗ. В обоих режимах производилась регистрация факта существования трансионосферного сигнала, его групповой задержки в ионосфере и амплитуды.

Для приема трансионосферных сигналов в Москве использовался наклоненный под углом 30° к Земле V-образный широкополосный вибратор, подвешенный в средней точке на высоте 7,5 м. настроенный на частоту ~ 10 МГц и ориентированный в плоскости магнитного меридиана. В Ростове-на-Дону сигналы обратного трансзондирования излучались с помощью диполя Надененко, ориентированного в плоскости географического меридиана, а прием прямых трансионосферных сигналов производился на малую ромбическую антенну ионозонда АИС, расположенную под углом 45° к магнитному меридиану.

Прием и регистрация трансионосферных сигналов были осложнены тем обстоятельством, что наибольшее количество радиопомех концентрируется вблизи наименьшей частоты прохождения трансионосферных сигналов. Вблизи этой частоты на ИСЗ принимаются также сигналы удаленных наземных станций, достигшие точки наблюдения благодаря волноводным каналам в области F. Этим объясняется известный факт резкого увеличения уровня шума в канале приемников спутниковых ионозондов после прохождения ими снизу по частоте критической частоты области F.

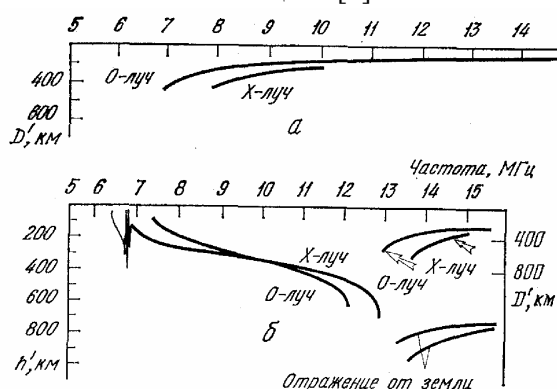
Несмотря на то, что энергетический потенциал линии обратного трансионосферного зондирования существенно выше, чем прямого трансзондирования, заметного выигрыша в приеме обратных сигналов в экспериментах с ИК-19 не наблюдалось. Это объясняется большим уровнем помех вблизи ИСЗ на данных частотах и некоторыми особенностями построения приемного тракта спутникового ионозонда [5].

Помеховая обстановка при приеме трансигналов все время менялась. Были выделены периоды, наиболее благоприятные для трансионосферного зондирования. В полученных в эти периоды сериях записей отобраны те, в которых на трансionoграммах частотная зависимость групповой задержки зафиксирована четко, а величина групповой задержки вблизи частоты отсечки меняется на величину более $100 \div 150$ км.

В режимах прямого и обратного трансионосферного зондирования регистрировалась частота, на которой наблюдается сигнал прохождения ионосферы насквозь, его амплитуда и групповая задержка. В рассматриваемом в настоящей работе анализе использовалась панорамная запись данных (трансionoграмм). Эта запись представляет собой частотную зависимость групповых задержек радиосигналов, прошедших ионосферу насквозь, между ИСЗ и наземной станцией [6].

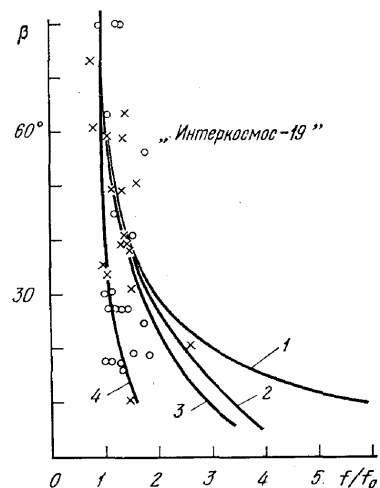
На фиг. 1 приведены схемы трансionoграмм прямого (а) и обратного (б) зондирования, полученные 23.V.1979 г. в 12.50.:05 МСК (виток № 1224) и 26.III.1981 г. в 17.57.:50 МСК (виток № 1074) соответственно. По горизонтали отложена частота зондирования f , по вертикали – задержка принятых сигналов от момента излучения зондирующего импульса (h') и от момента приема сигнала на частоте $136,35$ и $137,85$ МГц (D').

Результаты и выводы. Для анализа было отобрано 35 трансionoграмм, записанных в серии сеансов на витках 1166, 1233, 1305, 1319. На фиг. 2 кружками нанесены наименьшие частоты, на которых наблюдался трансionoносферный сигнал для разных истинных углов возвышения ИСЗ над горизонтом, крестиками – интерполированные значения частоты по соседним временным интервалам и по данным прямой записи. По оси абсцисс



отложено отношение частоты, на которой наблюдался транссионосферный сигнал, к критической частоте слоя F2 (f/f_0), а по оси ординат - угол возвышения спутника над горизонтом β . Приведенные экспериментальные значения не означают, что для данной трансionoграммы условия в ионосфере запрещают существование сигнала на более низкой частоте. Отсутствие такого сигнала может быть следствием различных технических причин: локального минимума диаграмм направленности антенны, плохого отношения сигнал/помеха на данной частоте и т.п.

Для сравнения экспериментальных результатов с известными моделями распространения радиоволн и известными моделями ионосферы на фиг. 2 приведены четыре кривые, соответствующие модели: 1 – тонкой, однородной, плоской ионосферы [1]; 2 и 3 – тонкой, однородной, сферической ионосферы, расположенной соответственно на высотах 350 и 200 км; 4 – уточненной, полуэмпирической модели [7, 8] глобального распределения электронной концентрации в ионосфере Земли, для которой профиль определяется в любой точке земной поверхности, если задана солнечная активность, время суток и года. Определяемые из этой модели вдоль транссионосферной трассы N(h)-профили корректировались по критической частоте слоя F2, взятой из реальных ионограмм внешнего зондирования для конкретных условий на витках ИК-19, указанных выше.



Фиг. 2

Для кривой 4 вычисления характеристик транссионосферного распространения радиосигналов производились методом, описанным в работах [9, 10], с использованием быстродействующего численного алгоритма [11] решения расширенной канонической системы уравнений Гамильтона. Существенное для построения траекторий между фиксированными точками быстродействие определялось учетом каноничности лучевых уравнений в фазовом пространстве. При этом численное решение задачи Коши для расширенной бихарактеристической системы уравнений Гамильтона сводится к системе разностных уравнений [9,10]. Дифракционная структура волнового поля при транссионосферном распространении на границе диапазона радиопрозрачности определялась на основе численного решения расширенной бихарактеристической системы уравнений Гамильтона.

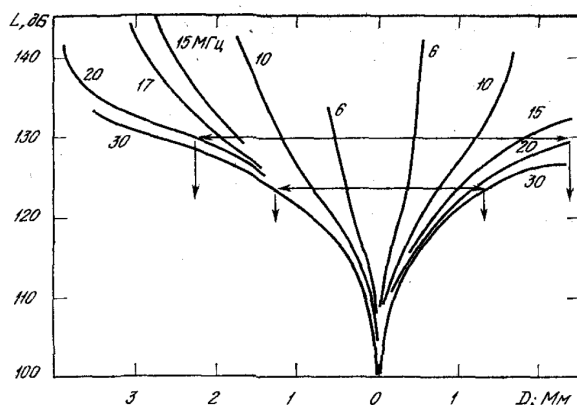
Сравнение экспериментальных данных на фиг. 2 с кривыми 1, 2 и 3 показывает, что ранее принятая для транссионосферного распространения модель ионосферы в виде «тонкого» однородного слоя и простая модель распространения радиоволн для углов возвышения меньше $40 \div 50^\circ$ не соответствуют действительности.

γ , град	D, км	Параметр	Частота, МГц									
			6	7	8	9	10	12	15	20	30	
80	100	h	360	148	90	64	50	32	16	7	0	
		L	110	109	109	109	108	108	108	108	108	
		L'	113	111	110	110	110	109	109	109	108	
		β	84	82	81	81	81	80	80	80	80	
70	240	h	420	168	108	73	50	32	17			
		L	115	113	113	113	113	113	113	112	112	
		L'	119	116	115	114	114	114	113	113	112	
		β	79	72	71	—	69	—	68	67	67	
60	330	h	516	118	116	82	56	35	18	8	0	
		L	118	115	115	114	114	114	114	114	114	
		L'	130	118	117	116	116	115	115	115	114	
		β	73	66	64	—	62	62	61	60	60	
50	470	h	756	224	128	90	68	40	20	9	0	
		L	127	118	117	117	117	117	116	116	116	

40	660	L'	132	121	119	118	118	117	117	116	
		β	71	60	56	55	53	53	51	50	50
		h	999	324	172	120	88	54	24	10	0
		L	140	124	121	120	119	119	119	118	118
		L'	140	127	123	122	121	120	119	119	118
30	910	β	70	4	49	—	45	—	41	40	40
		h	—	510	260	172	116	64	30	12	0
		L	—	131	125	123	122	122	121	121	121
		L'	—	137	129	126	125	123	122	121	121
		β	—	51	45	—	37	—	32	31	30
20	1350	h	—	—	476	336	225	104	48	20	0
		L	—	—	139	132	129	126	125	124	124
		L'	—	—	146	137	132	129	126	125	124
		β	—	—	42	33	28	—	22	20	18
		h	—	—	—	—	356	184	84	30	0
10	1920	L	—	—	—	—	141	137	129	127	127
		L'	—	—	—	—	147	142	131	128	127
		β	—	—	—	—	29	—	15	12	10

При углах возвышения ИСЗ от 10 до 40° уверенно наблюдаются транссионосферные сигналы на частотах, близких к критической частоте в максимуме области F. Это означает, что энергетика каналов транссионосферного распространения на границе диапазона радиопрозрачности разрешает существование траекторий, существенная часть которых имеет горизонтальные или близкие к ним участки. Эти траектории, с точки зрения распространения радиоволн, родственны так называемому скользящему лучу [3] при распространении типа земля – земля. Точный расчет интенсивности поля при таких траекториях показывает, что уменьшение амплитуды рассматриваемых сигналов за счет поглощения и геометрического расхождения лучей компенсируется в значительной степени эффектом фокусировки. Именно поэтому сигналы ИСЗ вблизи частоты отсечки имеют достаточную для регистрации интенсивность.

Для количественного описания характеристик транссионосферного зондирования были выполнены расчеты [9, 10] в зависимости от угла возвышения ИСЗ и частоты следующих параметров: групповой задержки сигналов вдоль траектории, затухания сигналов вдоль траектории с поглощением и без поглощения и истинного угла прихода радиоволны от ИСЗ. Эти результаты приведены в таблице, где наряду с другими параметрами указана удаленность подспутниковой точки от места наблюдения. В таблице приведены следующие параметры: h – групповая задержка, км, L и L' – затухание без поглощения и с поглощением, дБ, β – угол радиовозвышения, градусы.



Сопоставление экспериментальных результатов с приведенными в таблице позволяет заключить:

1) Динамический диапазон изменения основного параметра, полученного при трансзондировании ионосферы, групповой задержки радиоволн вдоль траектории распространения значительно превышает (в десятки раз) инструментальную ошибку измерения этого параметра, которая составляет $10 \pm 7,5$ км [12], что и определяет возможность его геофизической интерпретации.

2) Энергетика канала трансзондирования позволяет наблюдать сигналы начиная с углов возвышения ИСЗ $\gamma \sim 10^\circ$. Показано, что возможность приема сигналов при малых углах определяется

тем, что уменьшение амплитуды за счет поглощения и геометрического расхождения лучей компенсируется в значительной степени эффектом фокусировки. На фиг. 3 приведены рассчитанные

кривые, характеризующие затухание радиоволн (L) при трансионосферном распространении на фиксированной частоте в зависимости от горизонтальной дальности (D) между подспутниковой точкой ИСЗ (высота 1000 км) и наземным пунктом наблюдения. Стрелками указан диапазон дальностей трансзондирования для данного (вертикальная ось) энергетического потенциала. Видно, что приемлемые потенциалы обеспечиваются, как и показал эксперимент, уже при малых углах возвышения ИСЗ.

3) Энергетический потенциал линии трансзондирования для каждого фиксированного угла возвышения ИСЗ в необходимом частотном диапазоне изменяется незначительно.

4) Частота отсечки определяется критической частотой в максимуме ионосферы. Она также зависит от угла возвышения ИСЗ и энергетического потенциала линии. Экспериментальное наблюдение сигналов на частотах, меньших, чем предсказанные используемой здесь лучевой теорией (см. фиг. 2), может быть объяснено с различных позиций – недостаточностью лучевой теории, наличием неучтенных локальных минимумов f_oF_2 на трассе трансигнала, куда сигнал как бы проваливается, прохождением сквозь трассу акустико-гравитационных волн и т.п.

Авторы благодарят Ю. К. Калинина за полезную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Davies K. Ionospheric Radio Propagation. New York: Dover Publications, Inc., 1966.
2. Васильев Г.В., Л.П. Гончаров, Ю.В. Кушнеревский, В.В. Мигулин, М.Д. Флигель Аппаратура для исследования внешней ионосферы. М.: ИЗМИРАН, 1980, 13.
3. Данилкин Н.П. Геомагнетизм и аэрономия, 1974, 14, 369.
4. Данилкин Н.П., И.И. Иванов, Г.Н. Киселев, С.В. Ковалев Аппаратура для исследования внешней ионосферы. М.: ИЗМИРАН, 1980, 287.
5. Водопьянова В.В., В.Л. Розин Аппаратура для исследования внешней ионосферы. М.: ИЗМИРАН, 1980, 75.
6. Васильев Г.В., Л.П. Гончаров, Н.П. Данилкин и др. Геомагнетизм и аэрономия, 1981, 21, 1117.
7. Ching В.К., Y.T. Chiu J. Atmos. Terr. Phys., 1973, 35, 1615.
8. Chiu Y.I. J. Atmos. Terr. Phys., 1975, 37, 1563.
9. Лукин Д.С., Ю.Г. Сиридонов Лучевое приближение и вопросы распространения радиоволн. М.: Наука, 1971, 265.
10. Лукин Д.С., Е.А. Палкин Теоретические и экспериментальные исследования распространения декаметровых радиоволн: М.: ИЗМИРАН, 1976, 149.
11. Лукин Д.С., В.А. Зернов, Е.Б. Ипатов, В.А. Школьников. Тр. МФТИ. Сер. Общая и молекулярная физика, 1969, вып. 2, 68.
12. Васильев Г.В., Н.П. Данилкин, И.И. Иванов Аппаратура для исследования внешней ионосферы. М.: ИЗМИРАН, 1980, 290.
13. Данилкин Н.П., И.И. Иванов Аппаратура для исследования внешней ионосферы. М.: ИЗМИРАН, 1980, 280

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР
Институт прикладной геофизики Госкомгидромета
Московский физико-технический институт
Ростовский государственный университет

Поступила в редакцию 1.XI.1982

КРИТЕРИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ СУЩЕСТВОВАНИЯ ГОРИЗОНТАЛЬНЫХ ГРАДИЕНТОВ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ ИЗ ТРАНСИОНОГРАММ

Данилкин Н. П., Денисенко П. Ф., Иванов И. И., Кушнеревский Ю. В., Соцкий В. В.

На основе данных трансионосферного зондирования предлагается способ диагностики горизонтальных градиентов электронной концентрации. В приближении плоской изотропной ионосферы получены критерии, позволяющие установить по трансionoграммам отсутствие либо наличие горизонтальных градиентов электронной концентрации, и на примерах проиллюстрировано их применение в экспериментах с ИСЗ «Интеркосмос-19».

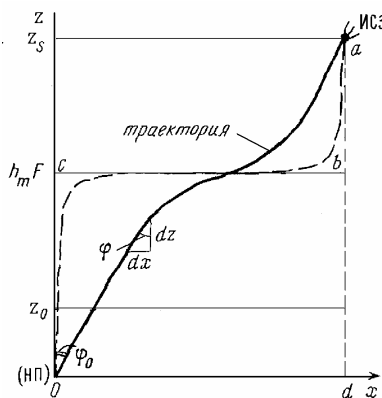
Введение. Анализ данных трансionoсферного зондирования с ИСЗ «Интеркосмос-19» показывает, что трансionoграммы (частотные зависимости групповых путей радиоимпульсов $P'(f)$, распространяющихся между ИСЗ и фиксированным пунктом на поверхности Земли [1]) позволяют проводить диагностику горизонтальных градиентов электронной концентрации n_e . По сравнению с данными спутникового вертикального радиозондирования (ВЗ) использование для этих целей трансionoграмм обладает рядом преимуществ. Во-первых, информация о горизонтальных градиентах n_e может относиться к зонам, значительно удаленным от плоскости орбиты ИСЗ; во-вторых, указанная информация в отличие от данных ВЗ охватывает всю толщу ионосферы между ИСЗ и поверхностью Земли: в-третьих, анализ величин горизонтальных градиентов n_e по значениям критических частот f_0F на ионограммах внешнего зондирования иногда затруднен из-за нечеткой их регистрации, особенно при наличии F-рассеяния. Поэтому для получения возможно более полных сведений о пространственном распределении n_e целесообразен совместный учет данных внешнего и трансionoсферного зондирования.

В настоящей работе в рамках модели плоской изотропной ионосферы сформулирован критерий, позволяющий установить по трансionoграммам отсутствие либо наличие горизонтальных градиентов электронной концентрации, и на примерах проиллюстрировано его применение в различных случаях.

Основные соотношения. Предположим, что горизонтальные градиенты n_e отсутствуют. В этом случае лучевые траектории являются плоскими кривыми. Задачу рассмотрим в декартовой системе координат (фиг. 1). Начало координат совместим с наземным пунктом (НП), по вертикальной оси z будем отсчитывать высоту, по горизонтальной x – дальность вдоль поверхности Земли. Групповой путь импульса между ИСЗ и НП определяется по формуле:

$$P'(f) = \int_s \mu'(f) ds = \int_s \frac{ds}{\mu(f)} = \int_0^{z_s} \frac{dz}{\mu(f) \cos \varphi}, \quad (1)$$

где $\mu'(f)$, $\mu(f)$ – групповой и фазовый показатели преломления, ds – элемент траектории, φ – угол между вертикалью и лучом на высоте z ; z_s – высота ИСЗ.



Фиг. 1

Используя закон преломления Снеллиуса

$$\mu \sin \varphi = \sin \varphi_0 \quad (2)$$

(где $\mu^2 = 1 - f_N^2 / f^2$, f_N – плазменная частота, φ_0 – угол выхода луча из ионосферы), после несложных преобразований находим:

$$P'(f) = (1 / \cos \varphi_0) P'_v (f \cos \varphi_0) \quad (3)$$

где P'_v – групповой путь при вертикальном радиопросвечивании. Подчеркнем, что φ_0 зависит от частоты f , а значение $f_v = f \cos \varphi_0$ превышает значение критической частоты f_c области F. Используя выражения (1) и (2), для расстояния между НП и подспутниковой точкой (см. фиг. 1) получаем:

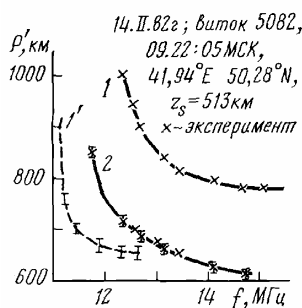
$$d = \int_0^{z_s} \frac{dz}{\mu \cos \varphi} = \sin \varphi_0 P' \quad (4)$$

Горизонтальные градиенты n_e нарушают соотношения между величинами P' , P'_v и φ_0 , входящими в выражения (3) и (4). В этом можно убедиться на следующем примере. Пусть горизонтальные градиенты n_e существуют только вдоль оси x . Тогда лучевые траектории остаются в плоскости xOz но закон преломления имеет вид [2]:

$$\mu \sin \varphi = \sin \varphi_0 + \int_0^z \frac{\partial \mu}{\partial x} dz$$

где интегрирование проводится вдоль траектории. Обозначив второе слагаемое через $\eta(x, z)$, получим:

$$d = \int_0^{z_s} \frac{dz}{\mu \cos \varphi} = \int_0^{z_s} \frac{\mu \sin \varphi}{\mu \cos \varphi} dz = \sin \varphi_0 P' + \int_0^{z_s} \frac{\eta}{\mu \cos \varphi} dz$$



Фиг. 2

Из сравнения этого выражения с (4) видно, что при наличии горизонтальных градиентов n_e появляется дополнительное слагаемое. Таким образом, выражения (3) и (4) (или их комбинации) могут быть использованы для проверки существования или отсутствия горизонтальных градиентов n_e .

Учитывая сложность угломерных экспериментов, сформулируем критерий, позволяющий по измерениям групповых путей трансionoсферных сигналов, установить отсутствие горизонтальных градиентов. Будем считать, что известны частотные зависимости $P'(f)$ и $P'_v(f_v)$. Определив из (4)

$$\cos \varphi_0 = \left[1 - (d/P')^2 \right]^{1/2}$$

и воспользовавшись (3), в отсутствие горизонтальных градиентов n_e можно получить два эквивалентных соотношения:

$$P'(f / \cos \varphi_0) \cos \varphi_0 = P'_v(f_v) \quad (5)$$

$$P'(f) = P'_v \left\{ f \left[1 - (d/P'(f))^2 \right]^{1/2} \right\} \left\{ 1 - \left[d/P'(f) \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (6)$$

Первое из них означает, что трансionoграмма, полученная при наклонном зондировании ионосферы, трансформируется к вертикальному случаю; второе выражение, наоборот, сводит вертикальный случай к наклонному. Следовательно, имея набор экспериментальной информации в виде P'_v и P' , по соотношениям (5) и (6) можно установить отсутствие или наличие горизонтальных градиентов n_e . Если различие между левыми и правыми частями выражений (5) и (6) больше экспериментальных ошибок P' и P'_v , то горизонтальные градиенты n_e присутствуют. В противном случае для такого утверждения нет оснований.

В случае отсутствия экспериментальных данных о P'_v можно сформулировать критерий при использовании только данных наклонного трансionoсферного зондирования. Выберем два последовательных положения ИСЗ. Если изменением высоты ИСЗ во время его движения можно пренебречь, для каждого из положений имеем

$$P'_{(1,2)}(f) = \left(1 / \cos \varphi_0^{(1,2)} \right) P'_v \left(\cos \varphi_0^{(1,2)} \right) \quad (7)$$

где в скобках цифрами указано положение ИСЗ. Для любой фиксированной частоты f , по трансionoграммам можно найти такие частоты $f^{(1)}$ и $f^{(2)}$, что для них будет выполняться

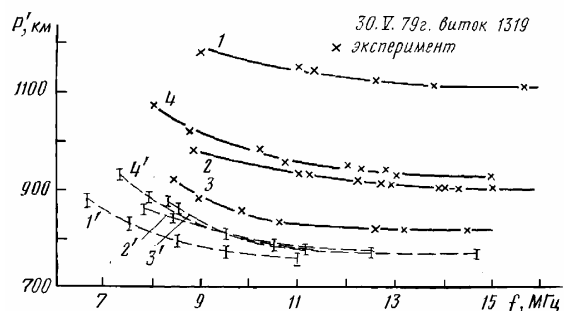
$$f_v = f^{(1)} \cos \varphi_0^{(1)} = f^{(2)} \cos \varphi_0^{(2)}$$

Сравнивая групповые пути на этих частотах, получаем критерий отсутствия горизонтальных градиентов n_e : или

$$P'_{(1)}(f^{(1)}) \cos \varphi_0^{(1)} = P'_{(2)}(f^{(2)}) \cos \varphi_0^{(2)} \quad (7a)$$

$$P'_{(1)}(f^{(1)}) \left\{ 1 - \left[d^{(1)} / P'_{(1)}(f^{(1)}) \right]^2 \right\}^{1/2} = P'_{(2)}(f^{(2)}) \left\{ 1 - \left[d^{(2)} / P'_{(2)}(f^{(2)}) \right]^2 \right\}^{1/2} \quad (7b)$$

Экспериментальные результаты и их обсуждение. На фиг.2 проиллюстрировано применение критерия (5), использующего данные внешнего и трансionoсферного зондирования с ИСЗ «Интеркосмос-19». Кривая 1 – трансionoграмма (P'), зарегистрированная на борту ИСЗ при излучении в пункте Ростов (47° 13' N, 39° 41' E); кривая 2 – следы отражений от земной поверхности на ионограмме внешнего зондирования ($P'_v \text{ эксп}$), кривая 1' – преобразованная к вертикальному случаю по формуле (5) трансionoграмма (P'_v). Крестиками на кривых 1 и 2 обозначены экспериментальные точки. Видно, что расхождения между кривыми 1 и 1' больше экспериментальных погрешностей определения P'_v и $P'_v \text{ эксп}$, обозначенных на фиг. 2 вертикальными линиями¹². Следовательно, в данном случае имеются горизонтальные градиенты n_e .



Фиг. 3

¹² Погрешности определения величины P'_v оценивались из максимальных погрешностей измерений групповых путей P' (± 10 км [3]) по формуле $\Delta P'_v = (P'/P'_v) \Delta P'$, полученной из выражения (3) по теории переноса ошибок [4].

На фиг. 3 приведена иллюстрация применимости критерия (7). Экспериментальными данными явились трансionoграммы, полученные при излучении сигналов с ИСЗ «Интеркосмос-19», для четырех последовательных положений. Пункт приема трансionoсферных сигналов находился в Москве (55°47' N, 37°22' E). Данные о положениях ИСЗ приведены в таблице.

Видно, что при движении ИСЗ его высота возрастала. Поэтому для применения критерия данные трансionoсферного зондирования предварительно приводились к минимальной высоте. При этом считалось, что в окрестности ИСЗ для используемого интервала частот зондирования $\mu'=1$, откуда следует необходимость уменьшения значений P_V' на соответствующую разность высот ИСЗ.

Положения ИСЗ	Время, мск	N	E	z, км	d, км	Угол возвышения
1	2.19.06	49,75°	32,31	701	1034	39,44°
2	2.19.54	52,37	34,14	714	831	57,41
3	2.21.14	56,64	37,76	735	749	78,53
4	2.21.54	58,90	39,90	736	854	59,05

На фиг. 3 сплошные линии – групповые пути трансionoсферных сигналов (P'), крестики – экспериментальные точки. Штриховыми линиями представлены трансionoграммы, приведенные по формулам (7) к вертикальному распространению сигналов (P'). Видно, что для первого и второго положений ИСЗ, а также для второго и третьего положений можно констатировать наличие горизонтальных градиентов электронной концентрации в области между зонами распространения трансionoсферных сигналов. Для третьего и четвертого положений этого утверждать нельзя, так как в пределах экспериментальных ошибок регистрации групповых задержек трансionoсферных сигналов кривые 3 и 4 совпадают. Можно также отметить, что по мере удаления ИСЗ от первого положения влияние горизонтальных градиентов n_e непрерывно возрастает, достигая своего максимального значения между первым и третьим положениями ИСЗ.

Как видно из фиг. 3, при увеличении частоты кривые 1'–4' сближаются друг с другом, и в пределе $f_V \rightarrow \infty$ групповые пути совпадают с расстоянием между ИСЗ и поверхностью Земли. Следовательно, наибольшую информацию о наличии горизонтальных градиентов n_e несут низкочастотные участки трансionoграмм. При этом частоты $f_V = f \cos \varphi_0 = f_c + \varepsilon$, где, ε – сколь угодно малое положительное число, характеризуют горизонтальные градиенты n_e в узкой области высот вблизи главного максимума ионосферы. Действительно, при $f_V = f \cos \varphi_0 \rightarrow f_c P'_V$ и $P' \rightarrow \infty$, и поэтому, как следует из (4), $\varphi_0 \rightarrow 0$. Последнее означает, что во-первых, принципиально возможно трансionoсферное зондирование на частотах, сколь угодно близких к критической частоте области F ; во-вторых, на этих частотах реализуются траектории, которые проходят вблизи ломаной $abco$ (фиг. 1), и, следовательно, основная информация о горизонтальных градиентах n_e на этих частотах относится к узкой области высот вблизи $h_m F$.

Таким образом, использование последовательности трансionoграмм и сформулированных в настоящей работе критериев позволяет выделить пространственные зоны ионосферы с горизонтальными градиентами электронной концентрации и определять их относительное изменение в пространстве и во времени. Изложенный способ целесообразно применять в исследованиях экваториальной аномалии, среднеширотного провала, а также различных образований в высокоширотной ионосфере.

ЛИТЕРАТУРА

- 1 Данилкин Н.П. Геомагнетизм и аэрономия, 1974, 14, 369.
- 2 Альперт Я.Л. Геомагнетизм и аэрономия, 1963, 3, 626.
- 3 Васильев Г.В., Н.П. Данилкин, И.И. Иванов В кн.: Аппаратура для исследования внешней ионосферы. М.: ИЗМИРАН, 1980, с. 290.
- 4 Худсон Д. Статистика для физиков. М.: Мир, 1970. 296 с.

Институт прикладной геофизики Госкомгидромета
Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР
Ростовский-на-Дону государственный университет.

Поступила в редакцию 28.I.1983

ВЛИЯНИЕ ИОНОСФЕРНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НА ТРАНСИОНОСФЕРНЫЕ СИГНАЛЫ

Авдюшин С.И., Данилкин Н.П., Иванов И.И., Ковалев С.В., Кушнеревский Ю.В., Мигулин В.В.,
Стасевич В.И.

Геомагнетизм и аэрономия, 1988, т. XXVIII, №4, с. 691-693.

Представлены полученные в эксперименте с ИСЗ «Интеркосмос-19» трансionoграммы с деформацией следа. Показано, что они могут быть объяснены прохождением трансionoсферного сигнала через единичную неоднородность естественного или искусственного происхождения.

1. Введение. Зондирование ионосферы с помощью спутника «Интеркосмос-19», в течение периода 1979-1982 гг. позволило накопить большое число записей радиосигналов принятых с ИСЗ в декаметровом диапазоне на Земле в виде трансionoграмм – трансionoсферное зондирование (ТИЗ) [1]. Этот метод получил широкое распространение для исследования распределения электронной концентрации в ионосфере. Имеющиеся записи трансionoсферных радиосигналов подвергнуты тщательной обработке и в ряде случаев обнаружены искажения трансionoграмм, которые являются предметом рассмотрения в настоящем сообщении.

2. Эксперимент и теория. На трансionoграммах, полученных 3.VI 1979 г. и очищенных от помех, наблюдаются деформации следа трансionoграмм в виде «впадин» или «холмов», которые существуют ~1.5 мин при движении ИСЗ с северо-востока на юго-запад от 58° N 48° E до 51° N 49° E относительно пункта с координатами 55,6° N, 37,92° E. Регистрация трансionoграмм проводилась 3.VI 1979 г. около 9 ч утра, когда азимут был 77°, угол возвышения 59° и высота ИСЗ над поверхностью Земли 980 км.

На рис. 1 приведена последовательная запись трансionoграмм $D'(f)$, снятых через каждые 8 с и показывающих характер развития деформации следа. Видно, что они могут изменять знак и незначительно (до 0,5 МГц) смещаться по частоте. Возможен одновременно сдвиг по частоте деформированного участка следа на ~1 МГц и изменение знака, как это зафиксировано на кадрах в 09.39:24 и в 09.39:32. Данные по магнитной активности (Kp), индексы $F_{10.7}$ и ионограммы для этого периода показывают, что каких-либо долговременных аномалий в геофизической обстановке в это время не отмечалось. Подобные трансionoграммы с деформацией следа зарегистрированы на отдельных кадрах в 09.26:46 10.VI 1979 г., когда ИСЗ проходил северо-западнее приемного пункта.

Дополнительная особенность деформированных следов – уменьшение амплитуды сигнала, которое в большинстве случаев пропорционально величине деформации, что иногда приводит к маскировке следа помехами, и при дифференцировании сигнала регистрируется как разрыв трансionoграммы. Следует отметить, что все указанные сеансы проводились в утренние часы выходных дней, когда на пункте приема сигналов ИСЗ уровень радиопомех был минимальным.

Для интерпретации описанных особенностей трансionoграмм примем во внимание то, что форма траектории трансionoсферного сигнала существенно зависит от частоты. При изменении частоты зондирующего передатчика траектории лучей сканируют обширную область пространства (рис. 2). Если предположить, что в области сканирования располагается одна локальная неоднородность электронной концентрации, расположенная в любом месте и имеющая размеры, которые малы по сравнению с шириной этой области, то эта неоднородность окажет влияние на трансionoсферные сигналы и это влияние будет различным для разных частот. Наибольшее воздействие неоднородность окажет на радиосигналы, траектории которых проходят через возмущенную область.

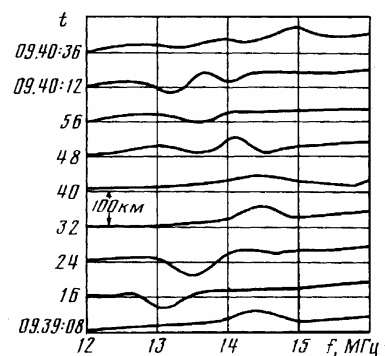


Рис. 1. Трансионoграммы $D'(f)$ с деформациями следа, полученные 3.VI 1979 г.

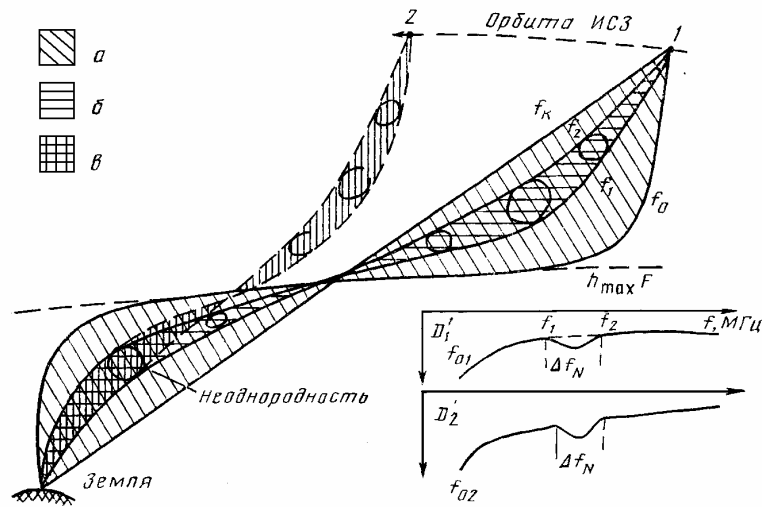


Рис. 2. Схема траекторий радиосигналов при транссионосферном зондировании в присутствии неоднородностей. а – контролируемое пространство при первом положении спутника, б – пространство, где может находиться неоднородность, если имеется только одна транссионограмма; в – область, где отождествляется неоднородность при наличии серии транссионограмм

Для численной оценки влияния одиночных неоднородностей на транссионосферные сигналы построен алгоритм синтеза транссионограмм, основанный на вычислении транссионосферных траекторий. Задача решалась для случая двумерной неоднородной среды без учета магнитного поля. Распределение электронной концентрации в присутствии возмущения задавалось так: невозмущенное распределение N_e , зависящее лишь от высоты z , умножалось на функцию следующего вида:

$$\Phi(z, d) = 1 + A \left\{ 1 + \left[\frac{(z - z_0)^2 + (d - d_0)^2}{R_0^2} \right]^K \right\}^{-1}, \quad (1)$$

где $d = r_e \varphi$ – расстояние вдоль поверхности Земли. Таким образом, моделируется неоднородность с центром в (z_0, d_0) и характерным размером R_0 . Параметр K определяет контрастность неоднородности, A – относительное изменение N_e в ее центре.

Так как рассматривалось двумерное распространение радиоволн, то требование невыхода лучей из плоскости передатчик – приемник накладывает ограничения на форму и расположение неоднородности. А именно, можно исследовать неоднородности в форме эллипсоида с центром в плоскости передатчик – приемник и с одной из главных осей, перпендикулярной этой плоскости, и цилиндрические неоднородности, ось которых перпендикулярна плоскости.

Для расчетов выбраны следующие значения параметров: $K=3$, $R_0=15$ км, $A=\pm 0,3$. В этом случае, как можно показать, приближение геометрической оптики, на использовании которой основан алгоритм вычисления траекторий, применимо вплоть до $foF2$ при расположении центра неоднородности не ближе 30 км от максимума F2, а для рабочих частот $f \geq 1,3 foF2$ – при любом расположении неоднородности.

Выражение (1) задает уединенную неоднородность, так как, принимая во внимание, что величина $\Delta N/N$ для типичных неоднородностей слоя F2 не превышает 10^{-2} , можно предположить, что возмущения с выбранными для расчетов параметрами встречаются достаточно редко. Экспериментальные данные подтверждают это.

3. Обсуждение. Результаты расчетов некоторых параметров неоднородности приведены на рис. 2. Теоретическая деформация следа транссионограмм находится в качественном соответствии с экспериментальными данными. Это позволяет предложить интерпретацию экспериментально полученных деформаций следа транссионограмм на основе наличия в ионосфере одиночных неоднородностей с большими флуктуациями электронной концентрации относительно окружающей среды в области сканирования сигналов ТИЗ.

Предположение о наличии в зоне сканирования локальных неоднородностей объясняет и тот факт, что подобные деформации следа могут наблюдаться на целой серии транзиограмм. Если ИСЗ движется в плоскости приемник – передатчик на высоте 1000 км, то граница зоны сканирования на высоте 400 км смещается со скоростью ~ 3 км/с. За промежуток времени между сеансами зондирования зона сканирования сместится на ~ 25 км. Ввиду того, что ширина зоны сканирования на этой высоте при угле возвышения спутника 57° составляет ~ 160 км, неоднородность на протяжении нескольких кадров будет находиться в этой зоне.

Пусть теперь ИСЗ движется перпендикулярно плоскости приемник – передатчик. Тогда серию аналогичным образом деформированных транзиограмм может вызвать неоднородность, сильно вытянутая в направлении движения ИСЗ. Описанная выше экспериментальная серия транзиограмм (рис. 1) снята при пролете ИСЗ почти вдоль меридиана к востоку от приемного пункта. Это может указывать на наличие неоднородности, вытянутой вдоль силовой линии магнитного поля Земли. Наличие такого рода неоднородностей в ионосфере доказано многочисленными экспериментальными и теоретическими работами.

4. Заключение. Показано, что одной из наиболее вероятных причин появления экспериментально зарегистрированных особенностей транзиограмм в виде деформаций следа может быть наличие в ионосфере одиночных неоднородностей электронной концентрации с достаточно большой степенью возмущенности плазмы относительно фоновой. Это позволяет сделать вывод, что можно использовать транзио-граммы для обнаружения и оценки некоторых параметров естественных или искусственно созданных неоднородностей в ионосфере над обширными районами, контролируемым методом транзионосферного зондирования.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев Г.В., Гончаров Л.П., Данилкин Н.П. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1981. Т. 21. С. 1117.
2. Баранов В.А., Карпенко А.Л., Мартин Р., Попов А.В. Эффекты искусственного воздействия магнитным радиоизлучением на ионосферу Земли. М.: ИЗМИРАН, 1983. С. 79.
3. Баранов В.А., Крашенинников И.В., Лянной Б.Е., Рудыка Л.В. // Модификация ионосферы мощным радиоизлучением. М.: ИЗМИРАН, 1986. С.55.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию 7.XII 1987

О ВОЗМОЖНОСТИ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МЕТОДА РЕГУЛЯРИЗАЦИИ В ЗАДАЧЕ ТРАНСИОНОСФЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Данилкин Н. П., Денисенко П. Ф., Ковалев В. А., Соцкий В. В.

Геомагнетизм и аэрономия, 1987, т. XXVII, №4, с. 550-552.

Методом регуляризации исследован вопрос о точности определения высотного хода электронной концентрации по данным радиопросвечивания ионосферы с борта ИСЗ. Задача решена в приближении изотропной плоскостной ионосферы.

1. Исследуем возможность определения $N(h)$ -профилей внутренней ионосферы ($h \leq h_m$, h_m – высота главного максимума ионизации) по данным транзионосферного зондирования, содержащим случайные экспериментальные погрешности, в приближении плоской изотропной ионосферы.

В работе [1] показано, что существует эквивалентность групповых путей P_{ov}' импульсов, зарегистрированных при наклонном транзионосферном зондировании, групповым путям P' при вертикальном распространении. Следовательно, достаточно рассмотрения задачи для вертикального случая. Предположим, что $N(h)$ -профиль внешней ионосферы ($h \geq h_m$) уже известен из данных внешнего зондирования с ИСЗ. Это позволяет учесть вклад внешней ионосферы в групповые пути P_i' транзионосферных сигналов, а значит, и определять вклад внутренней ионосферы в частотную

зависимость групповых путей импульсов $P'(f)$, распространяющихся между ИСЗ и подспутниковой точкой на поверхности Земли. Обозначим последний $\Delta P'(f)$. Тогда в приближении плоской изотропной ионосферы задача определения высотного хода электронной концентрации $N(h)$ ниже h_m сводится к задаче решения интегрального уравнения Фредгольма I рода

$$\Delta P'(f) = \int_0^{f_{Nm}^2} f(f^2 - f_N^2)^{-1/2} \varphi(f_N^2) df_N^2 \quad (1)$$

относительно функции $\varphi(f_N^2) = dh/df_N^2$ по известным значениям $\Delta P'(f)$. Задача решения уравнения (1) принадлежит к классу некорректных задач, решаемых специальными методами [2].

2. Наиболее простой путь решения уравнения (1) – замена его системой линейных алгебраических уравнений. Разобьем всю область интегрирования на n равных частей, в каждой из которых при $i \leq n-1$ будем предполагать линейное изменение электронной концентрации с высотой: $dh/dN = \text{const}$, а вблизи h_m при $i=n$ – параболическое распределение с максимумом на высоте h_m . Тогда уравнение (1) можно преобразовать к виду

$$\Delta P' = Ah, \quad (2)$$

где $\Delta P'$ – вектор-столбец из m компонентов, групповые пути трансionoсферных сигналов во внутренней ионосфере на m частотах; h – вектор-столбец из n компонентов, истинные высоты $N(h)$ -профиля, соответствующие значениям N_i на границах элементарных участков; A – матрица преобразования. Для используемой модели ионосферы элементы матрицы A определяются аналитически и могут быть вычислены практически точно.

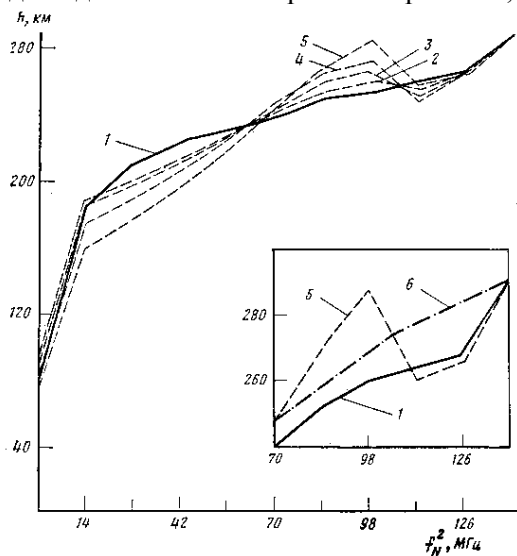
Переопределенная система (2) в общем случае может быть решена методом регуляризации [2]. Регуляризованное решение h_α системы (2) определяется из условия минимума сглаживающего функционала

$$\Phi_\alpha = \|Ah_\alpha - \Delta P'\|^2 + \alpha \|h_\alpha\|^2$$

и имеет вид

$$h_\alpha = (\alpha I + A^T A)^{-1} A^T \Delta P',$$

где индекс t означает транспонирование, I – единичная матрица, α – параметр регуляризации.



Результаты решения обратной задачи методом регуляризации. 1 – точное решение, 2 – регуляризованное решение при погрешности исходных данных $\sigma = 0,01$ км, 3 – при $\sigma = 0,05$ км, 4 – при $\sigma = 0,1$ км, 5 – при $\sigma = 1,0$ км. На врезке 6 – пример сглаживания неоднозначного по f_N^2 решения (линия 5)

При погрешностях исходных данных $\sigma \approx 10^{-8}$ км, что совпадает с погрешностью округления чисел в ЭВМ, точное решение (линия 1) восстанавливалось полностью. При постепенном увеличении σ , как видно из рисунка, происходит постепенное ухудшение соответствия получаемых приближенных решений исходному точному $N(h)$ -профилю.

Наиболее точное определение параметра α является необходимым условием успешного решения поставленной задачи. В данной работе использован выбор наиболее вероятного значения $\alpha = \alpha_{НВ}$ по условию [3]

$$\|h_{\alpha_{i+1}} - h_{\alpha_i}\| = \min,$$

где $\|h\| = \max |h_i|$, $\alpha_{i+1} = \alpha_i \delta$, $\delta = 10^{-0,1}$. Следует отметить, что приближенное решение $h_{\alpha_{НВ}}$ находится в сильной зависимости от дисперсии $D(\Delta P')$.

3. Для определения возможности получения $N(h)$ -профиля во внутренней ионосфере был проведен численный эксперимент. Вначале по известному $N(h)$ -профилю решалась прямая задача определения $\Delta P'$ с использованием выражений, входящих в (2) при $n=10$. Далее значения $\Delta P'_i$ $i=1, 2, \dots, 14$ «возмущались» с помощью генератора случайных чисел θ_i , распределенных по нормальному закону с заранее заданным среднеквадратичным отклонением σ :

$$\Delta \tilde{P}'_i = \Delta P'_i + \theta_i$$

и использовались при решении обратной задачи определения $h_{\alpha_{НВ}}$ из (2) методом регуляризации.

Результаты эксперимента приведены на рисунке.

Из представленных результатов следует, что для получения приемлемого $N(h)$ -профиля ($\|h_{\alpha_{HB}} - h_T\| \leq 12$ км), описываемого $n=10$ параметрами, необходимо иметь данные $\Delta P'$ с погрешностью не хуже $\sigma \sim 100$ м. Отметим, что разрешающая способность современной аппаратуры для измерения P' уже достигает 150 м [4]. Чтобы продвинуться в область более высоких значений $\sigma(\Delta P')$, нужно уменьшить число определяемых параметров. Дополнительные расчеты показывают, что при уменьшении n с 10 до 3 максимально применимая погрешность $\sigma(\Delta P')$ возрастает в 10 раз.

Из рисунка видно, что все приближенные решения близки к точному. В случае получения неоднозначного решения к последнему применяется оператор, сглаживающий участки неоднозначности монотонной зависимостью $h(N)$ (линия 6 на врезке). Отметим также, что ни при одном значении $\sigma \neq 0$ классические методы решения системы (2) не позволяют получить сколько-нибудь приемлемых результатов.

Таким образом, приведенные результаты показывают высокую эффективность метода регуляризации в обратной задаче трансionoсферного зондирования. Они же показывают, что для практического применения метода существующую точность определения исходных данных (± 7 км [5]) необходимо существенно увеличить. Внимание должно уделяться не только измерениям групповых путей P_{ov}' , но и регистрации ионограмм спутникового зондирования, так как с их помощью находится вклад внешней ионосферы в P_{ov}' . При этом особую роль играет точность определения критической частоты f_c области F.

4. Проиллюстрируем это утверждение, считая для простоты распределение $N(h)$ выше высоты главного максимума ионосферы параболическим. Для него вклад внешней ионосферы в групповые пути трансionoсферных сигналов выражается формулой

$$P'_t(f) = (h_s - h_0) + \frac{H}{2} \frac{f}{f} \ln \frac{f + f_c}{f - f_c} \quad (3)$$

где H – полутолщина параболы, h_s – высота спутника, h_0 – высота «начала» параболы ($h_s > h_0$). Линеаризуя соотношение (3) по параметру f_c в окрестности точного значения \bar{f}_c и пренебрегая в выражении для производной $\partial P'_t / \partial f_c$ логарифмическим слагаемым, получим среднеквадратичное отклонение

$$\delta(P'_t) \approx H(f / f_c) f (f^2 - \bar{f}_c^2)^{-1} \sigma(f_c)$$

где $\sigma(f_c)$ – среднеквадратичное отклонение f_c .

Отсюда при $f \rightarrow \bar{f}_c$ ошибки величины P'_t , а следовательно, и величины $\Delta P'$ в (2) неограниченно возрастают. При $f \rightarrow \bar{f}_c = \sigma(f_c)$ величина $\delta(P'_t) \approx H/2$, что составляет десятки километров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Данилкин Н.П., Денисенко П.Ф., Иванов И.И. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1983. Т. 23. С. 930.
2. Тихонов А.Н., Арсенин В.Я. Методы решения некорректных задач. М.: Наука, 1979. 288 с.
3. Верлань А. Ф., Сизиков В.С. Методы решения интегральных уравнений с программами для ЭВМ. Киев: Наук, думка, 1978. 292 с.
4. Hammer P.R., Bourne I.A. // J. Atmos. Terr. Phys. 1976. V. 38. P. 945.
5. Васильев Г.В., Гончаров Л.П., Данилкин Н.П. и др. // Геомагнетизм и аэрономия. 1981. Т. 21. С. 1117.

Институт прикладной геофизики Госкомгидромета
Ростовский государственный университет

Поступила в редакцию 25.X.1985
После доработки 16.II.1987

ОПРЕДЕЛЕНИЕ $N(h)$ -ПРОФИЛЕЙ ИОНОСФЕРЫ ПО ДАННЫМ ТРАНСИОНОСФЕРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

Н. П. Данилкин, В. В. Соцкий

Геомagnetизм и аэрoномия. 1976 Том XVI, №6, стр. 1002-1008

Рассмотрены вопросы определения $N(h)$ -профилей внутренней ионосферы из трансionoграмм – частотных зависимостей групповых запаздываний сигналов, излучаемых с борта ИСЗ на частотах выше МПЧ и прошедших ионосферу насквозь. Показана единственность решения этой задачи в классе монотонных $N(h)$ -профилей; предложены методы определения $N(h)$ -профилей для различных моделей ионосферы.

Эксперименты по зондированию внешней ($h \geq h_m F2$) ионосферы с борта ИСЗ, а также предложенный в [1] способ регистрации наземным приемным устройством частотной зависимости относительного действующего расстояния сигналов ($f > \text{МПЧ}$), прошедших ионосферу насквозь (трансionoграмма), позволяют поставить вопрос об использовании последней совместно с ионограммой внешнего зондирования в задаче определения $N(h)$ -профиля внутренней ионосферы ($h < h_m F2$).

Цель настоящей работы – математическая формулировка указанной задачи, изучение единственности соответствующего решения и построение конкретных способов решения задачи для различных моделей ионосферы (плоская изотропная, сферическая изотропная; сферическая неизо-тропная).

Предположим, что 1) изменением координат ИСЗ за время сеанса зондирования можно пренебречь; 2) $N(h)$ -профиль внешней ионосферы, включая $N_m F2$ и $h_m F2$, известен из данных внешнего зондирования; 3) групповые пути трансionoсферных сигналов $P'(f)$, $f > \text{МПЧ}$ точно определены из трансionoграммы. Требуется найти функцию электронной концентрации из интегрального уравнения:

$$P'(f) = \int_0^{\text{сп}} \mu' [f, f_H(s), \theta(s), \varphi_N(s)] \cos \alpha [f, f_H(s), \theta(s), \varphi_N(s)] ds, \quad (1)$$

з

в котором сп и з – координаты ИСЗ и приемной станции соответственно. Траектории трансionoсферных сигналов, вдоль которых ведется интегрирование в (1), неизвестны и зависят от искомой функции φ_N . Решение данной задачи невозможно без выбора ионосферной модели, более или менее адекватно описывающей действительную ионосферу.

1. Модель плоской изотропной ионосферы. Уравнение (1) имеет вид

$$P'(f) = f \int_0^{\text{сп}} \frac{dh}{\sqrt{f^2(1-c^2) - f_N^2(h)}}, \quad (2)$$

где $h_{\text{сп}}$ – высота ИСЗ над «плоской» Землей; $f_N(h)$ – плазменные частоты $N(h)$ -профиля; c – постоянная в законе преломления, значение которой определяется из выражения

$$c(f) = \frac{d}{P'(f)} \quad (3)$$

где d имеет смысл кратчайшего расстояния от спутника до вертикали, проходящей через станцию приема. Выражение (3) получено интегрированием тангенса угла преломления луча по высоте. Знание константы c и $N(h)$ -профиля внешней ионосферы позволяет вычислить групповые пути трансionoсферных сигналов во внешней и соответственно во внутренней (P') частях ионосферы.

Производя замену переменной интегрирования в (2), получаем интегральное уравнение Фредгольма I рода

$$\tilde{P}'(f) = f \int_0^{f_N^{\max} F2} \frac{1}{\sqrt{f^2(1-c^2) - f_N^2}} \psi(f_N) df_N \quad (4)$$

с функцией $\Psi(f_N) = dh / df_N$, подлежащей определению. В отличие от уравнений, использующихся при анализе данных ВЗ, уравнения вида (4) могут, вообще говоря, не иметь решения или иметь не единственное решение. Из физических соображений и постановки задачи (условие 3) ясно, что

решение для уравнения (1) существует в виде некоторого профиля электронной концентрации. Будем считать, что уравнение (4) также имеет решение, точно соответствующее $\tilde{P}'(f)$

Найдем класс функций $\Psi(f_N)$, в котором это решение единственно. Заметим, что интеграл в (4) конечен для любых $f > \text{МПЧ}$, если выполняется неравенство

$$\int_0^{f_{N \max} F^2} |\Psi(f_N)|^2 df_N < \infty \quad (5)$$

Пусть уравнение (4) имеет два решения: $\Psi_1(f_N)$ и $\Psi_2(f_N)$, $0 \leq f_N \leq f_{N \max} F^2$.

Тогда, очевидно, функция $\tilde{\Psi}(f_N) = \Psi_1(f_N) - \Psi_2(f_N)$ удовлетворяет уравнению

$$\int_0^{f_{N \max} F^2} \frac{1}{\sqrt{f^2(1-c^2) - f_N^2}} \tilde{\Psi}(f_N) df_N = 0,$$

которое после разложения в ряд ядра преобразуется к виду¹³

$$\sum_{k=0}^{\infty} \frac{B_k}{f^{2k}(1-c^2)^k} \int_0^{f_{N \max} F^2} \tilde{\Psi}(f_N) f_N^{2k} df_N = 0, \quad (6)$$

где B_k — коэффициенты разложения. В (6) слева стоит аналитическая по $z = 1/[f^2(1-c^2)]$ функция, поэтому все коэффициенты степенного по z ряда (6) равны нулю, т. е.

$$\int_0^{f_{N \max} F^2} \tilde{\Psi}(f_N) f_N^{2k} df_N = 0, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (7)$$

Запишем (7) в виде

$$\int_0^{f_{N \max} F^2} \tilde{\Psi}(f_N) [P_n(f_N^2) - \xi(f_N)] df_N + \int_0^{f_{N \max} F^2} \tilde{\Psi}(f_N) \xi(f_N) df_N = 0, \quad (8)$$

где $\xi(f_N)$ — произвольная непрерывная функция, $P_n(f_N^2)$ — полином степени n (n — целое) такой, что $f_{N \max} |P_n(f_N^2) - \xi(f_N)| < \varepsilon$, $\varepsilon > 0$ — любое наперед заданное число.

Сделав соответствующие оценки для первого слагаемого в (8), получаем

$$\varepsilon L + \int_0^{f_{N \max} F^2} \tilde{\Psi}(f_N) \xi(f_N) df_N > 0,$$

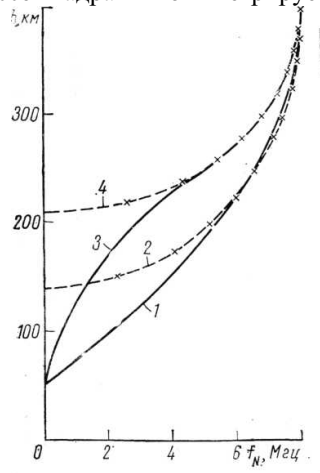
где $L = \text{const} > 0$. В пределе $\varepsilon \rightarrow 0$ имеем

$$\int_0^{f_{N \max} F^2} \tilde{\Psi}(f_N) \xi(f_N) df_N \geq 0.$$

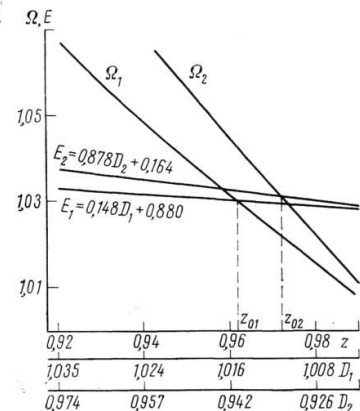
Так как $\xi(f_N)$ — произвольная непрерывная функция, то последний интеграл равен нулю, что возможно, если $\tilde{\Psi}(f_N) \equiv 0$, $0 \leq f_N \leq f_{N \max} F^2$. Так как условие (5) является необходимым, то полученный результат означает единственность решения уравнения (4) в классе квадратично интегрируемых функций Ψ .

Заметим, что при немонотонном ходе $N(h)$ -профиля функция Ψ неоднозначна, и интеграл (4) не имеет смысла. В этом случае можно рассматривать $N(h)$ -профиль с $dh/df_N > 0$, в котором немонотонные участки заменены на монотонные эквиваленты.

Для некоторых модельных слоев электронной концентрации уравнение (4) можно проинтегрировать и в явном виде получить аналитическое выражение параметра, определяющего слой. Пусть h_0 и h_1 — нижняя и верхняя границы модельного слоя, f_{N0} и f_{N1} — плазменные частоты на этих границах соответственно, $\Delta h = h_1 - h_0$ — толщина слоя, $\Delta P'$ — групповой путь сиг-



Фиг. 1



Фиг. 2

¹³ Значение константы c в силу (3) для функций Ψ_1 , Ψ_2 , $\tilde{\Psi}$ одинаково.

нала в слое, $f_{N0} < f_{N1}$, $b=(1-c^2)^{1/2}$. В таблице для основных форм модельных слоев даны результаты интегрирования (4), которые можно применить для аппроксимации всей внутренней ионосферы каким-либо одним или несколькими модельными слоями. В обоих случаях для нахождения толщин элементарных слоев можно использовать метод наименьших квадратов. Следует, однако, учесть, что во втором случае решение системы нормальных уравнений в указанном методе затруднено близостью к нулю детерминанта системы.

Форма слоя	$\Delta P'$
$f_N^2 = f_{N0}^2 + a(h - h_0)$	$\Delta h \frac{2f}{f_{N1}^2 - f_{N0}^2} (\sqrt{f^2 b^2 - f_{N0}^2} - \sqrt{f^2 b^2 - f_{N1}^2})$
$f_N^2 = f_{N0}^2 + a(h - h_0)^2$	$\Delta h \frac{f}{\sqrt{f^2 N1 - f_{N0}^2}} \arcsin \frac{\sqrt{f^2 N1 - f_{N0}^2}}{\sqrt{f^2 b^2 - f_{N0}^2}}$
$f_N = f_{N0} + a(h - h_0)$	$\Delta h \frac{f}{f_{N1} - f_{N0}} \left(\arcsin \frac{f_{N1}}{fb} - \arcsin \frac{f_{N0}}{fb} \right)$
$f_N^2 = f_{N1}^2 \left[1 - \left(\frac{h_1 - h}{a} \right)^2 \right]$	$\Delta h \frac{f}{\sqrt{f_{N1}^2 - f_{N0}^2}} \ln \frac{\sqrt{f_{N1}^2 - f_{N0}^2} + \sqrt{f^2 b^2 - f_{N0}^2}}{\sqrt{f^2 b^2 - f_{N1}^2}}$
$f_N^2 = f_{N1}^2 \exp\left(\frac{h_1 - h}{a}\right)$	$\Delta h \frac{1}{b \ln \frac{f_{N1}}{f_{N0}}} \ln \frac{f_{N0} f_{N1}}{(\sqrt{f^2 b^2 - f_{N1}^2} + fb)(\sqrt{f^2 b^2 - f_{N0}^2} - fb)}$
$f_N(h) \equiv 0,$ $h_0 \leq h \leq h_1$	$\Delta h/b$

Результаты восстановления из соответствующей трансionoграммы параболического слоя плазменной частоты (кривая 1) неадекватной моделью – параболическим слоем электронной концентрации (кривая 2) представлены на фиг. 1. Трансионoграмма рассчитывалась по программе [2] без учета магнитного поля при вертикальном ($c=0$) распространении сигналов и высоте спутника – 1000 км¹⁴. Восстановленный с помощью табличных выражений $N(h)$ -профиль дает невязки групповых путей $P'_{исх} - P'_{выч}$ на частотах 35; 12.5; 12; 11; 10; 9; 8; 2 Мгц, равные -2,5; -0,1; 0,1; 0,7; 1,4; 2; -1,5 км соответственно. Следовательно, несмотря на значительное различие исходного и восстановленного $N(h)$ - профилей на высотах $h < 190$ км. в пределах экспериментальных ошибок групповых путей, которые не менее 5 км [1], данные $N(h)$ -профили совпадают в том смысле, что совпадают соответствующие им трансionoграммы. Полученный результат ясен и пз общих соображений: низкие значения электронной концентрации с $f_N^2 \ll f^2$ дают незначительный вклад в групповые пути трансionoсферных сигналов и поэтому не могут быть оттуда надежно определены. Таким образом, основная информация об $N(h)$ -профилях внутренней ионосферы, заключенная в трансionoграмме, относится к некоторой области, примыкающей к максимуму слоя F2 и в зависимости от адекватности модели используемой для восстановления, истинному $N(h)$ -профилю, возможно варьирование границ этой области.

2. Модель сферической изотропной ионосферы. Уравнение (1) при этом имеет вид:

$$P'(f) = f \int_{\alpha_0}^{r_{cn}} \frac{r dr}{\sqrt{f^2(r^2 - c^2) - r^2 f_N^2(r)}}, \quad (9)$$

где r_{cn} – удаление ИСЗ от центра Земли; α_0 – радиус Земли; c – константа в законе преломления (правило Богера), имеет размерность длины. Между величинами, входящими в (9), не существует простых соотношений вида (3), а само уравнение (9) может быть проинтегрировано в элементарных

¹⁴ Во всех упомянутых в работе расчетах использовался один и тот же монотонный $N(h)$ -профиль внешней ионосферы, вид которого для нас несуществен.

функциях лишь тогда, когда $f_N^2(r)^2$ есть квадратичный по $1/r$ полином [3]. Такого рода слоями среди достаточно хорошо аппроксимирующих ионосферу являются квазилинейный слой

$$f_N^2(r) = f_{N1}^2 \frac{r^2 - r_0^2}{r_1^2 - r_0^2}, \quad r_0 \leq r \leq r_1 \quad (10)$$

и квазипараболический слой

$$f_N^2(r) = f_{N1}^2 \left[1 - \frac{(r - r_1)^2}{y_m^2} \left(\frac{r_0}{r} \right)^2 \right], \quad r_0 \leq r \leq r_1. \quad (11)$$

Индексы 0 и 1 означают начало и максимум слоя; y_m – толщина слоя. Групповые пути трансферных сигналов соответственно определяются:

для квазилинейного слоя

$$\Delta P'(f) = \frac{f}{2\sqrt{p}} \sum_{i=0}^1 (-1)^{i+1} \arcsin \frac{2pr_i^2 - q}{\sqrt{q^2 - 4pv}}, \quad (12)$$

где

$$p = \frac{f_{N1}^2}{r_1^2 - r_0^2}, \quad q = f^2 + \frac{r_0^2 f_{N1}^2}{r_1^2 - r_0^2}, \quad v = f^2 c^2;$$

для квазипараболического слоя

$$\Delta P'(f) = \frac{1}{u} \sum_{i=0}^1 (-1)^{i+1} \left[w_i + \frac{g}{2\sqrt{u}} \ln(2ur_i - g + 2\sqrt{uw_i}) \right], \quad (13)$$

где

$$w_i = \sqrt{t - gr_i + ur_i^2}, \quad t = \frac{f_{N1}^2}{f^2} \frac{r_0^2 r_1^2}{y_m^2} - c^2,$$

$$g = 2 \frac{f_{N1}^2}{f^2} \frac{r_0^2 r_1^2}{y_m^2}, \quad u = 1 - \frac{f_{N1}^2}{f^2} \left(1 - \frac{r_0^2}{y_m^2} \right)$$

Из уравнения (9) также могут быть рассчитаны групповые пути сигналов в нейтральной атмосфере при $f_{N1} \equiv 0$

$$\Delta P'(f) = r_0 \cos i_0 - \sqrt{a_0^2 - r_0^2 \sin^2 i_0}(f), \quad (14)$$

где $r_0 = a_0 + h_0$, h_0 – высота основания ионосферы; i_0 – угол выхода луча из сферической ионосферы (между нормалью к слою и лучом).

При аппроксимации внутренней ионосферы несколькими модельными слоями (10), (11) задача определения параметров этих слоев сводится к довольно сложному процессу решения нелинейной системы уравнений вида (12)-(14). Рассмотрим случай представления внутренней ионосферы одним квазипараболическим слоем (11), параметры которого необходимо определить. Введем обозначения

$$x = f_{N1}^2 f / f^2, \quad y = 1 - x, \quad z = r_0 / r_1 \quad (15)$$

преобразуем (13) к виду

$$F = \frac{\Delta P'}{r_1} = \frac{B - z \cos i_0}{A} + \frac{A - y}{A\sqrt{A}} \ln \frac{y + \sqrt{AB}}{Az - A + y + \sqrt{Az \cos i_0}}, \quad (16)$$

где

$$A = y + x \frac{z^2}{(1-z)^2}, \quad B = \sqrt{y - z^2 \sin^2 i_0},$$

и соответственно (14) — к виду

$$F_0 = \frac{\Delta P'}{r_1} = z \cos i_0 - \sqrt{\frac{a_0^2}{r_1^2} - z^2 \sin^2 i_0}. \quad (17)$$

Если \tilde{P} - групповой путь луча ниже максимума слоя F2, то, очевидно,

$$\tilde{P} = \Delta P' + \Delta P_0' = (F + F_0) r_1,$$

откуда

$$D^2 + z^2 \sin^2 i_0 = \frac{a_0^2 - P'^2}{r_1^2} + 2 \frac{\tilde{P}'}{r_1} D, \quad (18)$$

где $D = F + z \cos i_0$. Очевидно, что левая часть уравнения (18), которую обозначим через Ω , зависит лишь от безразмерных параметров x , z и угла выхода луча из ионосферы i_0 . Зависимость $\Omega(z)$ с параметрами x и i_0 может быть один раз точно рассчитана и построена в виде графиков при различных значениях x и i_0 . При тех же значениях может быть вычислена зависимость $D(z)$, значения которой откладываются на отрезке, параллельном оси абсцисс графика $\Omega(z)$. После определения экспериментальных параметров

$$\beta = \frac{a_0^2 - \tilde{P}'^2}{r_1^2}, \quad \gamma = 2 \frac{\tilde{P}'}{r_1}$$

в масштабе графика $\Omega(z)$ строится кривая $E(D) = \beta + \gamma D$. Очевидно, что z_0 – абсцисса точки пересечения кривых $\Omega(z)$ и $E(z)$ – позволяет найти r_0 и затем построить весь квазипараболический $N(h)$ -профиль во внутренней ионосфере.

Использование данного метода и группового пути сигнала на частоте 10 МГц, полученного из той же трансionoграммы, что и в модели плоской изотропной ионосферы, позволило определить параметры квазипараболического слоя, совпадающего с кривой 2 на фиг. 1. Соответствующее графическое решение уравнения (18) при $x=0,64$, $r_0=0^\circ$ приведено на фиг. 2 и обозначено индексом 1.

При определении параметров квазипараболического слоя из трансionoграммы, рассчитанной для $N(h)$ -профиля произвольной формы (фиг. 1, кривая 3) при наклонном распространении трансionoсферных сигналов (ИСЗ удален от поверхности Земли на 1000 км и виден со станции приема под углом $\varphi=60^\circ$ над горизонтом), также использовался групповой путь сигнала на частоте 10 МГц ($x=0,64$). Угол i_0 рассчитывался приближенно по формуле (3) и равен $24,5^\circ$. Для вычисления вклада внешней ионосферы в групповой путь сигнала концентрические слои в ней вдоль линии, соединяющей ИСЗ и станцию приема, были заменены на плоские по формуле

$$h = \sin \varphi (\sqrt{r^2 - a_0^2 \cos^2 \varphi} - a_0 \sin \varphi),$$

где h — высота слоя над станцией приема; $r = a_0 + h$; и далее в расчетах применялись выражения из таблицы. На фиг. 2 индексом 2 обозначено соответствующее графическое решение уравнения (18); $z_0=0,972$, что соответствует $h_0=210$ км. Полученный квазипараболический Nh -профиль (фиг. 1, кривая 4) также хорошо совпадает с исходным (кривая 3) в области, примыкающей к максимуму слоя F2.

Определение $N(h)$ -профиля во внутренней ионосфере может быть основано и на других методах, например, минимизации градиентным методом [4] функционала невязок групповых путей трансionoсферных сигналов:

$$\Phi = \sum_i (P_i' - P_{i,c}')^2,$$

где P_i' найдены из трансionoграммы; $P_{i,c}'$ вычислены по какому-либо полному $N(h)$ -профилю ионосферы [2]. Направление спуска функции Φ в минимум определяется по вариациям $N(h)$ -профиля внутренней ионосферы на заданных фиксированных высотах. Расчеты, проведенные этим методом на моделях сферической изотропной и неизотропной (дипольное представление геомагнитного поля) ионосфер, потребовали значительных затрат машинного времени и в конце концов дали результаты, аналогичные приведенным на фиг. 1.

В заключение отметим, что при наклонном трассировании ионосферы групповые пути трансionoсферных сигналов содержат информацию о функции электронной концентрации из (1), определенной вдоль траектории сигнала. Модель сферической ионосферы в этрм случае позволяет интерпретировать определяемые в задаче $N(h)$ -профили как вертикальные разрезы ионизации. Однако ясно, что при больших наклонах трансionoсферных траекторий задача определения $N(h)$ -профилей как вертикальных разрезов ионизации теряет смысл, так как в этом случае ионограмма внешнего

зондирования дает информацию о внешней ионосфере, удаленной от станции приема на несколько тысяч километров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н.П. Данилкин. Геомагн. и аэрономия, 1974, 14, 369.
2. Н.П. Данилкин, П.Ф. Денисенко, В.В. Соцкий. Сб. «Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца», вып. 33. «Наука», Иркутск, 1975, 102.
3. А. Н. De Voogt. Proc. IRE, 1953, 41, 1183.
4. Н.С. Бахвалов. Численные методы, т. 1. «Наука», 1973, 369.

Ростовский-на-Дону государственный университет

Статья поступила 11 ноября 1975 г.

ДВОЙНЫЕ ТРАНСИОНОГРАММЫ

Данилкин Н.П., Иванов И.И., Ковалев С.В., Кушнеревский Ю.В.

Геомагнетизм и аэрономия, 1986, т. XXVI, №6, с. 1011-1013.

На трансionoграммах, полученных на ИСЗ «Интеркосмос-19» (ИК-19), в записях сигналов трансionoсферного зондирования обнаружены [1] дополнительные импульсы. Анализ этих сигналов показал, что в некоторые моменты времени в ионосфере на трассе между ИСЗ и наземной станцией существуют два отдельных тракта распространения радиоволн на частотах выше критической частоты области F.

На высокочувствительном регистраторе были проанализированы 40 сеансов наблюдений прямого трансionoсферного зондирования, проведенных в 1979 – 1981 гг. Сигналы принимались в Москве и Ростове, когда ИСЗ находился в зоне радиовидимости, и записывались в аналоговой форме на магнитный носитель. Аппаратурная обработка заключалась в частотной фильтрации, усилении и двойном дифференцировании сигнала. Поскольку бортовой ионозонд излучал на каждой частоте один зондирующий импульс, то накопление сигналов исключалось. Для четырех сеансов на витках ИСЗ 1367, 1381, 2136 и 2428 (июнь-август 1979 г) были зарегистрированы частотные зависимости упомянутых выше дополнительных сигналов. Ионoграммы трансionoсферного зондирования со следами частотных зависимостей как основного, так и дополнительного сигналов получили название «двойные трансionoграммы».

На фиг. 1 сплошными линиями показаны участки трех траекторий ИСЗ и отмечены интервалы времени, когда были приняты дополнительные трансionoсферные сигналы. Двойные трансionoграммы наблюдались устойчиво на серии кадров для каждого витка в течение 2–4 мин. Отметим, что уровень радиопомех в этих сеансах связи был ниже обычного, что существенно при малом энергетическом потенциале канала связи [2]. Однако при столь же благоприятных условиях приема в других сеансах связи двойные трансionoграммы не зафиксированы. Угол возвышения спутника при приеме двойных сигналов превышал 30° , а широта и долгота изменялись в пределах $48\div 63^\circ$ N, $30\div 50^\circ$ E.

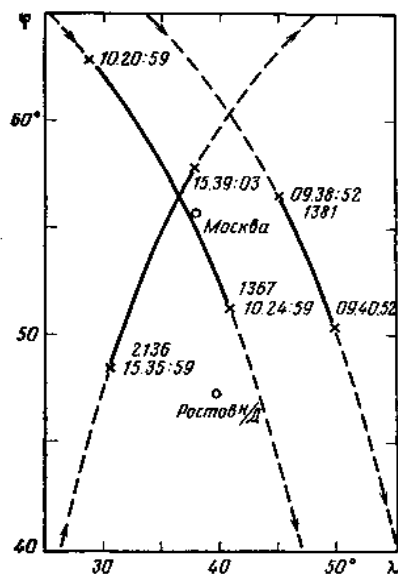
В пунктах приема трансionoсферных сигналов проводилось вертикальное зондирование ионосферы. Ионoграммы в Москве и Ростове для сеанса связи на витке 1381 (3.VI 1979 г.), снятые в тот же день в 09.29 и 09.30 соответственно, представлены на фиг. 2 и обозначены буквами М и Р. Здесь же приведена ионoграмма внешнего зондирования со следами отражений от поверхности Земли и с четко зарегистрированной двойной трансionoграммой, полученная 3.VI 1979 г. в 09.39, когда ИСЗ находился на высоте 974 км с координатами: $52,62^\circ$ N, $45,68^\circ$ E при угле возвышения 57° .

Анализ всех обнаруженных двойных трансionoграмм позволил установить следующие характерные особенности:

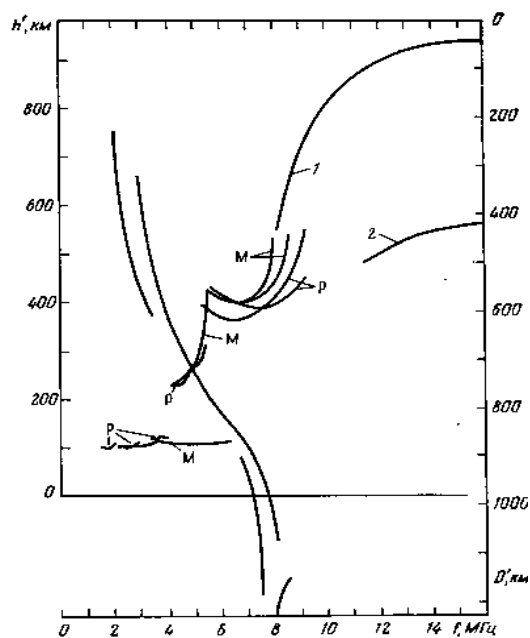
1) отношение амплитуд сигналов основного и дополнительного следов, как правило, превышает 20 дБ и увеличивается с уменьшением частоты, поэтому определение частот отсечки дополнительного следа затруднено;

2) разность групповых путей основного и дополнительного следов изменяется незначительно и всегда находится в диапазоне 300–400 км;

3) верхняя частотная граница дополнительного следа всегда равна наивысшей частоте, излучаемой ионозондом (15,95 МГц).



Фиг. 1. Траектории ИК-19 на витках 1367 (3.VI), 1381 (3.VI) и 2136 (25.VII 1979 г.)



Фиг. 2. Ионограммы, полученные 3.VI 1979 г. в Москве (М), Ростове-на-Дону (Р), на ИК-19(виток 1381) и транзиограммы (1, 2). По осям ординат слева – кажущаяся дальность отражений h' , справа – запаздывание D' для транзиограммы

Природа возникновения дополнительного тракта распространения радиоволн, показанного выше, остается неясной. Можно только отметить, что анализ ионосферной обстановки в период возникновения двойных транзиограмм не позволяет предположить наличие отражения N-типа от спорадического слоя E или от регулярного слоя F1. Действительно, при углах возвышения ИСЗ больше 70° (виток 1367) для осуществления отражения этого типа необходимо наличие величин f_0F_s (предельная частота спорадического слоя E), или, лучше, f_bE_s (частота экранировки того же слоя), больших, чем 14 МГц. Величины частот f_bE_s должны превышать 13 МГц.

Появление двойных транзиограмм с указанными выше свойствами свидетельствует либо о наличии некоторой области в ионосфере, в зоне радиовидимости спутника, с резкими градиентами электронной концентрации, либо о существовании второго условия канализации энергии для распространения радиочастот в диапазоне выше критической частоты области F. Предварительные расчеты показывают, что для выполнения первого условия необходимы значительные градиенты электронной концентрации, существование которых в обычных условиях сомнительно.

Авторы благодарят за полезную дискуссию В. В. Мигулина, Ю. К. Калинина, В. И. Погорелова и М. Д. Флигеля.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев Г.В., Гончаров Л.П., Данилкин Н.П. и др. Геомагнетизм и аэрономия, 1981, т. 21, с. 1117.
2. Данилкин Н.П., Иванов И.И. В кн.: Аппаратура для исследования внешней ионосферы. М.: Наука, 1980, с. 280.

Ростовский государственный университет Институт физики
Институт прикладной геофизики Госкомгидромета
Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн АН СССР

Поступила в редакцию 10.11.1986

ПРИРОДА ВОЗНИКНОВЕНИЯ ДВОЙНЫХ ТРАНСИОНОГРАММ

Н. П. Данилкин, И. И. Иванов, Е. Б. Ипатов, В. И. Чивилев

Геомагнетизм и аэрономия, 1996, т. 36, №2, с. 96-103.

Предложен и проанализирован механизм, объясняющий появление второго следа на двойной трансionoграмме. В основе механизма – предположение о существовании в области F ионосферы долины с резким вертикальным градиентом электронной концентрации. Для подтверждения этого механизма подобрана аналитическая модель профиля электронной концентрации ионосферы, соответствующая экспериментальным ионограммам вертикального и внешнего зондирования. Численным расчетом, используя эту модель, получена двойная трансionoграмма, согласующаяся с экспериментальной.

Введение

Анализ серии двойных трансionoграмм, впервые полученных во время четырех сеансов связи с ИСЗ «Интеркосмос-19» [1], позволил установить их общие признаки.

1. Дополнительный след на трансionoграммах наблюдался устойчиво на серии кадров для витков спутника 1367, 1381, 2136 и 2438 в течение 2–4 мин для каждого сеанса.

2. При аналогичных условиях приема в других сеансах связи дополнительный след на трансionoграммах не был зарегистрирован.

3. Разность групповых путей дополнительного и основного следов для одних и тех же частот изменялась в пределах одной трансionoграммы незначительно (несколько процентов) и лежала всегда в пределах 300–400 км.

4. Верхняя частотная граница дополнительного следа всегда равна наивысшей частоте, излучаемой ионозондом (15,95 МГц).

5. Отношение амплитуд основного и дополнительного следов, как правило, превышало 20 дБ и увеличивалось с уменьшением частоты.

6. Угол возвышения спутника при приеме двойных сигналов превышал 30°.

В работе [1] отмечены неясность природы возникновения двойных трансionoграмм на настоящий момент и сомнительность предположения, что причиной возникновения второго следа является отражение N-типа от ионосферных слоев E, Es или F1.

Действительно, эксперимент был поставлен при участии станций вертикального зондирования (ВЗ) в Москве и Ростове-на-Дону. Из ионограмм ВЗ, снятых одновременно с трансionoграммой при угле возвышения спутника 57°, следует, что предельная частота слоя Es в Москве была 6 МГц, а в Ростове-на-Дону – 4 МГц [1]. Частоты экранировки в обоих случаях были ~4 МГц. Для отражения от слоя Es на частотах 15–16 МГц при этом угле возвышения необходимо, чтобы соответствующие частоты слоя Es были бы 12–13 МГц. С учетом результатов ВЗ существование между спутником и наземным приемником участков слоя Es с такими частотами экранировки (или хотя бы предельными) сомнительно. Предположение о появлении второго следа на трансionoграммах в результате отражения N-типа от слоев E или F1 тоже под сомнением, так как плазменные частоты этих слоев достаточно далеки от диапазона частот сигналов на трансionoграммах.

В данной работе предлагается механизм возникновения двойных трансionoграмм. Этот механизм исследуется численными методами на основе полученных в эксперименте ионограмм ВЗ, трансionoграмм, ионограмм внешнего зондирования (ВнЗ) и современных методов расчета траекторий радиоволн.

Механизм и причины возникновения второго следа

Попытка построить траектории радиоволн при помощи численного моделирования с учетом величины и относительного постоянства разности групповых путей дополнительного и основного следов ставит нас перед выбором из двух возможностей:

1. Полагать, что дополнительный след на трансionoграммах появляется из-за двух скачков при отражении на высоте 90–120 км от слоя Es. При отражении от слоя Es односкачкового сигнала разность групповых путей сигналов дополнительного и основного следов получается вдвое меньше, чем на двойных трансionoграммах в эксперименте, что подтвердилось результатами численных расчетов. В этот механизм возникновения второго следа трудно поверить, так как энергетика такого канала распространения радиоволн должна быть существенно хуже, чем при одном скачке из-за

больших потерь энергии в результате как частичного отражения от слоя Es. (дважды), так и многократного (5 раз) прохождения слоя D ионосферы.

2. Предположить, что появление второго следа на трансionoграмме обязано отражению на некоторой высоте при одном скачке.

На рис. 1 схематично показан предполагаемый механизм возникновения двойных трансionoграмм, базирующийся на второй возможности. Основной след на трансionoграммах появляется в результате прохождения радиоволны от спутника S к наземному приемнику M по траектории 1, дополнительный след – по траектории 2, возникающей из-за отражения от некоторого образования АВ в ионосфере. Двойные трансionoграммы в эксперименте наблюдались устойчиво в течение 2–4 мин. За это время спутник пролетает одну-две тысячи километров. Из рис. 1 видно, что образование АВ может иметь протяженность в сотни или даже десятки километров, т.е. быть достаточно малым.

Возникает вопрос: какова природа образования АВ, частично отражающего и частично пропускающего радиоволну на частоте зондирования, превышающей критическую частоту f_0F2 слоя F2?

При больших углах возвышения спутника отражение от ионосферы трансionoсферного сигнала на частоте выше f_0F2 возможно от областей ионосферы с большим вертикальным градиентом электронной концентрации. Если модуль производной de/dh для диэлектрической проницаемости плазмы ϵ по высоте h сравним или больше ϵ/λ , где λ – длина волны в плазме, то наблюдается [2] частичное отражение электромагнитной волны от области с таким резким вертикальным градиентом ϵ . Это означает, что для частоты 10 МГц, например, показатель преломления плазмы должен значительно и резко (почти скачком) измениться в вертикальном направлении на расстоянии порядка длины волны, т.е. 30 м.

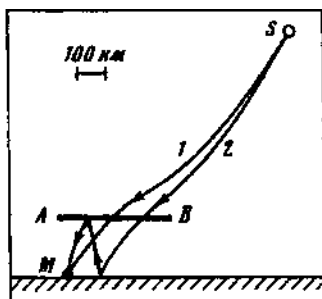


Рис. 1. Траектории радиоволн от спутника S к приемнику M, приводящие к возникновению двойных трансionoграмм

Ранее, в ракетных экспериментах [3] на высотах 100–200 км наблюдались резкие нерегулярности профиля электронной концентрации N, когда величина N изменялась в 3–10 раз при перепаде высоты в несколько км и меньше. О резких нерегулярностях ионосферного профиля сообщается также в работах [4, 5]. На ионограммах ВЗ эти нерегулярности, которые можно назвать спорадическими образованиями, регистрируются не так часто. Связано это, по-видимому, с малостью коэффициента отражения для большинства видов спорадических образований. При определенных благоприятных условиях, которые могут сложиться в ионосфере, не исключена регистрация сигналов, отраженных от областей с резким вертикальным градиентом электронной концентрации при различных видах зондирования ионосферы. Примером может служить наблюдение зеркального слоя Es на ионограммах ВЗ. Вероятно, зеркальный слой Es есть область резкого скачка электронной концентрации в нижней части слоя E. Не исключено, что приведенная экспериментальная двойная трансionoграмма является тоже примером регистрации отражения от области с резким градиентом N. Такую тонкую и полупрозрачную область с резким вертикальным градиентом N в дальнейшем, для краткости, будем называть зеркалом.

В самом общем виде некоторым образованием АВ (рис. 1), приводящим к появлению зеркала в ионосфере, может быть область, протяженная на сотни или десятки километров в горизонтальном направлении, с повышенной или пониженной электронной концентрацией N и достаточно резкой границей в виде тонкого слоя с большим градиентом N. Такое образование может проявляться в форме долины, резкой нижней границы слоя F1, спорадического слоя Es с повышенной концентрацией электронов, и др. Причины появления этих образований – ветер в ионосфере, движение и вторжение крупномасштабных неоднородностей и другие процессы естественного и искусственного происхождения, возмущающие ионосферу.

Численное моделирование

Ниже исследуется и численно моделируется возможность появления второго следа на трансionoграмме в результате отражения от ионосферы для конкретной и имевшей место, согласно [1], ситуации. На рис. 2 приведены экспериментальные трансionoграмма и ионограмма ВЗ (обыкновенный луч в обоих случаях) для Москвы – пункта приема трансionoсферных сигналов. Трансionoграмма снята 3 июня 1979 г. в 09.39: МДВ, когда спутник находился на высоте 974 км с координатами 55,62° N, 45,68° E при угле возвышения 57°. Ионограмма ВЗ снята 3 июня 1979 г. в

09.29: МДВ. По осям ординат отложены кажущаяся высота отражения h' для ионограммы ВЗ и групповое запаздывание D' для трансииограммы (D' – разность групповых путей на частоте зондирования и частоте 136 МГц).

Для проверки предложенного механизма возникновения двойных трансииограмм, необходимо подобрать такую модель профиля электронной концентрации, которая обеспечивала бы наличие зеркала на некоторой высоте, давала бы расчетную ионограмму ВЗ, близкую к приведенной экспериментальной для Москвы, и не противоречила бы ионограмме ВнЗ [1]. Затем следовало рассчитать двойную трансииограмму для положений спутника и приемника, указанных в эксперименте, для простейшего случая сферически слоистой ионосферы с подобраным модельным профилем N без учета магнитного поля.

Предварительный анализ разности групповых путей дополнительного и основного следов на экспериментальной трансииограмме показал, что возможным местоположением зеркала является высота 180–220 км, что может соответствовать долине между слоями F1 и F2. В пользу долины, а не спорадического слоя с повышенной концентрацией электронов говорит экспериментальная ионограмма ВЗ (рис. 2), на которой не видно следов спорадического слоя для такой высоты. Долина – это область, профиль которой неоднозначно интерпретируется с помощью ионограмм ВЗ. Поэтому профиль был скорректирован так, чтобы получить долину с резким вертикальным градиентом N .

В расчетах использовалась следующая модель зависимости плазменной частоты f_0 от высоты h :

$$f_0^2 = B + \sum_{i=1}^4 f_i^2 \exp\{a_i[1 - p_i - \exp(-p_i)]\} \quad (1)$$

Здесь индексы $i=1, 2, 3, 4$ соответствуют ионосферным слоям D, E, F1, F2; f_i – измеряемые в МГц величины, близкие к критическим частотам слоев; $p_i = (h - h_i) / A_i$, h_i – измеряемые в километрах величины, близкие к высотам максимумов N у слоев; A_i – полутолщины слоев в километрах; $a_4 = 1$ при $h < h_4$, в остальных случаях $a_i = 0,5$. Слагаемое

$B = -f_5^2 \exp[1 - p_5 - \exp(-p_5)] - f_6^2 \exp[1 - p_6 - \exp(-p_6)]$ необходимо для создания узкой долины.

Были подобраны следующие значения параметров модели (1), привязанные к наименьшей частоте обыкновенной волны (частоте отсечки) на ионограмме ВнЗ ил [1]:

$$\begin{aligned} f_1 &= 0,35; f_2 = 3,65; f_3 = 5,25; f_4 = 7,7 \\ h_1 &= 95; h_2 = 105; h_3 = 205; h_4 = 364 \\ A_1 &= 10; A_2 = 8; A_3 = 34; A_4 = 30 + 0,2h_4 \text{ при } h > h_4 \\ f_5^2 &= 23; p_5 = (h - 217)/1; f_6^2 = 5; p_6 = (h - 217)/6 \end{aligned} \quad (2)$$

На рис. 3 сплошной кривой показан профиль плазменной частоты, рассчитанный по модели (1), а рассчитанная по этому профилю ионограмма ВЗ изображена сплошной линией 3 на рис. 2. Видно, что расчетная ионограмма близка к экспериментальной.

Полагая, что смоделированный профиль близок к профилю ионосферы, через которую распространялись трансиионосферные сигналы в эксперименте, была рассчитана с помощью лучевых траекторий [6] трансииограмма (рис. 2). Сплошная линия 1 – основной след, полученный расчетом при прохождении сигнала на трассе спутник – ионосфера – Москва. Сплошная линия 2 – дополнительный след, рассчитанный для трассы спутник – отражение от Земли – отражение от ионосферы на высоте 210 км – Москва. На высоте 210 км находится нижняя граница долины профиля на рис. 3, которая принята за искомое зеркало. Ясно, что волна может отражаться и от верхней границы долины. Из общих соображений корректирующее слагаемое B выбрано таким, чтобы на нижней границе получался скачок N большой, чем на верхней. Пока трудно привести убедительные аргументы в пользу такого выбора. На данном этапе рассмотрения вопроса о природе появления второго следа

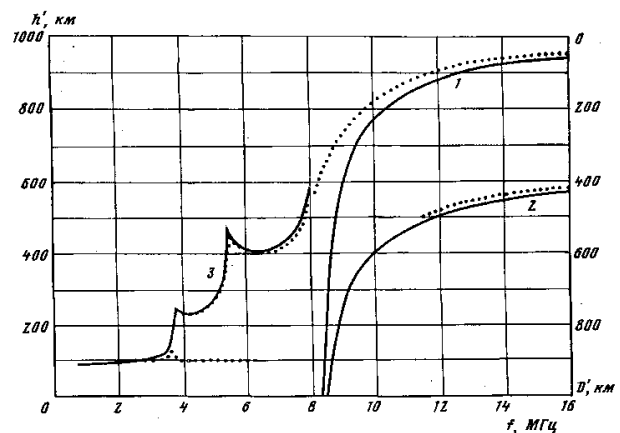


Рис. 2. 1 и 2 – основной и дополнительный следы трансииограммы; 3 – ионограмма ВЗ. Пунктирные линии – эксперимент, сплошные – численное моделирование

этого и не требуется, так как долина выбрана узкой. Кроме того, при подборе V не преследовалась цель достичь на нижней границе требуемого для отражения резкого скачка электронной концентрации N , так как это усложнило бы расчеты траекторий проходящего и отраженного сигналов лучевыми методами, практически не изменив траекторий лучей и групповых запаздываний сигналов.

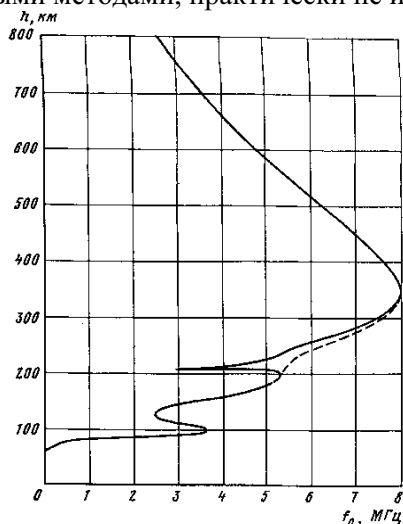


Рис. 3. Два модельных профиля плазменной частоты, приводящие к близким расчетным ионограммам ВЗ

оцененная по формуле Френеля. Если принять, что на зеркале, созданном гипотетической долиной на рис. 3, плазменная частота резко изменяется с высотой от 5 до 3 МГц, то в диапазоне частот от 11,5 до 16 МГц (область наблюдения в эксперименте дополнительного следа) это приведет в результате отражения к дополнительному ослаблению сигнала в 29–35 дБ. Сюда следует добавить разницу в поглощении вдоль луча, вызванную удлинением трассы 2 по сравнению с трассой 1 (рис. 1). При расчете трансфонограммы рассчитывалось и поглощение вдоль луча. В интервале частот 11,5–16 МГц эта добавка оказалась соответственно в диапазоне 12,1–6,4 дБ. В результате получим, что на частотах 11,5–16 МГц отношение амплитуд сигналов основного и дополнительного следов составит ~41 дБ, что еще допустимо для регистрации сигнала, вызывающего второй след. Экспериментальные значения отношения амплитуд превышают, как правило, 20 дБ [1], что значительно меньше приведенной оценки. Учет фокусирующего действия ионосферы при зондировании сверху [8] может уменьшить это расхождение.

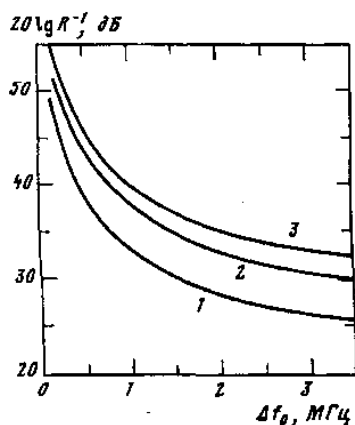


Рис. 4. Зависимость ослабления сигнала от величины скачка Δf_0 плазменной частоты f_0 на зеркале для значения $f_0 = 5$ МГц. Кривые 7, 2 и 5 для частот сигнала 11, 14 и 16 МГц соответственно

Смещение расчетных следов от экспериментальных на трансфонограмме (рис. 2) можно объяснить тем, что область F ионосферы на трассе прохождения сигналов в эксперименте была с меньшей критической частотой f_oF2 (в районе спутника она, согласно [7], равнялась 7,5 МГц, а в модели – 8 МГц).

Для оценки коэффициента отражения от полупрозрачного зеркала, находящегося на высоте 210 км, использовалась формула Френеля для случая нормального падения волны на границу раздела двух сред с показателями преломления n_1 и n_2 : $R = |n_1 - n_2| / (n_1 + n_2)$. Эта оценка допустима, если учесть наклонность падения на зеркало и предположить, что при некоторых благоприятных условиях нижняя граница долины может стать очень резкой. Показатель преломления для частоты f можно найти по упрощенной формуле $n = [1 - (fo/f)^2]^{1/2}$.

Пусть плазменная частота изменяется на зеркале скачком от f_0 до $f_0 - \Delta f_0$. На рис. 4 для значения $f_0 = 5$ МГц приведена зависимость от Δf_0 величины ослабления сигнала при отражении от зеркала на частотах 16, 14 и 11 МГц,

Обсуждение результатов

Профиль с долиной в области F , приведенный на рис. 3, указывает лишь на принципиальную возможность реализации предложенного механизма возникновения двойных трансфонограмм. Существуют профили и с другой формой долины в области F , приводящие к заданной ионограмме ВЗ и обеспечивающие наличие зеркала на определенной высоте (210 км для эксперимента из [1]). Заметим, что можно найти монотонный в области F профиль, приводящий к используемой ионограмме ВЗ. На рис. 3 показан пунктирной линией такой профиль, рассчитанный по модели (1) с измененными по сравнению с (2) следующими параметрами: $V = 0$, $h_4 = 366$, $A_4 = 40 + 0,2h$ при $h < h_4$. Ионограммы ВЗ, рассчитанные для обоих, приведенных на рис. 3, профилей совпали с точностью до толщины линий на рис. 2 и поэтому изображены на рис. 2 одной сплошной линией 3. Разумеется, этот монотонный в области F профиль не дает зеркала и поэтому не приводит к появлению второго следа на трансфонограмме.

Остановимся еще на одном моменте, подтверждающем предположение о появлении второго следа в результате отраже-

ния от зеркала в ионосфере, протяженного в горизонтальном направлении. Анализ возможных траекторий (рис. 1) с учетом малости высоты зеркала по сравнению с высотой спутника и малости искривления лучей на больших частотах приводит к приближенной зависимости:

$$\Delta D' = k(f)z \sin \theta .$$

Здесь $\Delta D'$ – разность групповых запаздываний дополнительного и основного следов трансionoграммы; f – частота зондирования; z – высота зеркала; θ – угол возвышения спутника. Коэффициент пропорциональности $k(f)$ увеличивается с уменьшением частоты из-за роста группового запаздывания сигнала в ионосфере с уменьшением частоты. Значение $k(f)$ для частоты, значительно превышающей 16 МГц, можно принять равным 2, для 16 МГц – 2,1, для 11,5 МГц – 2,2.

Сопоставим некоторые расчетные и экспериментальные данные с ожидаемыми результатами по формуле (3):

В пределах одной трансionoграммы z и θ можно считать постоянными и слабая зависимость $k(f)$ от частоты должна приводить к малым изменениям $\Delta D'$ для одной трансionoграммы. Это было зафиксировано в эксперименте для всех двойных трансionoграмм [7]. Экспериментальная и расчетная двойные трансionoграммы (рис. 2) подтверждают это.

Во всех четырех сеансах связи, когда были получены двойные трансionoграммы, замечено [1, 7] относительное постоянство $\Delta D'$ в 300–400 км. Этот факт можно объяснить, используя формулу (3), возможным постоянством высоты расположения зеркала и относительным постоянством $\sin \theta$ для всех экспериментов. Действительно, из приведенных в работе [1] траекторий спутника для трех сеансов связи видно, что угол его возвышения как для Москвы, так и для Ростова-на-Дону лежал в течение почти всего времени наблюдения двойных трансionoграмм приблизительно в интервале 40–75° и не выходил за пределы интервала 30–90°. Если при $\theta = 57^\circ$ для $\Delta D'$ в эксперименте (рис. 2) получено значение ~380 км, то для указанных интервалов углов при прочих равных условиях следует ожидать, согласно (3), значение $\Delta D'$, лежащее соответственно в интервалах 290–440 и 225–450 км. Это согласуется с экспериментальным интервалом 300–400 км.

Экспериментальную зависимость $\Delta D'$ от $\sin \theta$ можно получить из серии двойных трансionoграмм, снятых на одном витке спутника, когда θ изменяется, а высоту z можно считать постоянной. Для сопоставления этой зависимости с формулой (3) требуется привлечение дополнительных экспериментальных данных. Это поможет прояснить механизм возникновения второго канала распространения радиоволн на трассе ИСЗ – наземная станция, приводящего к возникновению дополнительного следа на трансionoграмме.

Выводы

Предложено объяснение экспериментального факта наличия дополнительного многочастотного следа на трансionoграммах, основанное на существовании долины между областями ионосферы F1 и F2 с резким вертикальным градиентом электронной концентрации. Редко наблюдаемый второй след на трансionoграммах указывает на факт редкого возникновения долины в области F.

Подобран профиль ионосферы, привязанный к экспериментальным ионограммам ВнЗ и ВЗ. Анализ и численное моделирование распространения трансionoсферных сигналов с учетом их ослабления подтвердили достоверность предложенного механизма возникновения двойных трансionoграмм.

Получена приближенная зависимость (3), с помощью которой по известному значению разности групповых запаздываний дополнительного и основного следов трансionoграммы можно оценить высоту расположения области с резким вертикальным градиентом электронной концентрации.

Авторы благодарят Ю. К. Калинина за полезную дискуссию.

ЛИТЕРАТУРА

1. Данилкин Н.П., Иванов И.И., Ковалев С.В., Кушнеревский Ю.В. Двойные трансionoграммы // Геомагнетизм и аэрoномия. 1986. Т. 26. № 6. с. 1011.
2. Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.
3. Иванов-Холодный Г. С, Никольский Г. М. Солнце и ионосфера. М.: Наука, 1969. 456 с.
4. Калинин Ю.К, Романчук А.А., Тулинов Г.Ф. Крупномасштабные неоднородности нижней ионосферы и формирование дальних сигналов возвратно-наклонного зондирования//Тез. док. 14 Всесоюзной конференции по распространению радиоволн. Л.: 1984. Т. 1. с. 163.
5. Chidsey I. Evidence of ionospheric inhomogeneities over Wallops Island. Memorandum report №. 1700, August 1965. Ballistic Measurements Laboratory, Maryland.

6. Лукин Д. С, Спиридонов Ю. Г. Применение метода характеристик для решения на ЭВМ задач распространения электромагнитных волн в неоднородных анизотропных средах //Лучевое приближение и вопросы распространения радиоволн. М.: Мысль, 1971. с. 265.
7. Данилкин Н. П. Трансионосферное радиозондирование как средство контроля состояния ионосферы//Ионосферная магнитная служба. Л.: Гидрометеоиздат, 1987. с. 79.
8. Авдюшин С. И, Данилкин Н. П., Иванов И. И. и др. Трансионосферное зондирование на границе радиопрозрачности ионосферы//Геомagnetизм и аэрономия. 1983. Т. 23. № 4. с. 567.

Московский физико-технический институт
Институт прикладной геофизики Роскомгидромета

Поступила в редакцию 25.07.94

Глава 5

Солнечное затмение 15 февраля 1961 года

Предисловие 2008 года

Это было уникальное солнечное затмение. Наиболее удачное – с точки зрения изучения ионосферы – затмение Солнца во всем XX столетии. Тень Луны упала на Землю в районе Бискайского залива и далее пересекла всю Европу и часть Азии и покинула Землю за Иркутском. Она шла по этому пути практически весь световой день. Эффект затмения зафиксировали все станции Европы и Азии в зоне близкой к полосе полной фазы в ионосфере. К 1961 году физики уже достаточно хорошо понимали основные процессы образования и динамики существования основных ионосферных слоев D, E, F1, F2, а также хорошо понимали исключительную роль солнечного затмения для изучения ионосферы. Поэтому была создана рабочая группа международного геофизического комитета Академии наук (МГК АН СССР), которая разработала специальную программу наблюдений на всех ионосферных станциях нашей страны. Результаты этих наблюдений были собраны в МГК и доступны для любого исследователя.

Мой научный руководитель, создатель школы ионосферщиков в Ростове-на-Дону профессор Сергей Савельевич Чавдаров предложил мне в качестве темы кандидатской диссертации провести исследование под общим названием «Процессы ионизации и деионизации в период солнечного затмения 1961 года». Уже первое знакомство с темой показало, что очень желательно провести изучение эффекта затмения на базе изучения изменений электронной концентрации в ионосфере на фиксированных высотах, а не только по вариациям критических частот ионосферных слоев – методике почти общепринятой в то время. Я это сделал. Были обработаны результаты наблюдений на станциях София, Симферополь, Ростов, Тбилиси, Москва, Томск и Иркутск. Ионограммы Софии мне любезно прислал Кирилл Серафимов, в получении ионограмм в Ростове я принимал личное участие, а остальные данные я получил из МГК. Предварительно я подготовил метод расчета Nh-профилей ионосферы сначала только по обыкновенной компоненте отраженного от ионосферы сигнала (зафиксированного в виде ионограммы), а впоследствии и по необыкновенной. Для этой работы я использовал методику расчетов, предложенную Титериджем, а проверку методов провел по методике Беккера.

Я пишу эти строки в конце 2007 года и хорошо понимаю, что обращаюсь к читателям, которые будут читать эти строки после 2008 года. Почему я думаю, что исследования 1961-1964 годов только начинающего работать аспиранта могут быть интересны современному читателю? Потому что я представляю из тех работ, прежде всего, результаты изменения электронной концентрации во время затмения на фиксированных высотах, полученные при очень тщательной и вполне современной обработке данных. А также те выводы, которые с моей точки зрения интересны и сегодня. Я глубоко убежден, что эти результаты не были осмыслены полностью за прошедшие почти 50 лет. И только сегодня, когда специалисты по моделированию ионосферы переходят от среднемесячных моделей (например модели IRI-2007) к - так называемым - ассимиляционным моделям, т.е. таким, в которых изменение концентрации электронов на фиксированных высотах есть конечный продукт тщательных современных физико-химических и электродинамических расчетов, появилась надежда, что особенности протекания вариаций плотности электронов на фиксированных высотах могут быть объяснены в рамках этих моделей.

И наилучшей проверкой правильности этих моделей может быть их проверка по вариациям плотности электронов на фиксированных высотах именно в период солнечного затмения да еще на таком большом количестве станций при условии одинаковой обработки данных и почти при всех фазах дневной активности Солнца. Более того, можно утверждать, что если модель не может описать изменения электронной концентрации в ионосфере на фиксированных высотах в период солнечного затмения, то это есть плохая модель.

Таким образом, в этой главе я представляю наиболее существенную часть экспериментальных данных, которые были получены тогда и опубликованы. Но могут быть глубоко осмыслены только сегодня. Части текстов, которые с моей точки зрения сегодня не интересны, я исключил из текста. Разумеется, я привожу полные ссылки, с тем, что если кто-либо заинтересуется полными текстами, то может обратиться к самим публикациям. Для тех, кто хочет быстро собрать более обширный экспериментальный материал по этому затмению, я рекомендую кандидатские диссертации – мою и Кирилла Серафимова (Болгария).



На фотографии момент защиты кандидатской диссертации «Процессы ионизации и деионизации ионосферы в период солнечного затмения 1961 года» в Большой физической аудитории старого здания физического факультета Ростовского Университета 8 мая 1964 года.

Кирилл рассмотрел прохождение затмения на ионосферных станциях от Франции до Софии, я от Софии до Иркутска. Эти диссертации – я проверял – в московской центральной библиотеке имеются. Моя работа есть также у нас в Институте или в библиотеке Южного Федерального Университета (бывший Ростовский Университет).

СОСТОЯНИЕ ИОНОСФЕРЫ НАД РОСТОВОМ-НА-ДОНУ В ПЕРИОД ПОЛНОГО СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 15 ФЕВРАЛЯ 1961 ГОДА

Н.П. Данилкин, Н.А. Коченова, А.М. Свечников, С.С. Чавдаров, А.И. Ярошева

Геомagnetизм и аэрономия, 1961, 1, № 4, 612-615.

Наблюдения ионосферного эффекта солнечного затмения 15.И.1961 г. на Ростовской-на-Дону ионосферной станции проводились в соответствии с единой программой, принятой рабочей Группой МГК АН СССР. Вертикальное зондирование осуществляла автоматическая ионосферная станция АИС. Поглощение радиоволн методом А1 проводилось на специальной установке, описанной ранее [1]. Контрольные измерения с 10 по 20.И выполнялись через 15-минутные интервалы, а 14–16. И через 5-минутные, 15. И с 9 ч. 15 м. до 13 ч. 00 м. высотнo-частотные ионограммы снимались через 42 сек.¹⁵ Регистрация амплитуд отраженных сигналов на частоте 2,16 мгц велась в течение всего контрольного периода с 9 до 14 час. через 10-секундные интервалы.

Состояние ионосферы в контрольный период было спокойным, за исключением 18.И. В этот день наблюдалось ионосферное возмущение, выразившееся в резком понижении критических частот слоя F2. С 8 ч. 30 м. до 11 ч. 00 м. критические частоты слоя F2 были меньше критических частот слоя F1. Критические частоты слоя F1 в течение всего этого дня были резко выраженными, что бывает в Ростове-на-Дону довольно редко в феврале.

Затмение Солнца в Ростове-на-Дону было полным на поверхности Земли. В ионосфере затмение было частным. Данные оптического затмения для высот 100, 200 и 250 км приведены в таблице, где T_1 и T_2 — моменты первого и последнего контактов, T_0 — момент максимальной фазы и $g_{\text{Макс}}$ — максимальная фаза покрытия солнечного диска.

¹⁵ Интервал 42 сек. определялся возможностями автоматической ионосферной станции

Высота, км	T_1	T_0	T_2	$g_{\text{макс}}$
100	10 ч. 2,5 м.	11 ч. 16 м.	12 ч. 2,5 м.	0,97
200	10 ч. 05 м.	11 ч. 13 м.	12 ч. 27 м.	0,94
250	10 ч. 00 м.	11 ч. 10,5 м.	12 ч. 24,5 м.	0,92

На фиг. 1 (а, б, в) представлен ход критических частот во время затмения 15.II.1961 г. (кривая 1), а также их медианные значения, вычисленные за контрольный период (кривая 2). На этой же фигуре изображены кривые $A_1 \cos \chi / A_0$ (кривая 3), где A_1 – площадь открытой части Солнца, A_0 – площадь всего видимого солнечного диска, χ – зенитное расстояние Солнца. На фиг. 1, г представлено изменение действующих высот во время затмения (кривая 2) и их медианные значения за контрольный период (кривая 1). Из этой фигуры видно, что эффект затмения в ионосфере проявляется вполне четко. Электронная концентрация в максимуме слоя убывает с запаздыванием относительно наибольшей фазы оптического затмения: на 2 мин. в слое E, на 3,5 мин. в слое F1 и на 33,5 мин. в слое F2. Во время затмения наибольшие отклонения критических частот от их медианных значений за контрольный период составляют: для слоя E 33, для слоя F1 41, для слоя F2 16,5%.

На действующих высотах слоев E и F2 эффект затмения четко не обнаруживается. Действующие высоты слоя F1 в период затмения уменьшаются по сравнению с медианными значениями не более чем на 17%. Вблизи полной фазы оптического затмения отмечено резкое увеличение действующих высот слоя.

Наиболее устойчивые изменения критических частот во время затмения наблюдались в слое E, где критическая частота плавно понижалась с 2,7 до 1,95 мГц в течение 90 мин. и повышалась с 1,95 до 3,0 мГц в течение 76 мин.

Полученные данные хода критических частот во время затмения были использованы для вычисления коэффициента рекомбинации слоя E. Коэффициент рекомбинации рассчитывали методом наименьших квадратов с использованием ионизационно-рекомбинационного уравнения

$$\frac{dN(t_{\text{макс}})}{dt} = I_0 A(t) \cos \chi(t) - \alpha_0 N^2 t_{\text{макс}}$$

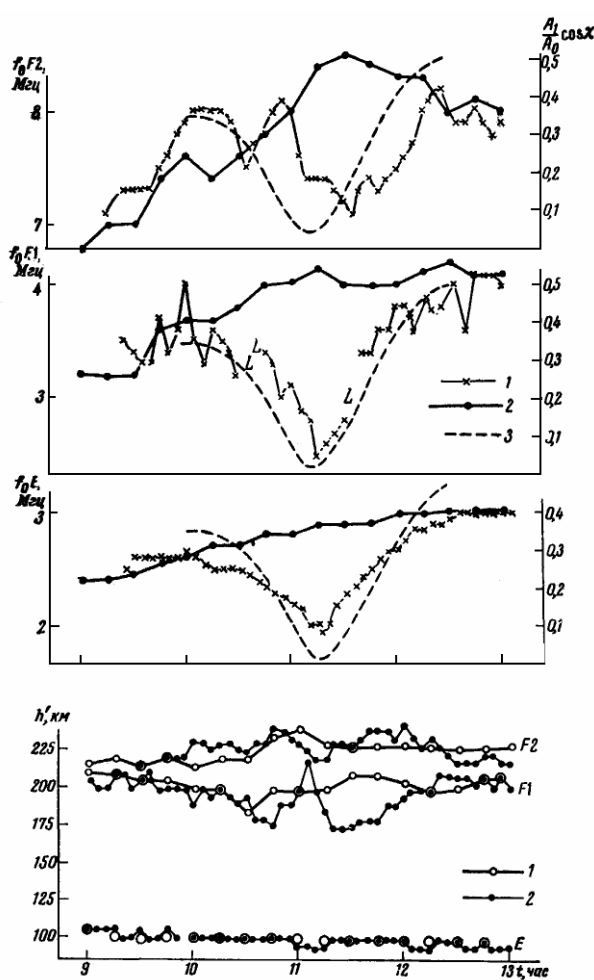
где $\chi(t)$ – зенитное расстояние Солнца; $N(t)_{\text{макс}}$ – концентрация электронов в максимуме слоя; I_0 – количество электронов на фиксированной высоте; $A(t)$ – функция покрытия солнечного диска.

Получено значение

$$\alpha_0(E) \approx 0,9 \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}.$$

Кроме того, эффективный коэффициент рекомбинации для слоя E подсчитывали методом дискретных точек. Из расчетов $\alpha_0(E)$ этим методом получены значения коэффициента рекомбинации порядка $10^{-8} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$. Для значений $f_0 E$, взятых после полной фазы на восходящей ветви кривой, получена величина $\sim 10^{-7} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$. Такое изменение значения α_0 согласуется с высказыванием Я.А. Альперта [2] о возможности увеличения коэффициента рекомбинации вблизи полной фазы затмения примерно в 10 раз за счет появления большого числа ионов N_2 и преобладания в этот момент рекомбинации с ними ($\alpha_i(N_2^+ \approx 10^{-7})$).

Большие трудности возникли при интерпретации высотно-частотных характеристик. Период солнечного затмения приходится на время года, когда отсутствует явное расслоение области F на слои F1 и F2. Критические частоты слоя F1 в это время, как правило, определяются по слабому перегибу на высотно-частотных характеристиках. При этом критические частоты слоя F1 подвержены значительным колебаниям и часто не имеют плавного суточного хода. Аналогичная картина на-



Фиг. 1

блюдалась в день затмнения 15.II.1961 г. С момента появления слоя $F1$ (08 ч. 45 м.) до 11 ч. 00 м. наблюдались резкие колебания его критических частот около медианных значений до начала затмнения. После начала затмнения f_oF1 претерпевает значительное понижение.

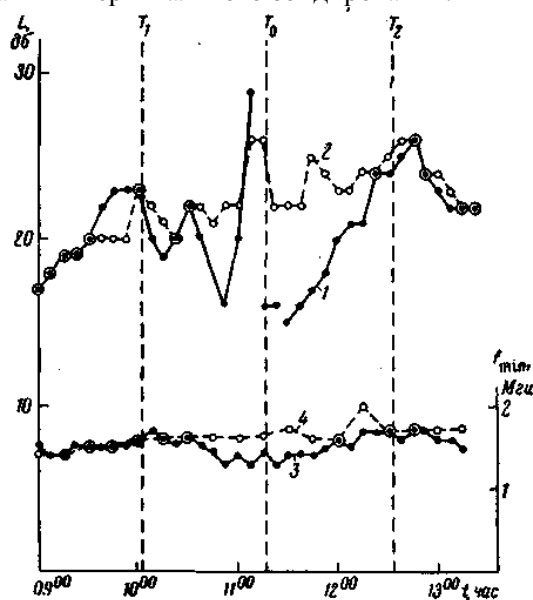
Резкие колебания критических частот слоя $F1$ в день затмнения часто сопровождалось появлением дополнительных межслоевых отражений. Высшее по частоте отслоение принимали за f_oF1 . С 11 ч. 03 м. до 11 ч. 22 м. дополнительных отслоений не наблюдалось. Критические частоты слоя $F1$ были резко выражены, что довольно редко в спокойные дни февраля.

Как видно из контрольных наблюдений, появление дополнительных отражений – не специфическая особенность эффекта солнечного затмнения, так как их наблюдали и в другие дни, преимущественно в утренние часы, после восхода Солнца.

Полученные изменения критических частот слоев E , $F1$ и $F2$ обладают довольно интересной особенностью. Наблюдается соответствие между резкими изменениями в ходе критических частот слоев $F1$ и $F2$ и отчасти E . Это дает основание полагать, что источник этих колебаний – неравномерное излучение солнечного диска. Так как в слое $F2$ ионизация обусловлена поглощением более коротковолновой радиации, то, по-видимому, излучение этих локальных источников больше в коротковолновой части, чем в длинноволновой. Поэтому в слое $F2$ это сказывается резче, чем в слоях $F1$ и E .

Коэффициент поглощения вычислили по общепринятой методике [1]. В силу того, что измерения вели непрерывно, средние значения амплитуд отраженных сигналов подсчитывали за 15-минутные интервалы с таким расчетом, чтобы каждый последующий интервал наполовину перекрывал предыдущий.

На фиг. 2 представлены результаты измерений поглощения L в $дб$ в день солнечного затмнения – 1 и медианные значения за контрольный период – 2. На этой же фигуре нанесены минимальные частоты отражений – 3 – за 15.II и их медианные значения – 4 – за контрольный период, полученные из данных вертикального зондирования.



Фиг. 2

Из фиг. 2 видно, что с момента первого контакта значение коэффициента поглощения начинает уменьшаться и достигает минимального значения вблизи полной фазы. В этот момент минимальные значения коэффициента поглощения примерно на 30% меньше медианных значений для того же времени контрольного периода. Резкое увеличение коэффициента поглощения в 11 ч. 00 м. вызвано увеличением отклоняющего поглощения и эффектом просачивания, так как в это время критическая частота слоя E совпала с частотой, на которой производились измерения.

Факт резкого уменьшения поглощения подтверждается и тем, что вблизи максимальной фазы солнечного затмнения (11 ч. 15 м.–11 ч. 30 м.) были отмечены трехкратные отражения, что обычно не наблюдается в такое время дня.

Ранее указывалось [1], что ход коэффициента поглощения хорошо согласуется с ходом f_{min} . в день затмнения этого не наблюдали. Значения f_{min} почти соответствовали медианным значениям за контрольный период. Это, однако, объясняется не нарушением связи между L и f_{min} , а тем, что значения минимальных частот отражений в феврале близки к нижнему пределу аппаратуры.

ЛИТЕРАТУРА

1. Свечников А.М., Ю.К. Часовитин, Н.А. Коченова Некоторые результаты измерения поглощения радиоволн в ионосфере. Изв. вузов, Радиофизика, 1960, 3, № 3.
2. Альперт Я.Л. Распространение радиоволн и ионосфера, Изд-во АН СССР, М., 1960.
3. Piggot F.R., W.I.G. Beynon, G.M. Brown, C.G. Little. Ann. Internat. Geophys. Year, 1957, 3, 2—4, 173

Ростовский-на-Дону государственный университет
Кафедра экспериментальной и теоретической физики

Статья поступила 21 июня 1961 г.

ИЗМЕНЕНИЕ ИОНИЗАЦИИ В НИЖНЕЙ ПОЛОВИНЕ ОБЛАСТИ F В ПЕРИОД СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 15 ФЕВРАЛЯ 1961 г. ПО НАБЛЮДЕНИЯМ В РОСТОВЕ-НА-ДОНУ

Н.П. Данилкин

Ионосферные исследования №13, 1964, стр. 48-52

Ранее были опубликованы [1] предварительные результаты ионосферных наблюдений солнечного затмения 15 февраля 1961 г. Отмечалось, что наибольшие изменения в электронной концентрации происходят в максимуме слоев E и $F1$ и наименьшие – в слое $F2$.

Подобные изменения ионизации в области F во время солнечного затмения наблюдались также и в ряде других мест. При этом отмечалось [2,3], что эффект солнечного затмения в этой области заключается не в простом уменьшении ионизации на фиксированных высотах, а в возникновении дополнительных движений и соответствующем перераспределении в ней ионизации.

С целью выяснения вопроса о перераспределении ионизации по высоте во время затмения были рассчитаны $N(h)$ -профили ионосферы ручным интегральным методом с учетом влияния магнитного поля земли [4]. Точность вычисления коэффициентов β_m на электронной машине «Урал» около 2%. Вычисления произведены для дня затмения с интервалами в 2,5 мин, а для контрольного дня – 15 мин.

На рис. 1 представлено изменение ионизации на постоянных высотах и в области максимума слоя $F2$. Моменты первого и последнего контактов, а также момент максимальной зоны затмения, рассчитанные для высоты 200 км, обозначены на рисунке вертикальным пунктиром. Из рисунка видно, что эффект затмения проявляется на всех рассматриваемых уровнях. На рис.2 представлены изменения некоторых параметров ионосферы в период затмения и за контрольный период. Данные за контрольный период представляют собой средние арифметические соответствующих параметров за 11, 12, 14 февраля 1961 г. На рис. 2, а даны изменения N_{max} (кривые 2 и 3) и полной ионизации n ниже h_{max} (кривая 1).

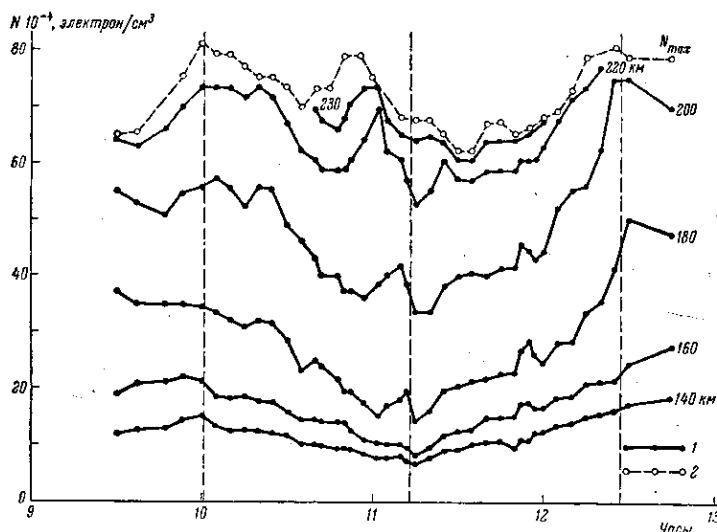


Рис. 1. Изменения плотности ионизации на фиксированных высотах (1) и в области максимума слоя $F2$ (2) в период затмения. Время $45^\circ E$

На рис. 2,б даны изменения истинной высоты максимума h_{max} , определенной путем параболической экстраполяции [5] $N(h)$ -профилей к максимуму ионизации по данным высот, на которых плотность ионизации составляет 90 и 80% от максимальной.

Из рис. 2 видно, что возрастание N_{max} совпадает по времени с увеличением высоты максимума слоя. По-видимому, это может явиться следствием реального переноса электронов на вышележащие уровни с большим временем жизни электронов. Этот процесс продолжается до 10 час 50 мин, в дальнейшем h_{max} и одновременно N_{max} $F2$ уменьшаются.

Наблюдается хорошее соответствие между вариациями N_{max} и n . Однако минимум n наблюдается примерно на 10 мин раньше, чем минимум N_{max} . Кроме того, n восстанавливается медленнее, чем N_{max} , и к концу оптического затмения не достигает своей дозатменной величины. В течение

второй половины оптического затмения различие между n и N_{\max} значительно больше, чем в течение первой половины.

На рис. 2 представлено изменение истинной высоты для двух фиксированных электронных концентраций $N_1 = 1,11 \cdot 10^5$ и $N_2 = 4,46 \cdot 10^5$ электрон/см³ (hN_1 и hN_2). Рисунок показывает неодинаковое увеличение hN_1 и hN_2 ; hN_1 в период затмения увеличилась по отношению к контрольной величине более чем на 60 км, а hN_2 менее чем на 25 км. Так как увеличение hN_1 и hN_2 свидетельствует об исчезновении электронов, то из приведенных кривых видно, что уменьшение электронов протекало интенсивнее у основания области, чем вблизи ее максимума. Интересным представляется тот факт, что толщина нижней части слоя F_2 , характеризуемая разностью $T = hN_2 - hN_1$ в первую половину периода затмения сильно сокращается (за счет увеличения hN_1), а во вторую половину возвращается к нормальным значениям. Это, по-видимому, свидетельствует о том, что в первую половину затмения имело место реальное перемещение электронов вниз, вызвавшее уменьшение плотности в максимуме области.

На рис. 2, в приведена кривая изменения количества электронов N'_1 содержащихся в столбе с основанием в 1 см^2 между высотами 140 и 200 км. Из нее видно, что убывание электронов в указанном объеме является более гладкой функцией, чем убывание электронов на фиксированной высоте или в максимуме слоя (см. рис. 1). Этот факт, видимо, может быть объяснен следующим образом. Уравнение баланса ионизации в течение солнечного затмения имеет вид

$$\frac{dN}{dt} = I_0 A(t) \cos \mathfrak{K}(t) - \alpha_0 N_2 - \text{div}(NV)$$

где $A(t)$ – доля открытой части Солнца; α_0 – коэффициент исчезновения электронов, $\text{div}(NV)$ – член движения, который обычно полагают равным $d(NV)/dz = \varphi(z, t)$. При рассмотрении величины dN/dt для какой-либо поверхности (или очень тонкого слоя) вклад члена $\varphi(z, t)$ может быть относительно велик и обуславливает заметные колебания N . При рассмотрении интегрального содержания N в столбе достаточно большой высоты (например, 60 км) влияние члена $\varphi(z, t)$ становится пренебрежимо малым по сравнению с ионизацией.

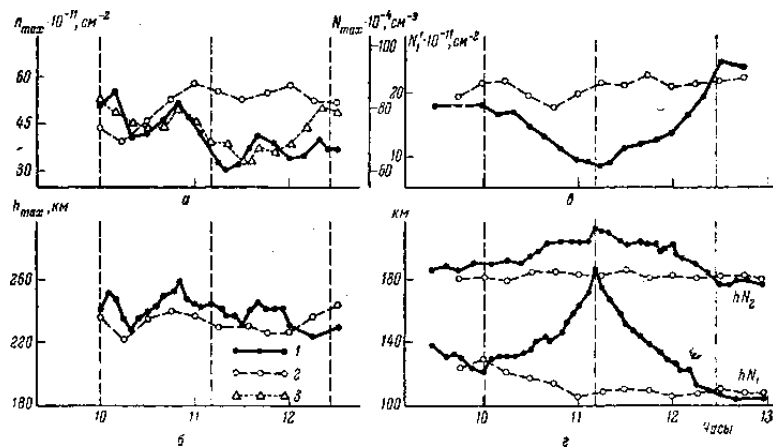


Рис. 2. Изменения: количества электронов в столбе с основанием в 1 см^2 от высоты слоя E до высоты максимума слоя F в период затмения (а); высоты максимума ионизации (б); количества электронов в столбе с основанием в 1 см^2 между высотами 140—200 км (в); высоты расположения фиксированных электронных концентраций ($N_1 = 1,1 \times 10^5$ электрон/см³, $N_2 = 4,5 \cdot 10^5$ электрон/см³) (г) 1 – день затмения; 2 – контрольный период; 3 – поведение N_{\max} в день затмения. Время 45°E

одном случае верхнее по частоте отслоение отмечают как слой F_1 , а более низкое — как F_0 (в тех случаях, когда верхнее по частоте отслоение ближе к медианным значениям f_0F_1). Если же к медианным f_0F_1 ближе нижнее отслоение, то его принимают за F_1 , а верхнее — за $F_1 1,5$. На рис. 3,6 приведено схематическое изображение ионограмм 19 января 1961 г.

Ранее было отмечено [1], что величины f_0F_1 подвержены резким колебаниям. При дальнейшем анализе ионограмм затмения обнаружена некоторая закономерность этих колебаний. На части гладкой $h'f$ -кривой, соответствующей основанию области F , появляется перегиб, который, развиваясь, перемещается в сторону меньшей частоты и исчезает в межслоевой области. На рис. 3, а дано схематическое изображение ионограмм, иллюстрирующих это явление в первую половину затмения. Видны три последовательных цикла (начало в 10 час 01 мин, 10 час 12 мин, 10 час 33 мин), каждый из которых состоит из трех фаз. Появление нового расслоения происходит еще в присутствии старого.

Подобные ионограммы, на которых присутствуют два перегиба, получаемые и в обычные дни, интерпретируют двойным образом. В

При 15-минутных измерениях явления, аналогичные приведенным на рис. 3, либо вообще пропускаются, либо фиксируются их отдельные фазы. При этом нередко один перегиб на $h'f'$ -кривой, являющийся лишь случайно выхваченным моментом всего процесса, обозначается как слой $F1$ (ионограмма, полученная в 11 час 35 мин на рис. 3, б), несмотря на то, что его изменение по частоте не следует за косинусом зенитного расстояния солнца, необходимого для нормального слоя $F1$, а носит колебательный характер. Обычно возмущения такого типа (назовем их «перекачивающимися») появляются во второй половине дня, а также после положительного возмущения $foF2$. Наиболее сильные возмущения нижней половины области F зачастую захватывающие и межслоевую область, нередко имеют своим завершением E_s типа c . В незатменные дни подобное явление не наблюдалось более одного раза в час. В течение затмения оно повторилось 3 раза за 50 мин по данным Ростова-на-Дону (в Симферополе аналогичные явления не наблюдались). Это указывает, что подобное явление имеет собственно ионосферную природу и не связано непосредственно с явлениями на Солнце. Иначе трудно объяснить такую узкую пространственную локализацию.

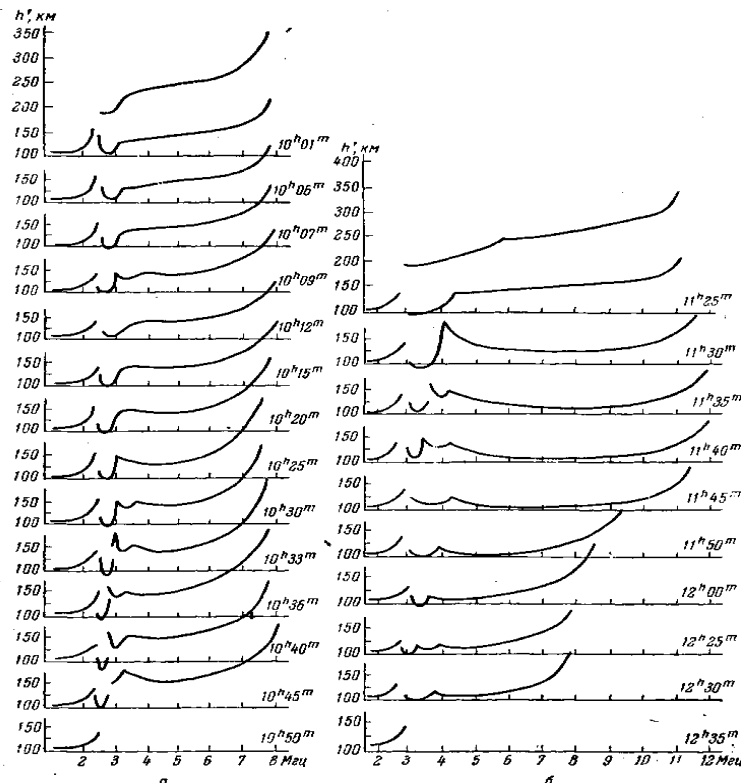


Рис. 3. Ионограммы, полученные 15 февраля (а) и 19 января 1961 г. (б)
Цифры справа означают время, к которому относится каждая запись

Резюмируя изложенное, можно отметить, что большую роль в изменении ионизации нижней половины области F ионосферы играет вертикальный дрейф электронов. Все основные резкие изменения в концентрации электронов на фиксированных высотах можно объяснить исходя из него. Процессы, происходящие у основания области F и в межслоевой ионизации, следуют определенной закономерности. Для определения их физической природы необходимо более внимательное рассмотрение данных о наклонных отражениях и о влиянии межслоевой и нижележащей ионизации.

В заключение автор считает своим долгом выразить благодарность С.С. Чавдарову за руководство при выполнении данной работы, Ю.К. Часовитину за полезную дискуссию и А.М. Лукиной за помощь, оказанную при выполнении вычислительных работ.

ABSTRACT

Results of calculations of $N(h)$ profiles of the ionosphere for the eclipse time and for a control period are presented. It is shown that the vertical drift of electrons plays the principal role in the F -region ionization variations. It is found out that abrupt changes in the ionization at the base of the F -region during the first half of the eclipse displays certain regularities. Some consideration concerning their physical model are expressed.

ЛИТЕРАТУРА

1. Данилкин Н.П., Н.А. Коченова, А.М. Свечников и др. Состояние ионосферы над Ростовом-на-Дону в период полного солнечного затмения 15 февраля 1961 г. - Геомagnetизм и аэрономия, 1961, 1, № 4.
2. Thomas O., A.R. Robbins. Movements in the F2-layer of the ionosphere during some solar eclipses. Solar eclipses and ionosphere. Pergamon press, Lnd., 1956, 158.
3. Minnis C.M. The F2 layer during eclipses of 1952, 1954 and 1955. Solar eclipses and ionosphere. Pergamon Press, Lnd., 1956, 81.
4. Titheridge E. The calculation of real and virtual heights of reflection in the ionosphere.— J. Atm. Terr. Phys., 1959, 19, 96.
5. Шапиро В.С. Распределение ионизации с высотой в спокойной области F ионосферы над Москвой. В сб.: «Исследования ионосферы, № 6, серия «Результаты МГТ». Изд-во АН СССР, 1961.

ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ПЕРЕМЕЩЕНИЯ В ИОНОСФЕРЕ НАД СИМФЕРОПОЛЕМ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 1961 ГОДА

Н. П. Данилкин

Геомagnetизм и аэрономия, 1963, т. III, №3, с. 473-478

Представлены результаты расчетов Nh -профилей ионосферы над Симферополем во время солнечного затмения 1961 г. Произведена оценка величины и характера вертикальных перемещений на различных высотах в области F . Предполагается, что наблюдаемые изменения электронной концентрации на фиксированных высотах могут быть объяснены с точки зрения вертикального переноса электронов в области F .

Солнечное затмение 1961 г. наблюдалось на значительной части территории СССР многими ионосферными станциями. В наиболее благоприятных условиях находилась юго-западная группа станций (Ростов-на-Дону, Тбилиси, Симферополь): станции Ростов-на-Дону и Симферополь, расположенные в полосе полной тени на Земле, смещены во времени протекания затмения, а станции Тбилиси и Ростов-на-Дону расположены так, что на них затмение наблюдалось примерно в одно время. При этом они оказались по разные стороны области полной фазы в ионосфере. Предварительные результаты ионосферных наблюдений в Ростове-на-Дону и Тбилиси уже известны [1, 2]. Настоящая работа посвящена выяснению ионосферного эффекта солнечного затмения над Симферополем ¹⁶ преимущественно в области F . Вертикальное зондирование здесь производилось при помощи автоматической ионосферной станции КАО.

Полное затмение Солнца в ионосфере над Симферополем наблюдалось в области, расположенной на высоте около 100 км. В более высоких областях ионосферы, в частности в области F , затмение было частным. Данные оптического затмения рассчитаны для высот 100 и 250 км [3]. Результаты этих расчетов приведены в табл. 1

Таблица 1

Высота	T_1	T_2	T_3	T_4	τ	g_{max}
100	9ч.51,5.	11ч.06,4м	11ч.07,3м	12ч.26,5м.	43сек.	1,00
250	9 50,6	11ч. 06,5м.		12 27	—	0,96

Примечание. $T_1 T_2 T_3 T_4$ — моменты первого, второго, третьего и четвертого контактов; τ — продолжительность полной фазы и g_{max} — максимальная фаза.

С целью получения более полной информации относительно поведения области F ионосферы в период затмения по ионограммам вычислены Nh -профили ионосферы при помощи ЭЦВМ «Урал-1» методом, описанным ранее [4]. Расчеты проделаны для дня затмения через 5-минутные интервалы. Для сравнения с внезатменным состоянием ионосферы в этот период года проделаны те же вычисления для 11–14 и 17. II через 15-минутные интервалы.

¹⁶ Ионограммы и f -графики за период 10–20. II 1961 г. были получены из МЦД Б2

На фиг. 1 представлены изменения электронной концентрации N на фиксированных высотах, а также в максимуме области F в день затмения. Моменты первого и последнего контактов, а также момент максимальной фазы затмения нанесены на этом и последующих графиках вертикальными пунктирными линиями. В отмеченные индексом s моменты времени ионограммы не были пригодны для расчета по ним Nh -профилей. В 10 ч. 34 м. расчет ввиду недоброкачества ионограммы был произведен лишь до высоты 220 км. Из фиг. 1 видно, что в период затмения наблюдалось уменьшение электронной концентрации на всех рассматриваемых уровнях с общим минимумом в 11 ч. 05 м. $\pm 0,5$ мин. На уровнях 220 и 200 км наблюдается два минимума – соответственно в 11 ч. 05 м. и в 11 ч. 20 м. В ранее опубликованных работах [1, 2], в которых рассматривались изменения электронной концентрации N на фиксированных высотах над Тбилиси и Ростовом-на-Дону, также отмечалось наличие двух минимумов вблизи полной фазы¹⁷. При этом интересно отметить следующее.

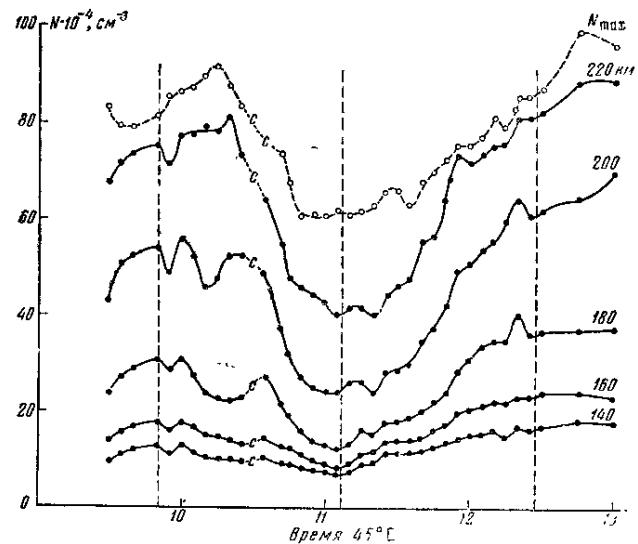
1. Для Ростова-на-Дону и Тбилиси, которые находятся на разных широтах и долготах, первый минимум наступает приблизительно за 30 мин. до максимальной фазы затмения (10 ч. 50 м.), а второй по существу в момент максимальной фазы затмения.

2. Для Симферополя, который близок по широте к Ростову-на-Дону, первый минимум совпадает по времени с максимальной фазой затмения (11 ч. 05 м.), а второй наблюдается в более позднее время (11 ч. 20 м.). Таким образом, два минимума на кривой $N(t)$ вблизи максимальной фазы наблюдались практически одновременно в Ростове-на-Дону и Тбилиси на высоте 220 км и в Ростове-на-Дону и Симферополе на высотах 180–200 км. Время же наступления максимальной фазы в Ростове-на-Дону и Симферополе отличается приблизительно на 15 мин.

На этих же высотах над Симферополем наблюдается еще одна интересная особенность в начале затмения. После минимума $N(t)$ (9 ч. 55 м.), отмеченного на всех высотах, кроме области максимальной концентрации, начиная с высоты 200 км, появляется второй более глубокий минимум. Он сохраняется и на более низких уровнях, но его глубина уменьшается с понижением высоты, а сама впадина расширяется. При этом минимум смещается в сторону максимальной фазы затмения. Таким образом, создается впечатление о существовании процесса пополнения электронов на данном уровне за счет более высоких (быть может, лежащих выше максимума области F). В этом случае отсутствие минимума на высоте 220 км свидетельствует о наличии процессов, поддерживающих электроносодержание этого уровня за счет областей, находящихся выше h_{\max} . Увеличение электронной плотности в 10 ч. 15 м. на уровне 200 км и в 10 ч. 25 м. на уровне 180 ж в этом случае свидетельствует о последовательном пополнении этих областей за счет притока электронов сверху. Скорость перемещения электронов при этом ориентировочно равна 35 м/сек.

Для пяти рассматриваемых дней контрольного периода были вычислены вариации среднего арифметического значения ионизации на фиксированных высотах¹⁸. Из них видно, что эффект затмения приходится в Симферополе на такое время суток, когда рост ионизации на рассматриваемых высотах по существу закончился.

На фиг. 2 приведены вариации высоты максимума ионизации h_{\max} и содержания электронов N^l в столбе с основанием 1 см^2 между высотами 140 и 200 км для дня затмения (сплошная линия) и для контрольного периода (пунктир). В первой половине затмения h_{\max} довольно неустойчив и



Фиг. 1

¹⁷ Минимумы в Симферополе выражены более слабо по сравнению с наблюдениями в Ростове-на-Дону и Тбилиси, однако величина разделяющего их максимума превышает ошибку измерения.

¹⁸ Для характеристики какого-либо параметра в контрольные дни в настоящей статье везде рассматривалось его среднее арифметическое значение

достигает своей максимальной величины около 10 ч. 40 м. Затем наблюдается резкое уменьшение h_{\max} . Впоследствии оно относительно устойчиво понижается к концу затмения. Вариации N^l более плавные, чем вариации плотности, но эффект движений и здесь выражен довольно отчетливо (предполагается, что излучение Солнца равномерно распределено по диску).

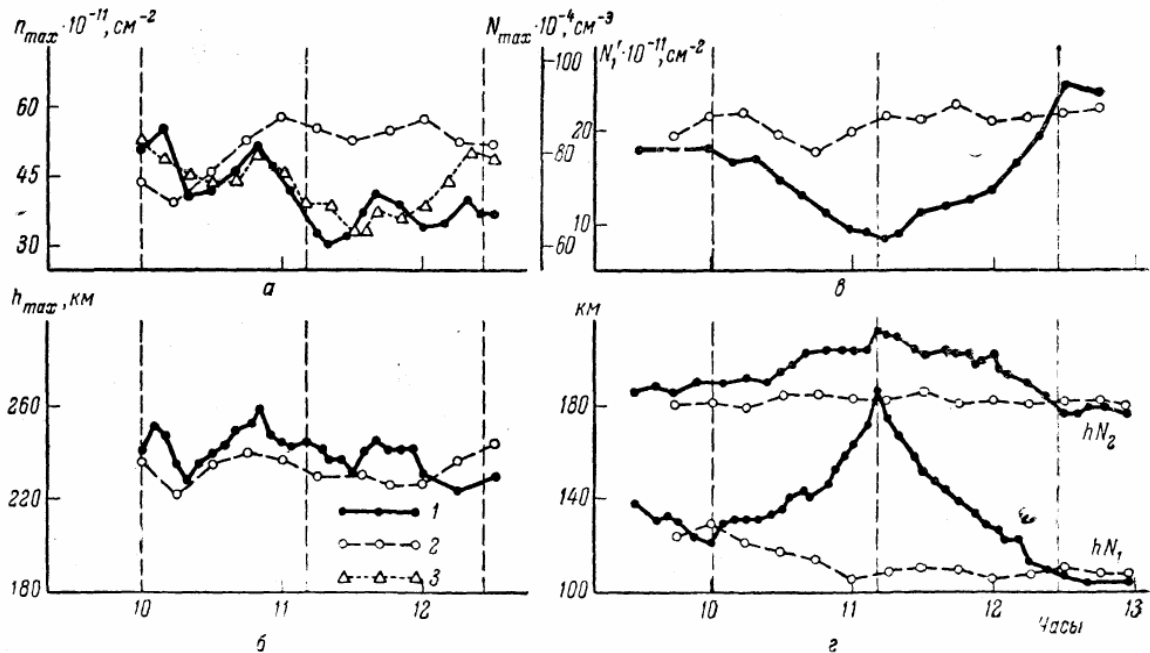
Ряд авторов [2, 5, 6] отмечает, что основной эффект воздействия затмения на область F заключается в возникновении дополнительных перемещений электронов и вызванного этим перераспределения ионизации. Соответствующие количественные расчеты основаны на использовании уравнения баланса ионизации

$$\frac{dN}{dt} = I(t)f(\chi, h) - \beta(h)N + M(h, t)$$

При этом образование электронов рассматривается согласно теории простого слоя, а высотная зависимость коэффициента β находится по эмпирической формуле [7]

$$\beta = 10^{-4} \exp\left(\frac{300 - h_{\text{KM}}}{50}\right) \quad (1)$$

Эта методика была положена различными авторами в основу расчета $M(h, t)$ для высот, на которых пригодна формула (1).



Фиг. 2

Затмение 1961 г. происходило в условиях, когда высота максимума ионизации редко превышала величину 250 км. Поэтому при расчете $M(h, t)$ в области F необходимо было учитывать убывание электронов пропорционально N^2 и вместо высотной зависимости коэффициента β использовать высотную зависимость эффективного коэффициента рекомбинации α_0 . Используя выражение для высотной зависимости α_0 [8], мы можем заменить в уравнении (1) член $\beta(h)N$ на $\alpha_0(h)N^2$. Однако эффективный коэффициент рекомбинации, являясь функцией высоты, зависит также от времени суток и сезона. Имеются указания [9], что днем и летом α_0 достигает минимума. Эти соображения делают вопрос о вычислении α_0 несколько неопределенным.

Отмеченные трудности можно попытаться обойти экспериментальным путем. Для этого необходимо по данным одного опыта найти $I_0(h)$, $\alpha_0(h)$, $M(h, t)$ в уравнении баланса ионизации

$$\frac{dN}{dt} = I_0(h)A(t)\cos\chi(t) - \alpha_0(h)N^2 + M(h, t) \quad (2)$$

где $A(t)$ – доля открытой части Солнца; χ – зенитный угол Солнца. Величина $M(h, t)$ определяет собой вклад в ионизацию за счет перемещения электронов. Поскольку мы предполагаем, что причиной движения являются тепловые процессы, либо приливные явления, то у нас нет оснований считать $M(h, t)$ резко меняющимся до начала оптического затмения на данной высоте. Таким образом, считая для этого случая $M(h, t)$ постоянным в течение небольшого промежутка времени (15 мин.),

можно определить I_0 и α_0 для различных высот методом дискретных точек, т.е., решая алгебраическую систему трех уравнений для вычисленных величин в формуле (2) (табл. 2).

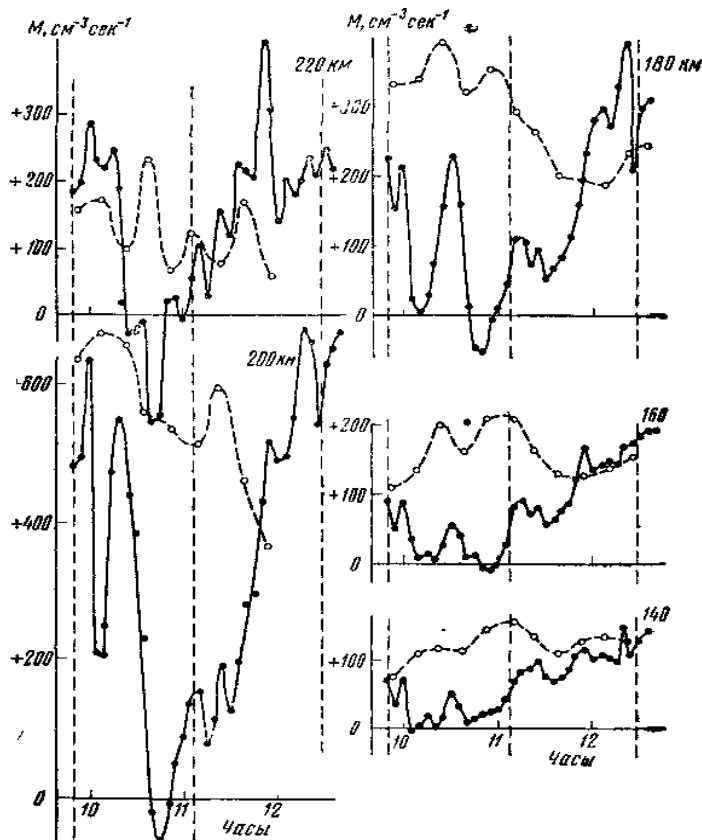
Величина dN/dt здесь и далее вычислялась для дня затмения через 5-минутные интервалы. Величины $\alpha_0 M$ получены в работе [8] в предположении, что на рассматриваемых высотах наблюдается диссоциативная рекомбинация молекулярного кислорода. В последней колонке таблицы приведены крайние результаты измерений α_0 в области F1 (170–200 км) во время различных солнечных затмений [9].

Таблица 2

$H, \text{ км}$	$I_0, \frac{\text{эл}}{\text{см}^3 \cdot \text{сек}}$	$\alpha_0, \frac{\text{см}^3}{\text{сек}} \cdot 10^9$	$\alpha_0^M \frac{\text{см}^3}{\text{сек}} \cdot 10^9$	$\alpha_0, F1 \frac{\text{см}^3}{\text{сек}} \cdot 10^9$
140	260	8,9	—	—
150	—	—	9,2	—
160	310	6,0	8,5	—
180	420	3,4	—	(0,5–14,0)
200	330	2,4	5,6	(0,5–14,0)
220	250	0,47	—	—
250	—	—	0,56	—

Используя формулу (2) и найденные значения α_0 и I_0 , можно вычислить вариации $M(h, t)$ для различных высот. Необходимая при этих расчетах функция $A(t)$ определяется в предположении равномерного излучения Солнца [10].

На фиг. 3 представлены вариации $M(h, t)$ для различных высот в период затмения (сплошные кривые) и в контрольные дни (пунктир). Величина dN/dt в контрольный период определяется через 15-минутные интервалы. При рассмотрении этого графика можно отметить следующие особенности: а) эффект затмения в вариациях $M(h, t)$ заключается в уменьшении притока или даже в оттоке электронов на всех рассматриваемых высотах; б) в конце затмения приток электронов на данный уровень больше, чем в контрольные дни; в) минимум, наблюдавшийся на кривой $M(h, t)$ в 10 ч. 10 м., с уменьшением высоты выражен более отчетливо; г) следующий непосредственно за ним максимум с уменьшением высоты смещается в сторону максимальной фазы затмения; д) наименьшее значение $M(h, t)$ наступает не в момент максимальной фазы, а несколько раньше. При этом промежуток времени между максимальной фазой и наименьшим значением $M(h, t)$ увеличивается с ростом высоты.



Фиг. 3

Таким образом, приведенные в настоящей работе данные, по-видимому, свидетельствуют о том, что в вариации электроносодержания во время солнечного затмения большой вклад вносит вертикальный перенос электронов из областей выше h_{\max} . Частичное увеличение N_{\max} и N на рассматриваемых уровнях является следствием притока электронов из этих областей.

В заключение считаю своим долгом выразить признательность С.С. Чавдарову за руководство при выполнении настоящей работы, а также С.А. Жученко, Д.Е. Синельникову и Н.И. Копыловой, выполнившим расчеты Nh -профилей на ЭЦВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Данилкин Н.П. Изменения ионизации в нижней половине области F над Ростовом-на-Дону в период солнечного затмения 15.11.1961 г. Доклад на расширенном совещании рабочей группы по ионосфере в Ашхабаде, 1962. Сб. трудов совещания по ионосфере в Ашхабаде. Изд-во АН СССР, 1963 (в печати)
2. Шапиро Б.С., В.М. Шашунькина. Геомагн. и аэрономия, 1961, 1, № 5, 760.
3. Михайлов А.А. Астрон. ж., 1960, 1, 67.
4. Данилкин Н.П., С.А. Жученко, Ю.К. Часовитин Вычисление Nh -профилей ионосферы с помощью ЭЦВМ «Урал». Доклад на совещании рабочей группы по ионосфере в г. Ашхабаде, 1962. Сб. трудов совещания по ионосфере в Ашхабаде. Изд-во АН СССР, 1963 (в печати)
5. Thomas I.O., A.R. Robbins Solar eclipses and ionosphere. London, 1956, 94.
6. Minnis C.M. S. E. I., London, 1956, 81.
7. J.A. Ratcliffe, E.F. Scherling, G.S. Setty, I.O. Thomas. Philos. Trans. Roy. Soc. London, 1956, A8, 260.
8. Mitra A.P. J. Geophys. Res., 1959, 64, 733.
9. Альперт Я.Л. Распространение радиоволн и ионосфера. Изд-во АН СССР, 1960, 132.
10. Dominici P. S. E. I., London, 1956, 26.

Ростовский-на-Дону государственный университет

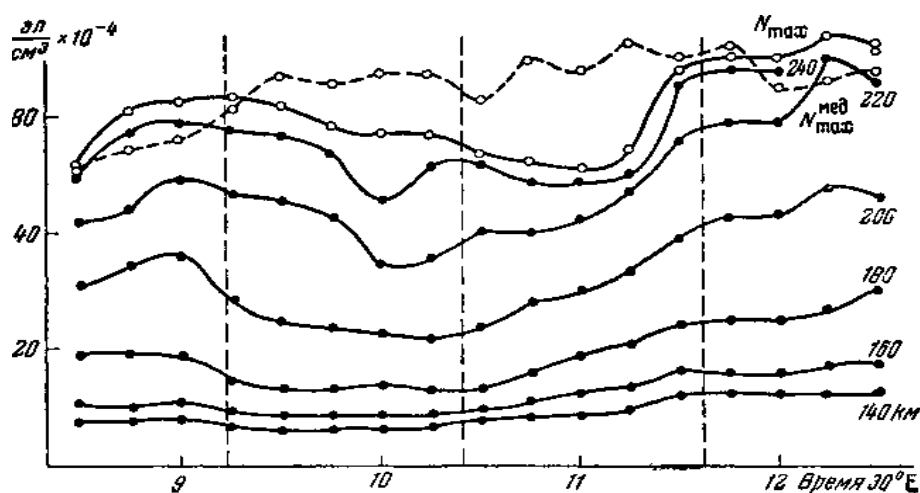
Статья поступила 9 ноября 1962 г.

ИОНИЗАЦИЯ ОБЛАСТИ F ИОНОСФЕРЫ НАД МОСКВОЙ ВО ВРЕМЯ СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 1961 ГОДА

Н. П. Данилкин

Геомагнетизм и аэрономия, 1964, т. IV №3, с. 601-602

Предварительный анализ данных наблюдений ионосферного эффекта солнечного затмения 15.11.1961 г. над Москвой показал [1], что хотя максимальная фаза затмения g_{\max} на поверхности Земли составляла для Москвы 0,91¹⁹ станция ИЗМИРАН зарегистрировала четкий эффект затмения. Однако на некоторых станциях, лежащих значительно ближе к полосе полной фазы затмения в ионосфере, эффект затмения в максимуме области F оказался меньшим [2,3], либо равным [4] эффекту затмения в Москве.



¹⁹ В ионосфере максимальная фаза затмения была меньше.

Так, в Тбилиси при $g_{\max} = 0,97$ на высоте 250 км (приблизительно на этой высоте располагался максимум области F в день затмения), а в Ростове-на-Дону при $g_{\max} = 0,95$ электронная концентрация N_{\max} в максимуме области уменьшилась соответственно на 17 и на 28%, в то время как в Москве уменьшение составляло 28%. Кроме того, в Москве наблюдался наибольший сдвиг во времени $\Delta\tau_{\max}$ между моментом максимальной фазы затмения и временем наступления минимального значения электронной концентрации в максимуме области F .

В связи с этими особенностями протекания ионосферного эффекта затмения над Москвой интересно выяснить, как изменяется электронная концентрация не только в максимуме области F , но и на различных фиксированных высотах. С этой целью были рассчитаны Nh -профили ионосферы²⁰ на ЭВМ «Урал-1» методом, описанным в [5]. Вычисления были произведены для дня затмения и трех дней контрольного периода (11, 16, 17.II) через 15-минутные интервалы.

Общее состояние ионосферы в день затмения и в контрольный период было спокойным, за исключением 18. II, когда наблюдалось отрицательное ионосферное возмущение.

Результаты вычислений представлены на графике, где приведены временные вариации электронной концентрации N на различных фиксированных высотах и в области максимума ионосферы N_{\max} ; изменения за этот же интервал времени медианного значения электронной Концентрации в максимуме ионосферы $N_{\max}^{\text{мел}}$ вычисленное по пяти дням контрольного периода (11, 13, 16, 17, 19.II). Моменты первого и последнего контактов, а также момент максимальной фазы затмения для условий на поверхности земли отмечен вертикальным пунктиром.

Видно, что в период затмения происходило заметное уменьшение электронной концентрации на всех рассматриваемых высотах. Так, на высоте 240 км наибольшее уменьшение электронной концентрации по отношению к медианному значению за то же время суток контрольного периода составляет 25%, а на высотах 220, 200, 180, 160 и 140 км — соответственно 30, 31, 35, 32 и 25%. В области максимума ионосферы это уменьшение составляет 28%. Интересно отметить, что на высоте 240 км имеются два минимума в вариациях $N(t)$ (в 10 и 11 час), разделенные максимумом с относительной величиной в $6 \cdot 10^4 \text{ см}^{-3}$ (~0,4 МГц). Причем увеличение электронной концентрации с уменьшением высоты начинается позднее.

Высота максимума электронной концентрации h_{\max} также в период затмения не остается постоянной. Она увеличивается с 260 км в 9 ч. 15 м. до 285 км в 10 час. В дальнейшем h_{\max} уменьшается, достигая в 11 час. высоты 245 км. Эти вариации h_{\max} связаны определенным образом с изменением N и N_{\max} : увеличение h_{\max} несколько задерживает спад N_{\max} и не препятствует спаду N_{240} и N_{220} в 10 час. Уменьшение же h_{\max} в 11 час. до 245 км. совпадает с минимальным значением N_{\max} .

Если считать [6], что наибольшие изменения в электронной концентрации должны происходить в области максимума ионообразования, то для рассматриваемого затмения этот максимум располагается на высоте ~ 180 км, в то время как максимум электронной концентрации располагается на высотах 250–280 км.

Автор выражает благодарность С.А Жученко, проделавшей вычисления Nh -профилей на ЭВМ вычислительного центра Ростовского университета.

ЛИТЕРАТУРА

1. Васильев К.Н., А.С. Велешин, А.Р. Косенков. Геомагн. и аэрономия, 1961, 1, № 2, 277. 2»
2. Шашунькина В.М., Р.И. Турбин. Геомагн. и аэрономия, 1961, 1, № 5, 835.
3. Шапиро Б.С., В.С. Шашунькина. Геомагн. и аэрономия, 1961, 1, № 5, 760.
4. Данилкин Н.П. Сб. «Ионосферные исследования», № 12. Изд-во АН СССР, 1964.
5. Данилкин Н.П., С.А. Жученко, Ю.К. Часовитин. Сб. «Ионосферные исследования», № 12. Изд-во АН СССР, 1964.

²⁰ Ионogramмы и f -графики за период 10–12.II 1961 г. были получены автором из МЦД Б2.

О НЕКОТОРЫХ ПРОЦЕССАХ ИОНИЗАЦИИ ОБЛАСТИ F ИОНОСФЕРЫ В ПЕРИОД СОЛНЕЧНОГО ЗАТМЕНИЯ 1961 ГОДА

Н.П. Данилкин

Геомagnetизм и аэрономия. 1964 Том IV, №1, стр. 102-108

Приведены вариации электронной плотности на различных высотах и в максимуме области F над Софией и Свердловском. Во всех случаях отмечено уменьшение электронной концентрации в период затмения. Показано существование вертикального переноса электронов для уровня 140 км по данным Софии. Приводится сводка некоторых ионосферных параметров в зависимости от времени протекания затмения и от расположения станции по отношению к полосе полной фазы затмения.

Солнечное затмение 15.II.1961 г. проходило по районам, в которых расположено большое число ионосферных станций, и протекало в такое время года, когда активность спорадического слоя E минимальна. Это позволило собрать обширный материал по исследованию ионосферного эффекта солнечного затмения [1–8].

В настоящей работе проводится анализ результатов наблюдений солнечного затмения 1961 г. по материалам ионосферных станций Софии и Свердловска²¹. По данным этих станций опубликованы две статьи [4, 6]. В первой из них проводится анализ поведения слоя E во время затмения и делаются выводы о неравномерном характере распределения ионизирующего излучения по диску Солнца и о величине эффективного коэффициента рекомбинации слоя E . Во второй работе анализируется общее состояние ионосферы в период затмения и в контрольный период на основе изучения вариаций критических частот различных ионосферных слоев и указывается, что плотность ионизации во время затмения уменьшилась по отношению к нормальному состоянию в два раза.

В настоящей работе исследуются вариации электронной плотности на различных истинных высотах и в максимуме области F . Пересчет действующих высот в истинные произведен описанным ранее методом [9] на ЭЦВМ «Урал-1». Вычисления произведены только для дня затмения через 5-минутные интервалы.

Затмение для Софии и Свердловска на высотах области F было частным. Вычисление астрономических обстоятельств затмения для двух высот над Свердловском проводилось на основе бесселевых элементов затмения, приведенных в [10]. Для Софии данные для высоты 120 км взяты из работы [6], а для высоты 250 км экстраполированы на основе данных для 120 км и данных для уровня Земли. Результаты этих расчетов приведены в табл. 1, где T_1 и T_2 – моменты первого и последнего контактов, T_0 – момент максимальной фазы (время поясное) и g_{max} – максимальная фаза покрытия солнечного диска. Следует отметить, что по характеру протекаемых ионосферных процессов обе станции относятся к типу средне-широтных станций.

Таблица 1

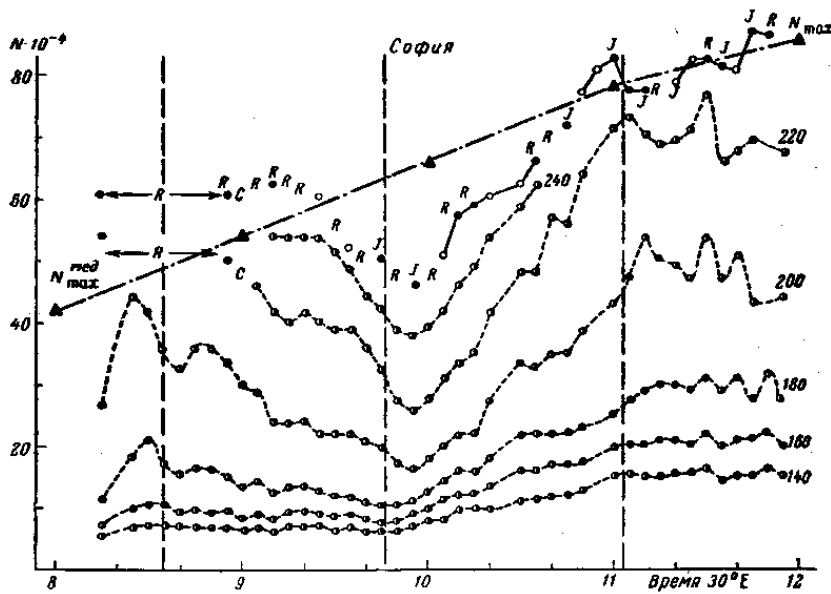
Станция	Координаты		Высота км	T_1	T_0	T_2	g_{max}
	φ	λ					
София	42°41'	23°21'	120	8ч. 37м	9ч. 48м.	10ч. 05м.	0,999
			250	8ч. 35м	9ч. 46м.	10ч. 03м.	–
Свердловск	56 44	61 04	120	11ч.41м	12ч.54.5м.	14ч. 06м.	0,996
			250	11ч. 42м	12ч. 56м.	14ч.07.5м.	0,963

²¹ Ионogramмы за 15.II 1961 г. были любезно присланы автору Г. Несторовым из Софии и Н. Н. Куликовым из Свердловска, за что автор выражает им свою признательность.

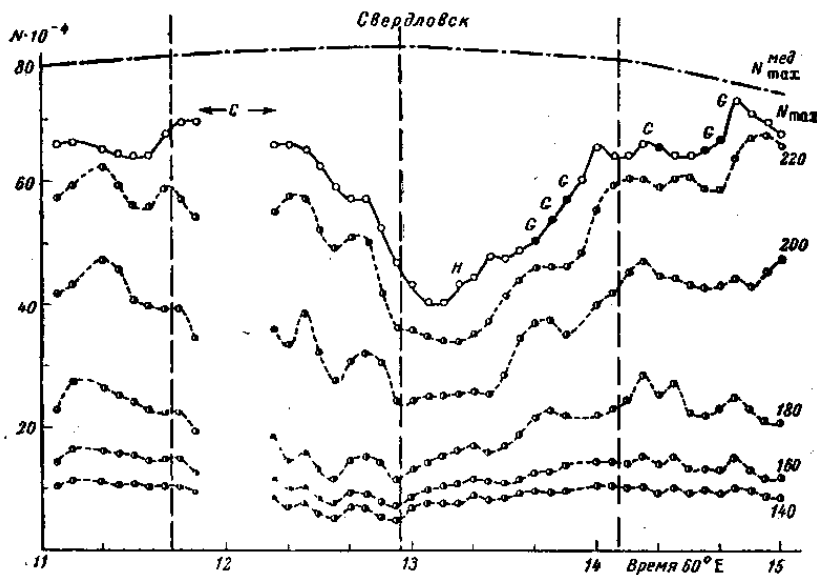
На фиг. 1, 2 представлены вариации электронной плотности $N(t)$ на фиксированных высотах и в области максимума ионосферы N_{\max} .

Моменты T_1 , T_0 , T_2 нанесены на этих фигурах вертикальными пунктирными линиями. На фиг. 3 приведено изменение содержания электронов в ионосфере (n') в столбе сечением 1 см^2 между высотами 140 и 200 км, изменение полного содержания электронов n_{\max} между максимумом области F и основанием слоя E и высоты максимума ионосферы h_{\max} . Моменты T_1 , T_0 и T_2 нанесены для Свердловска пунктирными, а для Софии штрих-пунктирными линиями. Следует отметить, что в Софии наблюдалось сильное поглощение вблизи критической частоты. По этой причине значительную часть времени затмения N_{\max} не наблюдалось или отсчет был сомнительным.

На фиг. 1, 2 светлые точки обозначают уверенный отсчет N_{\max} черные — сомнительный. Индекс R показывает, что неуверенность в отсчете обусловлена поглощением вблизи критической частоты. Индекс J показывает, что отсчет N_{\max} производился по необыкновенной компоненте. Кроме того, в Софии с начала затмения и до 9 ч. 30 м. нельзя было уверенно оценить величину foE вследствие экранировки ее слоем E_s . Поэтому отсчет по h' -кривой в области максимума слоя E , возможно, производился с некоторой ошибкой, но не большей 0,2 Мгц по частоте.



Фиг. 1



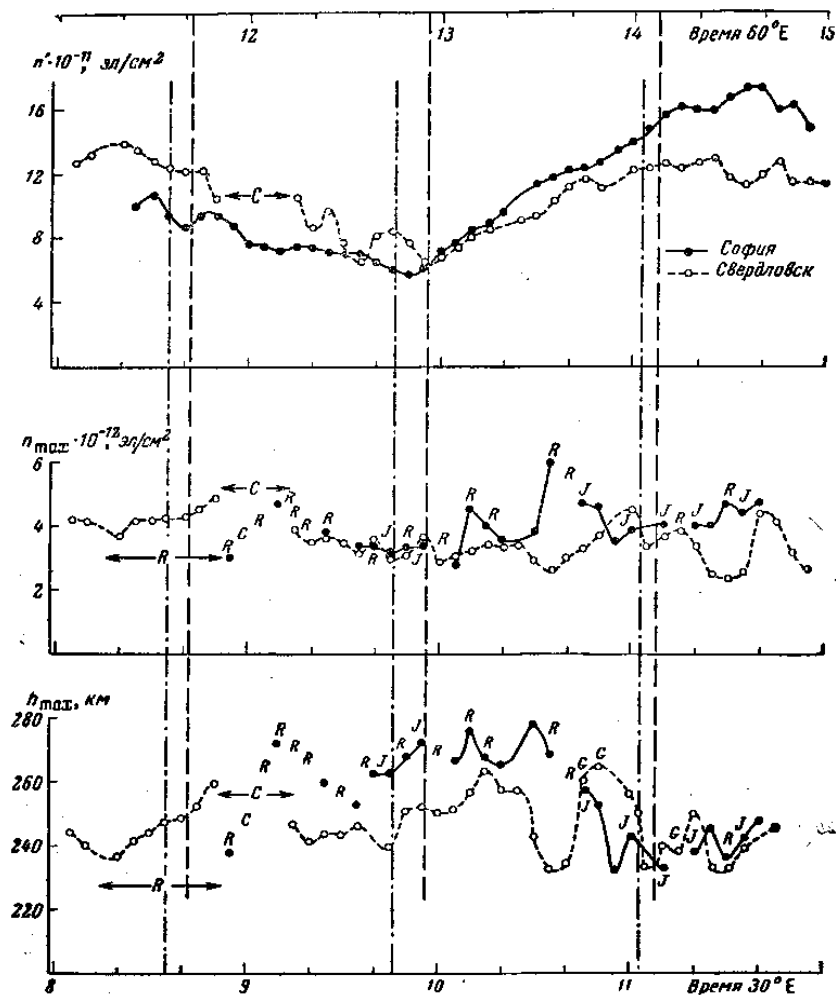
Фиг. 2

Из рассмотрения фиг. 1, 2 следует, что уменьшение электронной плотности на фиксированных высотах и в максимуме области F происходило в обоих пунктах и на всех рассматриваемых высотах. После момента T_0 для Софии отмечается более энергичное увеличение N , чем для Свердловска. Минимум $N(t)$ на фиг. 1 для высот 240, 220 и 200 км наступает через 7 мин. после максимальной фазы оптического затмения, на высотах 180, 160, 140 км минимум $N(t)$ совпадает с максимальной фазой (с точностью до 5 мин.). Для Свердловска на высотах 220 и 200 км вблизи максимальной фазы наблюдается некоторая депрессия $N(t)$ в течение 25–30 мин.

Тот факт, что раньше начинает увеличиваться N на высоте 220 км, указывает, что начинающийся подъем $N(t)$ не связан просто с фотоионизацией, а является следствием более сложных процессов, и, в частности, может оказаться результатом движений.

На высотах 140–200 км вблизи максимальной фазы в Свердловске наблюдаются два минимума в ходе $N(t)$: первый наблюдается за 20 мин. до максимальной фазы (12 ч. 35 м.), второй – в момент максимальной фазы (12 ч. 55 м.) с промежуточным максимумом в 12 ч. 45 м.

В работе [4] было отмечено, что с 13 ч. 40 м. выше слоя $F2$ появился слой G , который опустился приблизительно через 10 мин. вниз и слился со слоем $F2$. При этом $foF2$ резко увеличилось почти на 1 $M\mu$. Как видно из фиг. 2, несколько позднее 13 ч. 40 м. на высотах 220, 200 и 180 км развивается впадина в ходе $N(t)$, минимальная величина которой с уменьшением высоты смещается в сторону конца затмения. Развитие этой впадины протекает таким образом, что, предполагая действительное перемещение ионизации по высоте связанным с опусканием слоя G , из фиг. 2 видно, что оно не оканчивается на уровне N_{max} , а происходит вплоть до высоты 180 км. При этом последовательное во времени увеличение $N(t)$ на высотах 220, 200, 180 км происходит за счет заполнения этих уровней опускающейся из областей, лежащих выше N_{max} ионизацией (прохождение которой выше максимума ионосферы фиксировалось как слой G).



Фиг. 3

Вариации $N_h(t)$ и $N_{\max}(t)$ во время затмения сопровождались изменениями n' , n_{\max} и h_{\max} (фиг. 3). Однако можно отметить, что эффект затмения резкого влияния на n_{\max} и h_{\max} не оказал. Может быть, только в Софии h_{\max} в период затмения несколько выше, чем до и после затмения. Увеличение h_{\max} в 13 ч. 45 м. над Свердловском происходит за счет слияния опускающегося слоя G со слоем $F2$. Характерно, что перед появлением слоя G происходит опускание высоты максимума ионизации.

В вариациях $n'(t)$ в период затмения в Софии в первой половине происходит небольшое, около 35% от значения минимальной величины $n'(t)$, уменьшение содержания электронов в рассматриваемом столбе. Во второй половине затмения происходит значительное (около 270%) увеличение n' . Для Свердловска уменьшение n' в первой половине затмения приблизительно соответствует его увеличению во второй половине. Такое различие в поведении $n'(t)$ для рассматриваемых станций можно объяснить тем, что в Софии затмение происходило в условиях резкого увеличения электронной концентрации, а в Свердловске — в период, когда рост электронной концентрации уже по существу закончился.

В последнее время большое внимание привлекает вопрос о величине так называемого «члена движения» в уравнении баланса ионизации

$$\frac{dN(t)}{dt} = I_0 \cos \chi(t) A(t) - \alpha_0 [N(t)]^2 + M(t) \quad (1)$$

Иногда высказываются сомнения в том, что он играет какую-либо роль в вариациях электронной плотности на различных высотах [12]. Некоторые особенности протекания затмения в Софии позволяют рассмотреть вопрос о том, вносит ли член $M(t)$ вклад в ионизацию на уровне 140 км. Заметим, что на этом уровне в первую половину затмения $N(t) \approx \text{const}$. Предположим, что на высоте 140 км $M(t) = 0$, тогда уравнение (1) для этой высоты в первой половине затмения можно записать так:

$$\cos \chi(t) A(t) = \frac{\alpha_0}{I_0} C = K \quad (2)$$

где $C = 42 \cdot 10^8 \text{ см}^{-6}$. Постоянную K определим в момент, когда $A(t) = 1$. Тогда из (2) имеем

$$A(t) = \frac{0,2}{\cos \chi(t)}$$

Построив график функции $A(t)$, находим изменение отношения непокрытой площади Солнца ко всему диску в зависимости от времени и убеждаемся, что в момент максимальной фазы остается незакрытой более 50% площади Солнца. Отсюда можно заключить, что предположение $M(t) = 0$ неверно.

Ратклифф [11] на основании анализа большого числа экспериментальных данных, полученных во время затмений в слое E (высота максимума 120 км), делает вывод, что остаточная площадь Солнца при полном затмении имеет величину 10–15%. Если принять значение 15%, то (1) с учетом $M(t)$ в момент наибольшего покрытия будет

$$\frac{M}{I_0} = \frac{\alpha_0}{I_0} N^2 - 0,06 > 0 \quad (3)$$

Отметим, что M в нашем случае получается положительным независимо от того, будем ли мы для определения величин α_0/I_0 пользоваться постоянной K (2), или определим это отношение из литературных данных. Несмотря на то, что величины α_0 и I_0 , приведенные в [13, 14], отличаются очень сильно, отношение α_0/I_0 изменяется незначительно.

Таким образом, видим, что на высоте 140 км в момент максимальной фазы имеет место приток электронов, и пополнение содержания электронов за счет этого притока составляет около 20% величины производства электронов за счет фотоионизации на этой высоте. Заметим, что принятая нами величина остаточной площади Солнца в 15 %, по-видимому, завышена, ибо относится к слою E , который ионизируется более жестким излучением. А по современным представлениям более жесткое излучение в короне Солнца находится дальше от видимого диска. Использование в уравнении (3) меньшей остаточной площади Солнца увеличит вклад движения в ионизацию на рассматриваемом уровне.

Вопрос о направлении движения ионизации здесь не рассматривается. Однако в условиях затмения, когда с уменьшением высоты электронная плотность исчезает интенсивнее за счет увеличения коэффициента рекомбинации, логичнее считать, что перемещение происходит сверху вниз.

Анализ состояния ионосферы над Софией и Свердловском дополняет описание ионосферного эффекта солнечного затмения 1961 г. на станциях, лежащих вблизи полосы полной фазы затмения. Поэтому интересно рассмотреть, как изменялись некоторые характерные параметры ионосферы в зависимости от времени протекания затмения и от расположения станции по отношению к полосе полной фазы затмения. С этой целью в верхней части табл. 2 приведены некоторые сведения по данным станций, лежащих вдоль полосы полной фазы затмения. В нижней части таблицы представлены сведения по данным станций, лежащих приблизительно на одном перпендикуляре к этой полосе. Дополнительно к табл. 1 введены обозначения: ΔN_{\max} – величина, показывающая, на сколько процентов изменилась электронная концентрация в максимуме слоя $F2$ по отношению к медианному значению за контрольный период, $\Delta\tau$ – время между максимальной фазой затмения и минимальным значением $N(t)$ в максимуме слоя либо на фиксированной высоте. В столбце T_0 указано поясное время. Для Софии T_0 и g_{\max} указаны для высоты 120 км. К сожалению, автору остались неизвестными координаты станций Пьер Леже (Франция).

Из табл. 2 видно, что наибольшие изменения в максимуме слоя $F2$ (ΔN_{\max}) во время затмения происходили на станциях, где только начиналось утреннее резкое увеличение N_{\max} (Пьер Леже, Рим), или на станциях, где затмение застало уже сформировавшийся слой (Свердловск, Томск). Если же затмение приходится на период усиленного формирования слоя, то ΔN_{\max} значительно (почти на 50%) меньше. Интересно также то, что $\Delta\tau_{\max}$ и $\Delta\tau_{220}$ вообще увеличиваются с увеличением долготы, т. е. при более позднем наступлении времени затмения.

Таблица 2

Станция	Координаты		Часовой пояс	T_0		g_{\max}	ΔN_{\max} %	$\Delta\tau_{\max}$ мин	$\Delta\tau_{220}$ мин
	φ	λ							
Пьер Леже	—	—	0	7ч	35м	0,92	55	5	5
Рим	41°54'	12°30'	1	8	35	—	53	5	—
София	42 41	23 21	2	9	48	0,99	30	7	7
Симферополь	44 44	34 01	2	10	6	0,96	25	—	0; 13
Ростов-на-Дону	47 13	39 41	3	11	19	0,95	28	15	0
Свердловск	56 44	61 04	4	12	56	0,96	50	13	18
Томск*	56 28	84 56	6	15	17	0,83	32	25	—
Тбилиси	41 43	44 48	3	11	23	0,97	17	–50;0	30;0
Москва*	55 28	37 19	2	10	24	0,91	28	35	—

* Станции, для которых T_0 и g_{\max} приведены для уровня земли

Из рассмотрения станций, лежащих перпендикулярно полосе полной фазы, следует, что ΔN_{\max} для Тбилиси меньше, чем для Ростова и Москвы, хотя в Тбилиси условия больше приближаются к условиям полного затмения. Этот интересный факт может быть следствием действий электродинамических сил, возникающих во время затмения. Последние могут возникнуть по различным причинам. Например, уменьшение электронной плотности в части ионосферы, где протекает геомагнитный ток, вызовет появление электростатической поляризации [15]. Электрическое поле, возникшее таким образом, налагаясь на земное магнитное поле, вызовет движение ионизации. Отметим, что станции Ростов-на-Дону и Москва расположены с одной стороны полосы полной фазы в ионосфере, а Тбилиси – с другой; кроме того, над Тбилиси расположен центр токовой системы, ответственной за возникновение Sq -вариаций.

Для станций, лежащих перпендикулярно полосе полной фазы, отмечается также резкое увеличение $\Delta\tau_{\max}$ с удалением от этой полосы к северу. Кроме того, из [1, 2, 5] следует, что вблизи максимальной фазы отмечаются два минимума в ходе $\Delta N_{\max}(t)$; в Тбилиси первый минимум (за 50 мин. до максимальной фазы) по своей глубине превышает второй минимум в момент максимальной фазы, в Ростове-на-Дону первый минимум уже значительно менее глубокий, чем минимум вблизи момента максимальной фазы, а в Москве наблюдается вместо первого минимума просто некоторый перегиб в ходе $N_{\max}(t)$. По-видимому, это тоже связано с явлением переноса ионизации.

Автор благодарит С.С. Чавдарова и А.М. Свечникова за обсуждение настоящей работы и С.А. Жученко, выполнившую расчеты Nh -профилей на ЭЦВМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. Данилкин Н.П., Н.А. Коченова, А.М. Свечников, С.С. Чавдаров, А.И. Ярошева Геомагн. и аэрономия, 1961, 1, № 4, 612.
2. Шапиро Б.С., В. М. Шашунькина Геомагн. и аэрономия, 1961, 1, № 5, 760.
3. Шашунькина В.М., Р. И. Турбин Геомагн. и аэрономия, 1961, 1, № 5, 835.
4. Куликов Н.Н., Н. Е. Махаев Геомагн. и аэрономия, 1961, 1, № 3, 442.
5. Васильев К.Н., А. С. Велешин, А. Р. Косенков Геомагн. и аэрономия, 1961, 1, № 2, 277.
6. Nestorov G., J. Taubenheim J. Atmos. and Terr. Phys., 1962, 24, 633.
7. Haubert M.A. Compt. rend Acad. sci. France, 1962, 254, № 3, 513.
8. Volle A., F. Coccia, C. Tiberio Ann. Geophys., 1962, 15, № 1, 87.
9. Данилкин Н.П., С.А. Жученко, Ю.К. Часовитин Совещание по ионосфере. Ашхабад, 1961 (в печати)
10. Михайлов А.А. Астрон. ж., 37, № 1, 67.
11. Ratcliffe J.A. Solar eclipses and the ionosphere. London, 1956.
12. VanZandt T.E., R.V. Norton, G.H. Stonehocker. J. Geophys. Res., 1960, 65, № 7.
13. Иванов-Холодный Г.С. Геомагн. и аэрономия, 1962, 2, № 4, 674.
14. Альперт Я.Л. Распространение радиоволн и ионосфера. Изд-во АН СССР, 1960.
15. Thomas O., A.R. Robbins. Solar eclipses and the ionosphere. London, 1956.

Ростовский-на-Дону государственный университет

Статья поступила 3 мая 1963 г

Глава 6

Ионосферные исследования в Арктике и на Северном полюсе

Предисловие 2008 года

Наиболее замечательной экспедицией в моей жизни был поход на Северный полюс (СП) на борту атомного ледокола (а/л) «Сибирь» в мае – июне 1987 г. Здесь было удивительное сочетание – не столь уж часто встречающееся в реальной жизни – когда научные интересы удачно сочетаются с остротой великолепного путешествия. Это был уже второй спутниковый эксперимент – Космос 1809 - по радиозондированию ионосферы сверху и мы к нему основательно подготовились. Была разработана и создана в содружестве трех Институтов: Института прикладной геофизики (Москва), Ростовского Университета и СКБ Института экспериментальной метеорологии (Обнинск) станция приема спутниковых ионограмм по каналу 137 МГц. Главным разработчиком был Ростовский Университет, где работала группа под руководством И.И.Иванова. Было изготовлено 11 таких станций и они были расставлены на ионосферных обсерваториях практически всех широт от острова Хейса (архипелаг Земли Франца- Иосифа) до Кубы. В Ростове и в Москве в качестве регистратора ионограмм использовалась аппаратура – БРИС (быстродействующий регистратор спутниковых ионограмм). Она была изготовлена в СКБ ИЗМИРАНа еще для первого отечественного бортового ионозонда на ИСЗ Интеркосмос-19.

Были получены новые интересные результаты. Вершиной эксперимента, безусловно, явился наш поход на СП и измерения проведенные на СП и вблизи него. К сожалению техника тех лет для регистрации результатов базировалась на магнитных лентах и химической бумаге. Нам не удалось сохранить первичные данные на этих носителях в «бурных» событиях 90-х годов. Точнее они «сохранились» как необходимый элемент для отчета в бухгалтерии, но для научного анализа теперь, когда вновь появилась возможность работать, стали уже непригодны.



Наша лаборатория сыграла значительную роль для того, чтобы наш ледокол достиг Северного полюса. Детали этого эпизода, также как и личные впечатления от похода я описал в популярной брошюре для школьников «Космическим инженерам XXI века». Руководитель экспедиции Герой СССР и Герой России, известнейший отечественный ученый географ Артур Николаевич Чилингаров, который в те годы тоже был сотрудником Росгидромета, сфотографировался на память с коллективом ионосферщиков на Северном полюсе. Слева направо Андрей Небузданов, Рафис Ахмедшин, Сергей Журавлев, Артур Чилингаров, автор, Анатолий Семейкин.

За прошедшие 21 год после этой экспедиции аналогичных или близких к ним измерений в этих широтах не проводилось. В связи с исключительной дороговизной вряд ли они будут проведены в ближайшем будущем. Я привожу соответствующие научные публикации практически без изменений. Брошюра для школьников, о которой я написал выше, которая была направлена в школьные

библиотеки и – в соответствии с правилами того времени – не продавалась в магазинах. Практически она должна быть в школьных библиотеках тех школ, которые существовали в 1988 году.

Эксперимент «Ионозонд — Арктика-87»

Н. П. Данилкин

Из книги «Результаты первой научной экспедиции в приполюсном районе на атомном ледоколе "Сибирь". Сборник трудов. Ленинград, Гидрометеиздат, 1990, стр. 100-124

Наблюдения ионосферы в период похода а/л «Сибирь» в околополюсном районе в мае–июне 1987 г. с помощью ИСЗ «Космос-1809» можно разделить на два этапа. На первом этапе пять сотрудников Института прикладной геофизики с 6 мая по 3 июня провели наблюдения методом внешнего зондирования. Наблюдения проводились круглосуточно двумя группами (первая – Р. Л. Ахмедшин, С. В. Журавлев; вторая — А. А. Небузданов, А. П. Семейкин), лаборантскую работу для обеих групп вел Н. П. Данилкин. По мере приближения к Северному полюсу увеличивалось число суточных сеансов наблюдений. Максимальное число наблюдений (12 прохождений) было выполнено 20 мая. При отходе от полюса были начаты и потом проводились в течение всего похода наблюдения напряженности электромагнитного поля помех в диапазоне 1 - 30 МГц на поверхности океана. Наблюдения вел А. П. Семейкин. С 3 июня к группе наблюдателей присоединились К. Л. Тольский (ИПГ) и Г. Н. Киселев (Ростовский университет).

Усилиями Г. Н. Киселева, С. В. Журавлева и А. А. Небузданова на втором этапе экспедиции удалось впервые в мировой практике начать на стандартном оборудовании отечественного производства регистрацию комплексных ионограмм. Одновременно при каждом 8-секундном сеансе зондирования ИСЗ «Космос-1809» на борту ледокола фиксировалась ионограмма внешнего зондирования и ионограмма прямого трансionoсферного зондирования. Эти наблюдения проводились до конца экспедиции. 17 июня был поставлен эксперимент «Тимура». В этом эксперименте при прохождении ИСЗ ориентировочно вблизи максимального параметра на витках 2503 и 2504 было отключено высокое напряжение передатчика бортового ионозоида ИС-338. Работа ИСЗ «Космос-1809» на весь период похода экспедиции была ориентирована преимущественно на ледокол. Расчеты зон наблюдения с борта ледокола и оперативное управление работой ИСЗ проводила группа сотрудников ИПГ под руководством В. И. Погорелова, работавшая в Москве.

Здесь представлены только предварительные результаты обработки полученных материалов. Это является следствием большого объема полученного экспериментального материала (принято 240 сеансов, зарегистрировано свыше 20 тыс. ионограмм внешнего зондирования и около 1000 комплексных ионограмм). Большую помощь в проведении этих работ оказали радисты и штурманы ледокола.

Для углубленного изучения полученного материала в настоящее время создана рабочая группа специалистов ИПГ, ИЗМИРАН, ААНИИ, Московского и Ростовского университетов и Архангельской ионосферной станции.

ИОНОСФЕРНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Р. Л. Ахмедшин, Н. П. Данилкин, С. В. Журавлев, Г. Н. Киселев, Л. А. Небузданов, А. П. Семейкин, К. Л. Тольский

В период арктического похода а/л «Сибирь» постоянно проводились ионосферные наблюдения с помощью ИСЗ «Космос-1809». Основная задача эксперимента – получение первого в СССР банка данных о структуре и свойствах ионосферы всего арктического региона методом спутникового радиозондирования [1].

Аппаратура

Для проведения наблюдений использовалась аппаратура мобильного варианта станции приема спутниковой ионосферной информации «Сатурн». Станция разработана для проведения экспериментов с ионосферным ИСЗ «Космос-1809» и бортовым ионозондом ИС-338. Она предназначена для получения информации внешнего зондирования ионосферы по каналу аналоговой телеметрии, трансionoсферного зондирования (ТИЗ) совместно с ионозондом, расположенным на борту ИСЗ [2]. Станция оснащена вычислительной техникой, которая обеспечивает подготовку данных для определения положения ИСЗ, предварительную обработку ионосферной информации, управление цифровым приемным устройством канала трансionoсферного зондирования. В состав станции входят два приемных канала: телеметрический канал, предназначенный для приема аналоговой информации, передаваемой с борта ИСЗ в диапазоне частот 136–138 МГц, и канал приема трансionoграмм, предназначенный для синхронной работы с ионозондом на борту ИСЗ в коротковолновом диапазоне 1,5–16 МГц. Структурная схема станции приведена на рис. 1. Ниже описаны основные технические характеристики аппаратуры и особенности ее использования на борту а/л «Сибирь».

Антенная система телеметрического канала

В станции применена спиральная антенна с рефлектором, смонтированная на поворотном устройстве. Для уменьшения механических нагрузок использованы две укороченные спирали. Дополнительную жесткость в антенную систему вносят растяжки из непроводящего материала, что позволяет эксплуатировать антенну при значительных вибрационных, ударных и ветровых нагрузках, характерных для ледокола.

Диаграмма направленности антенны имеет достаточную ширину $45\div 50^\circ$, не допускающую срыва сопровождения спутника при нестабильном положении антенны в пространстве (маневрирование корабля, качка). Слежение за ИСЗ обеспечивается в диапазоне углов $0\text{--}90^\circ$ по углу места, $-60\text{--}+420^\circ$ по азимуту с пульта управления (ПУ) антенной по целеуказаниям. При изменении курса корабля в целеуказание оперативно вводится коррекция по ориентации антенн в пространстве. Для компенсации потерь в кабеле, снижения и обеспечения требуемой чувствительности приемного тракта использован транзисторный антенный усилитель (ТАУ) с полосой пропускания 100 кГц, чувствительностью не более 1 мкВ.

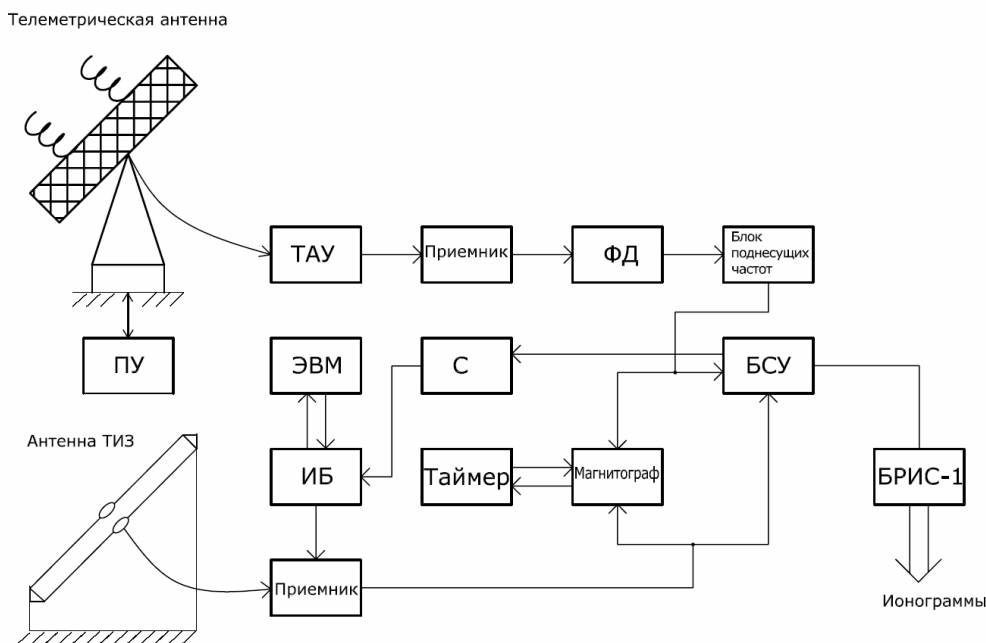


Рис. 1. Структурная схема станции «Сатурн».

Приемное устройство телеметрического канала

Основное усиление сигнала происходит в приемнике, с выхода которого сигнал на промежуточной частоте 4,5 МГц подается на фазовый детектор (ФД). Фазовый детектор выделяет поднесу-

щую частоту 40 кГц, которая модулирована по частоте сложным видеосигналом спутникового ионозонда ИС-338 [1]. Демодулирование сложного видеосигнала обеспечивает блок выделения несущих частот.

Антенна трансionoсферного канала

В качестве антенны трансionoсферного канала использован коротковолновый наклонный шлейфовый диполь длиной 12 м, обеспечивающий достаточно близкую к круговой диаграмму направленности.

Приемное устройство канала трансionoсферного зондирования

Использован цифровой приемник, перестраиваемый синхронно с переключением частот ионосферной станции на борту ИСЗ. Синхронизирующие импульсы содержатся в составе сложного видеосигнала. Выделение этих импульсов и формирование сигналов управления цифровым приемником происходит в синхронизаторе (С).

В качестве устройства, управляющего перестройкой частоты приемника, использована микроЭВМ с интерфейсным блоком (ИБ). По каждому из 338 импульсов управления вырабатывается соответствующий код частоты, что обеспечивает синхронную перестройку частот бортового ионозонда и приемника наземной станции. Помехозащищенность синхронизации обеспечивается автономной выработкой сигналов в синхронизаторе [2] и программными средствами управляющей микроЭВМ. Программа контролирует временные характеристики пачек синхроимпульсов и их количество, устраняя ложные срабатывания.

Аппаратура регистрации ионограмм

Сложный видеосигнал с выхода приемного устройства телеметрического канала, содержащий информацию внешнего радиозондирования и синхронизирующие импульсы, а также сигналы с выхода приемника трансionoсферного канала зондирования записываются в темпе приема на магнитную ленту магнитографом. Запись на магнитную ленту обеспечивает наиболее полную регистрацию информации, включая амплитудные соотношения. Для временной привязки информации параллельно видеосигналу на магнитограф записывается в последовательном коде текущее время с таймера.

Регистрация информации в виде ионограмм внешнего и трансionoсферного зондирования осуществляется устройством БРИС-1 [1] на электрохимическую бумагу в темпе приема. Количество ионограмм за один сеанс связи с ИСЗ (15—20 мин) составляет 100 — 150 штук. Поскольку сигналы внешнего и трансionoсферного зондирования сильно отличаются по уровню помех и структуре, они предварительно обрабатываются и нормируются блоком селективных усилителей (БСУ). Этим обеспечивается возможность регистрации комплексных ионограмм [2]. Типичный пример регистрации приведен на рис. 2.

Вычислительная техника

В состав станции входят две микроЭВМ. Одна – с оперативной памятью 64 К, графическим дисплеем и принтером. Вторая – с оперативной памятью 32 К, алфавитно-цифровым дисплеем, принтером. ЭВМ обеспечивали расчет программы работ со спутников по данным, передаваемым из Москвы на ледокол, определение параметров ведения антенны в зависимости от координат и расположения продольной оси ледокола, предварительную обработку ионосферной информации.

Вся аппаратура станции смонтирована в автоприцепе, внутри которого поддерживались оптимальные климатические условия. На ледоколе автоприцеп располагался на третьем мостике, где обеспечивалась наибольшая обзорность по углу места и азимуту.

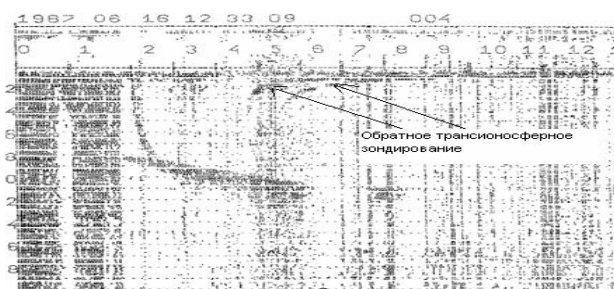


Рис. 2. Комплексная ионограмма

Условия проведения эксперимента

С помощью экспедиционного варианта приемной станции «Сатурн» и информационно-вычислительного центра для оперативного обслуживания эксперимента на третьем мостике а/л «Сибирь» были решены следующие вопросы:

- устранение последствий вибрации станции, особенно тяжело отражающихся на элементах антенны УКВ и электромеханических движущихся системах оборудования (магнитограф, БРИС, печатающие и запоминающие устройства компьютеров);
- разработка методики и осуществление на практике ведения антенны УКВ, отслеживающей перемещение по азимуту и углу места ИСЗ «Космос-1809» в условиях, когда азимут корабля меняется в широких и непрогнозируемых пределах при непрерывной вибрации во время сеанса измерений;
- электромагнитная совместимость описанного оборудования с другим служебным и научным радио- и электрооборудованием корабля;
- разработка и осуществление схемы управления режимом, выбора информационных витков и передачи информации с борта ИСЗ на ледокол в условиях, когда прогноз местоположения корабля с необходимой заблаговременностью может быть выполнен весьма приближенно.

При этом были выполнены следующие работы:

- антенная система УКВ была дополнительно укреплена гибкими неметаллическими растяжками между наиболее вибрирующими элементами;
- была проведена тщательная профилактика и использован ежедневный контроль и профилактический ремонт потенциально опасных мест в электромеханических системах аппаратуры;
- для ведения антенны УКВ в условиях непрерывно меняющейся азимут ИСЗ платформы использовалась телефонная связь с рубкой ледокола (затем использовался репитир компаса, расположенный рядом с пультом управления антенной);

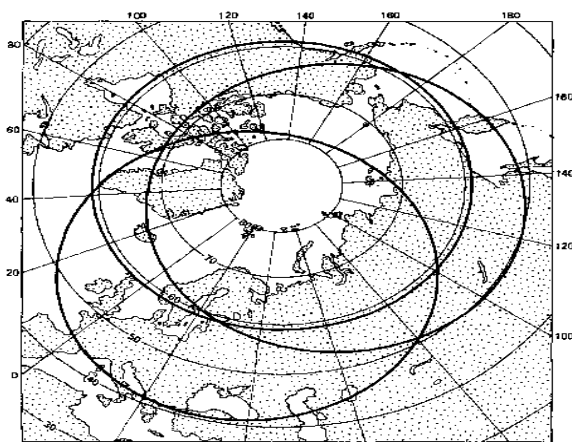


Рис. 3. Зоны наблюдения ИСЗ

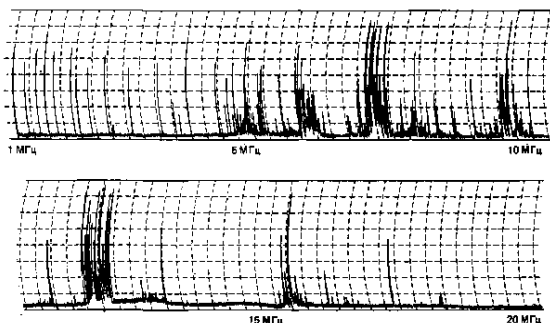


Рис. 4. Пример регистрации радиопомех

- были проведены работы по выявлению источников электро- и радиопомех на ледоколе, влияющих на работу приемного тракта аппаратуры (позже влияние помех было устранено);

- для обеспечения приема сигналов ИСЗ по данным Группы управления ИСЗ «Космос-1809» (ГУП), находящейся в ИПГ, осуществлялся расчет параметров ведения антенны в зависимости от координат и расположения продольной оси ледокола;

- геофизическая информация записывалась одновременно семи дорожечным магнитографом на магнитной ленте и БРИСом на электрохимической бумаге. В том случае, если запись на бумаге не выявляла всех необходимых особенностей полученной информации, магнитная лента сохранялась для более глубокого анализа на больших ЭВМ.

Сведения о радиопомехах в диапазоне 1÷32 МГц

Во время рейса осуществлялся контроль помеховой обстановки в коротковолновом диапазоне. Всего было проведено 80 сеансов записи электромагнитного поля, регистрируемого на верхней палубе ледокола в условиях, когда радиопередатчики корабля не работали, либо работали, однако их параметры были известны. Измерения начались 25 мая 1987 г. на Северном полюсе. С 25 мая–27 мая снимался 1 сеанс в сутки.

29 мая было снято 8 сеансов через промежутки времени около трех часов, в последующие дни в среднем снималось 3—5 сеансов в сутки в зависимости от условий электромагнитной совмести-

мости со служебными радиосистемами ледокола. Пример регистрации радиопомех в диапазоне 1÷32 МГц приведен на рис. 4.

Предварительные результаты ионосферных наблюдений

За время наблюдений (период с 8 мая по 18 июня 1987 г.) создан банк ежедневных многообразных наблюдений ионосферы. Были получены непрерывные ряды ионограмм внешнего радиозондирования ионосферы в полярной шапке, авроральном овале и других элементах арктической структуры с дискретностью по времени между отдельными ионограммами в 8 с и пространственным разрешением около 50 км. За этот период проведено 217 сеансов приема сигналов, при этом получено свыше 20 тыс. ионограмм внешнего зондирования, а также около 1 тыс. транзиограмм. Список всех сеансов, где для каждой даты эксперимента указаны номера витков ИСЗ «Космос-1809», долгота узловой точки (долгота на экваторе), время пересечения экватора, долгота и широта станции наблюдения (корабля), время включения и выключения передатчика ИСЗ приведен в табл. 1. Время дано по московскому декретному. В периоде 18 по 21 мая проводилась сверхдлинная серия наблюдений, при которой 20 мая было 12 сеансов связи с ИСЗ, а 19 и 21 мая регистрировалось по 11 сеансов, т.е. за 72 часа выполнено 34 разреза высокоширотной ионосферы всех долгот между 60 и 82° с. ш. Диаграмма наблюдений за 20 мая представлена на рис. 3. Указана в виде окружности зона наблюдений, а также проекции траекторий спутника на земную поверхность.

Описанный выше банк содержит ионограммы внешнего зондирования ионосферы и транзиограммы, после обработки которых может быть получена информация о следующих параметрах ионосферы вдоль подспутниковой траектории ИСЗ:

- критическая частота ионосферы;
- высота максимума электронной концентрации;
- максимально применимая частота для радиосвязи;
- зависимость электронной концентрации от высоты в области от космического аппарата (КА) до высоты максимума электронной концентрации;
- наличие или отсутствие характерных элементов высокоширотной ионосферы: диффузности, относящейся к отдельным высотам или ко всей ионосфере в целом, наклонных отражений, удаленных плазменных резонансов;
- по данным совместного учета ионограмм и транзиограмм получается информация о внутренней ионосфере и о наличии в ней ионосферных неоднородностей.

В ряде случаев, особенно для севера американского континента, характерны ионограммы, на которых присутствует сигнал, отраженный от земной поверхности. В этом случае возможен расчет электронной концентрации ниже максимума для монотонного модельного профиля, например, для обычно используемой в радиосвязи квазипараболической зависимости концентрации электронов от высоты.

На ряде ионограмм, полученных в данном рейсе, наблюдаются детали или особенности структуры отраженного от ионосферы сигнала, которые ранее при исследованиях среднеширотной ионосферы не были известны. В целом, можно наметить ряд характерных штрихов в поведении высокоширотной ионосферы. Следует обратить внимание на ряд характерных для арктической ионосферы деталей.

В летней высокоширотной ионосфере, постоянно освещенной Солнцем, наблюдается относительное постоянство общепринятых характеристик ионосферы: критической частоты и, в меньшей степени, высоты максимума ионосферного слоя и других. Пространственная же изменчивость ионосферы проявляется в том,

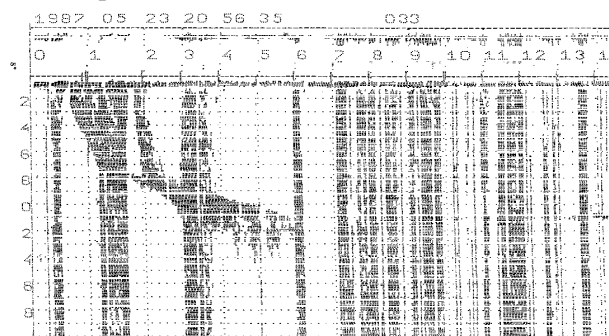


Рис. 5. Ионограмма с «В-столбом»

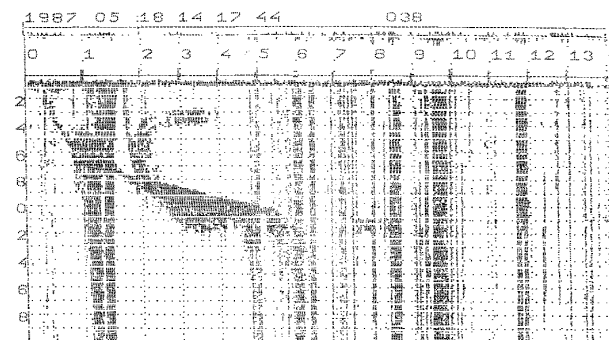


Рис. 6. Ионограмма с «крабом».

что на фоне этого постоянства возникают структуры, характерные для диффузной ионосферы с наличием заметного числа элементов, рассеивающих радиоволны. Некоторые из них ранее были известны, однако в арктической области они проявляются значительно интенсивнее, чем в среднеширотной (рис. 5).

Как правило, возмущенные одинаковым способом области наблюдаются ориентировочно одновременно во всем Арктическом бассейне, усиливаясь или ослабляясь в отдельных его районах. Однако в некоторых случаях наблюдались переходы из одних возмущенных состояний ионосферы в другие, появление, исчезновение и смена характерных диффузных образований на протяжении одного разреза Арктического бассейна.

Предварительный анализ полученных ионограмм арктической ионосферы позволяет классифицировать следующие элементы структур в отраженных от ионосферы сигналах (табл. 2).

1. Диффузное состояние всей внешней ионосферы. Для него характерно наличие интенсивно рассеянных сигналов во всей толще наблюдаемой части ионосферы.

2. Наличие характерных образований на фоне слабо диффузного состояния всей ионосферы. Условную классификацию таких образований необходимо создать.

3. Невозмущенное или слабовозмущенное состояние ионосферы.

Проведенный эксперимент показал, что практически создана первая в стране аппаратура для получения комплексных ионограмм, составленная полностью из отечественного оборудования, для приема сигналов с борта ионосферных ИСЗ, в частности, ИСЗ «Космос-1809».

Экспедиционный вариант этой аппаратуры прошел испытания как корабельная неизлучающая ионосферная станция в ее самом тяжелом – ледокольном – варианте.

Непрерывный анализ получаемых ионосферных данных и их пробная обработка в полном объеме позволили уже в течение похода произвести разработку методических принципов оперативной диагностики ионосферы по получаемым данным и осуществить на практике экспериментальную передачу оперативных данных о состоянии высокоширотной ионосферы с борта а/л «Сибирь» в Центр сбора оперативных ионосферных данных – Институт прикладной геофизики им. академика Е. К. Федорова. Полученный представительный банк ионосферных данных для арктического региона, центрированный относительно Северного полюса, может быть использован для научных работ различного назначения.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Аппаратура для исследования внешней ионосферы. – / Под ред. Г. В. Васильева, Ю. В. Кушнеревского. – М.: Наука, 1980. – 303 с.
2. Ионосферно-магнитная служба. / Под ред. С. И. Авдюшина, А. Д. Данилова. – Л.: Гидрометеиздат, 1987. – 247 с.

Приложения

Таблица 1

Сеансы связи с ИСЗ «Космос-1809»

№ п/п	Дата	Номер витка	Долгота узловой точки	Время прохождения узловой точки	Координаты корабля		Время работы аппарата	
					φ	λ	T _Н	T _К
1	8/V	1944	237.7	1.52	69	33	2.1	2.4
2		1954	11.8	19.14	69	33	19	19
3		1955	345.6	20.58	69	34	21	21
4	9/V	1958	267.1	2.11	70	38	2.3	3
5		1967	31.4	17.49	74	39	18	18
6		1968	5.2	19.33	74	39	20	20
7	10/V	1973	234.3	4.15	76	89	4.4	5
8		1980	51	16.24	79	42	16	17
9		1982	358.6	19.53	80	46	20	20
10	11/V	1985	280.1	1.05	80	46	1.2	1.4

11		1988	201.5	6.18	80	43	6.4	6.6
12		1994	44.4	16.43	82	39	17	17
13	12/V	1999	273.5	24.22	82	39	1.4	1.6
14		2008	37.8	17.02	84	28	17	17
15		2009	11.6	18.47	84	27	19	19
16		2010	345.5	20.31	84	26	20	21
17	13/V	2013	266.9	1.44	84	25	2	2.4
18		2014	240.7	3.28	84	25	3.5	4
19		2022	31.2	17.22	85	18	17	18
20		2023	5.1	19.06	85	16	19	19
21	14/V	2026	286.5	0.18	85	13	0.4	0.5
22		2027	260.3	2.03	85	13	2.2	2.4
23		2028	234.1	3.47	85	13	4.1	4.2
24		2035	50.8	15.56	85	11	16	16
25		2036	24.6	17.41	85	11	18	18
26		2037	358.5	19.25	85	6	19	20
27	15/V	2040	279.9	0.38	85	3	0.6	1.1
28		2042	227.5	4.06	85	1.3	4.3	4.4
29		2049	44.2	16.16	85	-0	16	16
30		2050	18.1	18	85	-0	19	18
31		2051	351.9	19.44	85	-2	20	20
32		2052	325.7	21.28	85	-2	21	22
33		2053	299.5	23.13	85	-2	23	23
34	16/V	2054	273.3	0.57	85	8	1.2	1.3
35		2055	247.1	2.41	85	8	3	3.2
36		2056	220.9	4.25	85	8	4.4	5
37		2062	63.8	14.51	85	0.5	15	15
38		2064	11.5	18.19	86	-1	18	19
39		2065	345.3	20.03	86	-1	20	20
40		2066	319.1	21.47	86	-1	22	22
41		2067	292.9	23.32	86	-5	24	0.1
42	17/V	2068	266.7	1.16	86	-6	1.3	1.5
43		2069	240.5	3	86	-6	3.2	3.3
44		2070	214.4	4.44	86	-5	5	5.2
45		2076	57.2	15.1	86	-4	15	15
46		2077	31.1	16.54	86	-4	17	17
47		2078	4.9	18.38	86	-4	19	19
48		2079	338.7	20.22	86	-4	20	21
49		2080	312.5	22.07	86	-4	22	22
50		2081	286.3	23.51	86	-4	0.1	0.3
51	18/V	2082	260.1	1.35	86	-5	1.5	2.2
52		2083	233.9	3.19	86	-5	3.4	4
53		2084	207.8	5.04	86	-6	5.2	5.4
54		2089	76.8	13.45	86	-7	13	14
55		2090	50.6	15.29	86	-7	15	16
56		2091	24.5	17.13	86	-7	17	17
57		2092	358.3	18.57	86	-7	19	19
58		2093	332.1	20.42	86	-7	21	21
59		2094	305.9	22.26	86	-7	22	23
60	19/V	2095	279.7	0.1	86	-7	0.1	0.6
61		2096	253.5	1.54	86	8.1	2.1	2.4
62		2097	227.4	3.38	86	8.1	3.6	4.2
63		2098	201.2	5.23	86	8.2	5.4	5.6
64		2099	175	7.07	86	8.2	7.3	7.4
65		2100	148.8	8.51	86	8.2	9	9.3

66		2104	44.1	15.48	86	8.3	16	16
67		2105	172.9	17.32	86	8.3	18	18
68		2106	351.7	19.16	86	8.5	19	20
69		2107	325.5	21.01	86	8.5	21	21
70		2108	299.3	22.45	86	8.5	23	23
71	20/V	2109	273.1	0.29	86	8.6	0.5	1.2
72		2110	246.9	2.13	86	8.6	2.3	2.6
73		2111	220.8	3.58	86	9	4.2	4.4
74		2112	194.6	5.42	86	9	6	6.2
75		2113	168.4	7.26	86	9.1	7.5	8
76		2114	142.2	9.1	86	9.1	9.3	9.5
77		2117	63.6	14.23	86	9.1	14	15
78		2118	37.5	16.07	86	9.1	16	16
79		2119	11.3	17.51	86	9.1	18	18
80		2120	345.1	19.36	86	9.1	20	20
81		2121	318.9	21.2	86	9.1	21	22
82		2122	292.7	23.04	86	-8	23	24
83	21/V	2123	266.5	0.48	86	-8	1.1	1.4
84		2124	240.4	2.33	86	-2	2.5	3.2
85		2125	214.2	4.17	86	-2	4.4	5
86		2116	188	6.01	86	-2	6.2	6.4
87		2127	161.8	7.45	86	-2	7.5	8.2
88		2128	135.6	9.29	86	-2	9.5	10
89		2132	30.9	16.26	86	-2	16	17
90		2133	4.7	18.11	86	-2	18	18
91		2134	338.2	19.55	87	1	20	20
92		2135	312.3	21.39	87	1	22	22
93		2136	286.1	23.23	87	9.1	23	0.1
94	22/V	2137	259.9	1.07	87	15	1.3	1.6
95		2138	233.8	2.52	87	15	3.1	3.4
96		2139	207.6	4.36	87	20	4.6	5.1
97		2140	181.4	6.2	87	20	6.4	6.6
98		2141	155.2	8.04	87	20	8.1	8.4
99		2142	129	9.49	87	20	10	10
100		2146	24.3	16.46	87	20	17	17
101		2148	331.9	20.14	87	20	20	21
102	23/V	2151	253.4	1.27	87	37	1.5	2.1
103		2155	148.6	8.24	87	38	8.3	8.6
104		2160	17.7	17.05	87	38	17	17
105		2162	325.3	20.33	87	44	21	21
106	24/V	2164	272.9	0.02	87	43	0.2	0.4
107		2173	37.3	15.4	88	53	15	16
108		2177	292.5	22.36	89	59	23	23
109	25/V	2178	266.4	0.21	89	61	0.4	1
110		2187	30.7	15.59	90	0	16	16
111		2188	4.5	17.43	90	0	18	18
112		2189	338.3	19.27	90	0	19	20
113		2190	312.1	21.11	90	0	21	21
114		2191	285.9	22.56	90	0	23	23
115	26/V	2193	233.6	2.24	89	75	2.5	3.1
116		2201	24.1	16.18	89	63	16	16
117		2204	305.5	21.31	89	59	21	22
118		2205	279.4	23.15	89	59	23	24
119	27/V	2206	253.2	0.59	88	59	1.2	1.4
120		2207	227	2.48	88	55	3	3.3

121		2216	351.3	18.21	88	50	18	19
122		2219	272.8	23.34	88	48	24	0.2
123	28/V	2220	246.4	1.18	87	48	1.4	2
124		2221	220.4	3.02	87	48	3.2	3.5
125		2228	37.1	15.12	87	46	15	16
126		2229	10.9	16.56	87	45	17	17
127		2231	318.5	20.25	87	45	20	21
128		2232	292.4	22.09	87	45	22	23
129	29/V	223	266.2	23.53	87	51	0.1	0.4
130		2234	240	1.37	87	51	1.6	2.2
131		2235	213.8	3.22	87	46	3.4	4.1
132	30/V	2248	233.4	1.57	86	42	2.2	2.4
133		2256	23.9	15.5	85	41	16	16
134		2260	279.2	22.47	84	44	23	23
135	31/V	2261	253	0.31	84	44	0.5	1.1
136		2269	43.5	14.25	83	48	14	15
137		2270	17.3	16.09	82	48	16	16
138		2274	272.6	23.06	82	48	23	24
139	1/VI	2275	246.4	0.6	81	46	1.1	1.3
140		2276	220.2	2.34	80	44	2.6	3.2
141		2283	36.9	14.44	79	56	15	15
142		2284	10.7	16.28	78	57	16	17
143		2288	266	23.25	78	64	23	0.1
144	2/VI	2289	239.8	1.09	78	67	1.3	1.5
145		2297	30.3	15.03	76	72	15	15
146		2298	4.1	16.47	76	72	16	17
147		2299	338	18.31	175	72	18	19
148		2300	311.8	20.16	75	72	20	21
149		2301	285.6	22	75	73	22	22
150	3/VI	2303	233.2	1.28	75	74	1.4	2.1
151		2311	23.6	15.22	73	80	15	16
152		2312	357.6	17.06	73	80	17	18
153		2315	279	22.19	73	80	22	23
154	4/VI	2316	252.8	0.03	74	80	0.2	0.5
155		2323	69.5	12.13	77	86	12	12
156		2324	43.4	13.57	77	87	14	14
157		2325	17.2	15.41	77	89	16	16
158		2329	272.4	22.38	77	97	23	23
159	5/VI	2330	246.2	0.22	77	98	0.4	1.1
160		2338	36.8	14.16	77	98	14	15
161		2339	10.6	16	77	108	16	17
162	6/VI	2344	239.7	0.42	77	109	0.6	1.3
163		2356	285.4	21.32	78	113	21	22
164	7/VI	2361	154.5	6.13	78	113	6.2	6.4
165		2365	49.8	13.1	79	113	13	13
166		2367	357.4	16.39	79	113	17	17
167		2371	252.7	23.36	79	113	24	0.2
168	8/VI	2375	147.9	6.33	79	113	6.4	7.1
169		2381	350.8	16.58	79	113	17	17
170		2383	198.4	20.26	80	113	20	21
171	9/VI	2392	62.8	12.04	80	113	12	12
172		2393	36.6	13.49	80	113	14	14
173		2394	10.4	15.33	80	113	15	16
174		2395	344.2	17.17	80	113	17	18
175		2396	318	19.01	80	113	19	19

176		2397	291.8	20.46	80	113	21	21
177	10/VI	2405	82.4	10.39	80	113	11	11
178		2408	3.8	15.52	80	113	16	16
179		2409	227.6	17.36	80	113	18	18
180		2411	285.3	21.05	80	113	21	21
181	11/VI	2419	75.8	10.58	80	113	11	11
182		2420	49.6	12.43	80	111	13	13
183		2421	23.4	14.27	80	109	14	15
184		2422	357.2	16.11	80	109	16	17
185		2424	304.8	19.4	80	107	20	20
186		2426	252.5	23.08	80	106	23	24
187	12/VI	2433	69.2	11.18	80	103	11	12
188	13/VI	2447	62.6	11.37	81	99	11	12
189		2449	10.2	15.05	81	98	15	15
190		2452	291.7	20.18	81	97	20	21
191	14/VI	2460	82.2	10.12	80	90	10	10
192		2461	56	11.56	80	90	12	12
193		2462	29.8	13.4	80	89	14	14
194		2463	3.6	15.24	80	89	15	16
195		2465	311.3	18.53	79	92	19	19
196		2466	285.1	20.37	79	92	21	21
197	15/VI	2472	127.9	7.02	79	93	7.1	7.3
198		2473	101.7	8.47	79	93	9	9.2
199		2476	23.2	13.59	78	90	14	14
200		2477	357	15.44	77	88	16	16
201		2478	330.8	17.28	77	85	18	18
202		2480	278.4	20.56	77	81	21	22
203	16/VI	2489	42.8	12.34	77	68	12	13
204		2490	16.6	14.19	77	66	14	15
205		2491	350.4	16.03	77	64	16	17
206		2492	324.2	17.47	76	62	18	18
207		2493	298	19.31	76	62	20	20
208		2494	271.9	21.15	76	62	21	22
209	17/VI	2503	36.2	12.53	74	44	13	13
210		2504	10	14.38	74	44	14	15
211		2506	317.6	18.06	73	43	18	19
212		2509	239.1	23.19	73	43	23	0.1
213	18/VI	2517	29.6	13.13	73	43	13	14
214		2518	3.4	14.57	73	43	15	15
215		2521	284.8	20.1	73	43	20	21
216		2522	258.7	21.54	73	43	22	22
217		2523	232.5	23.38	73	43	26	0.3

Таблица 2

**Некоторые характерные элементы
арктических ионограмм**

Условное на-именование	Краткое описание наблюдаемого эффекта	Примечание
Диффузность критической частоты «Столбы»	Наблюдаются рассеянные сигналы, утолщающие и удлиняющие след критической частоты. На ионограмме видны «столбы» диффузных сигналов, ограниченные по частотам и простирающиеся от верха до низа ионограммы в трех характерных зонах а — ниже 1 МГц (А-столб);	Данное явление затрудняет отсчет $N_{max}F$ и расчет $h_{max}F$. Рассеяние в области гирорезонанса видно практически на всех ионограммах. Рассеяние типа а (А-столб) довольно частое явление. Оба эти явления наблюдаются и в

Удаленные плазменные резонансы	<p>б — в области гирорезонанса (Б-столб) в — в диапазоне от 3 до 5 МГц (В-столб). Ширина столба, амплитуда сигналов в нем, присутствие того или иного числа столбов на ионограмме может быть различно.</p> <p>Наблюдаются «отростки» от сплошного тела многочастотного следа.</p>	<p>среднеширотной ионосфере. В-столбы — явление редкое, «Средняя частота» столба и его ширина могут быть различны. О более ранних наблюдениях В-столбов авторам неизвестно. Монограмма с В-столбом показана на рис. 4.1.5 Наблюдались на ИСЗ «Алуэтт».</p>
Рассеяние вблизи КА «Впадина»	<p>На частоте от 2 до 4 МГц непосредственно за импульсом передатчика наблюдается В-образная структура рассеянных сигналов.</p>	<p>Наблюдались на ИСЗ «Интеркосмос-19» и др.</p>
«Крабы»	<p>Рассеянные отражения, относящиеся, по видимому, к типу «Впадина», однако имеющие две особенности:</p> <ul style="list-style-type: none"> — между телом «краба» и КА нет рассеянных отражений; — низкочастотный конец имеет характерный загиб вниз. 	<p>Наблюдались на спутнике «Алуэтт-2».</p> <p>Были объяснены рассеянием сигналов на крупных неоднородностях.</p> <p>Ионограмма с «крабом» показана на рис. 6</p>
Рассеяние вблизи и выше отраженного следа и рассеяния вблизи и ниже отраженного следа	<p>Наблюдаются области рассеянных сигналов между частотами гирорезонанса и критической непосредственно, примыкающие сверху или снизу к телу отраженного следа</p>	<p>Наблюдаются в основном в полярной ионосфере.</p>
Изменения частоты отсечки z-волны. Рассеяние на отраженном от Земли сигнале	<p>Наблюдаются изменения частоты отсечки г-волны в течение одного сеанса в диапазоне от 0.3 до 1.2 МГц.</p>	

О ПРИРОДЕ ШИРОКОПОЛОСНЫХ ШУМОВ ПО ДАННЫМ ВНЕШНЕГО ЗОНДИРОВАНИЯ В ВЫСОКИХ ШИРОТАХ

Н. П. Данилкин, С. А. Пулинец

На монограммах внешнего зондирования, регистрируемых на борту спутника «Космос-1809», в северных широтах часто наблюдаются широкополосные интенсивные сигналы во всем диапазоне высот, которые трудно интерпретировать как стимулированные плазменные резонансы. Во-первых, такими широкополосными (Δf 500÷700 кГц) бывают только диффузные резонансы [4]. Однако диапазон частот наблюдаемых шумов не соответствует полосам определения диффузных резонансов. Во-вторых, резонансы имеют определенное время жизни и обычно затухают раньше, чем заканчивается развертка ионозонда на данной частоте (в нашем случае 17 мс). Наблюдаемые шумы занимают весь диапазон действующих высот во всей полосе своего существования, что свидетельствует об их не импульсном, а непрерывном характере. Эти особенности наблюдаемых сигналов позволяют сделать вывод о том, что они являются следствием либо процессов естественного происхождения, либо связаны с сигналами наземного искусственного происхождения, но не связаны с работой передатчика ионозонда.

С целью выяснения источника происхождения наблюдаемых шумов во время высокоширотного похода а/л «Сибирь» в мае—июне 1987 г. был проведен специальный эксперимент «Тимура», состоящий в следующем. Непосредственно в ходе сеанса связи со спутником приблизительно в середине сеанса по команде Происходило выключение передатчика ионозонда. При этом приемник

ионозонда и телеметрия продолжали работать в неизменном режиме. На рис. 4.3.1 *a, б* представлены две ионограммы, снятые с интервалом 8 с. На одной из них передатчик ионозонда работал, на другой — нет. Как видно из рисунка, характер шумов практически не изменился. Таким образом, возникает вопрос об их источнике.

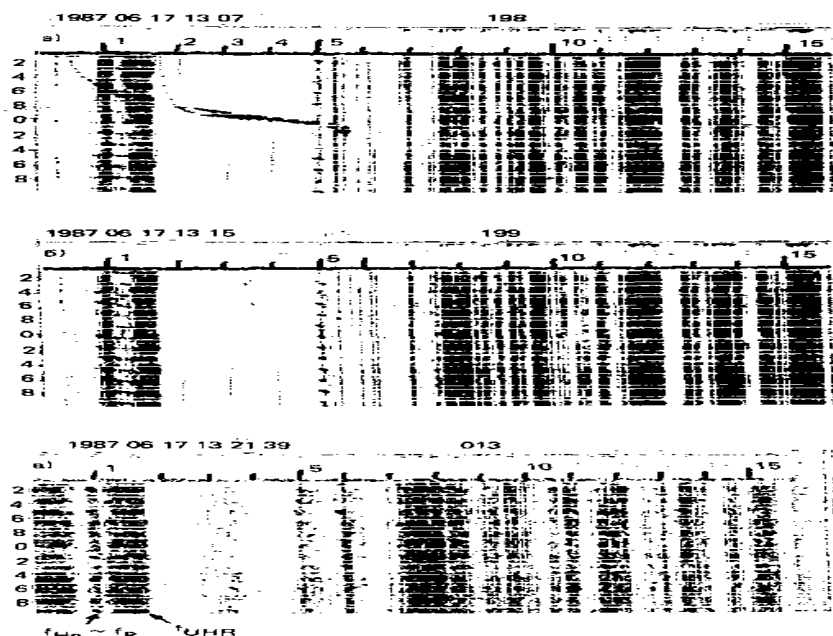


Рис. 1. Ионограммы, снятые с интервалом 8 с:
a — высокое напряжение, включено; *б, в* — выключено.

Прежде всего необходимо проверить наличие источников на спутнике — паразитных генераторов и т.п. Если такие источники существуют, то регистрируемые шумы должны иметь стационарный характер и существовать на строго фиксированных частотах. Их основные характеристики в принципе не должны зависеть от геофизических условий, таких как широта, время суток и т.п. Однако, как показал анализ информации, регистрируемые шумы достаточно сильно флуктуируют в зависимости от местоположения спутника. В частности, наиболее часто они наблюдаются в высоких широтах. Например, в анализируемом сеансе переход от резонансного характера к широкополосному на север на широте 64° . Таким образом, начиная анализ регистрируемых широкополосных шумов, будем исходить из предпосылки, что мы имеем дело с реальными волнами, регистрируемыми приемником ионозонда в околоспутниковой области и не связанным с самим спутником.

Определим области существования этих волн относительно характерных частот окружающей плазмы. Условно регистрируемые шумы можно разделить на три поддиапазона. Верхние два (по частоте) часто сливаются вместе, а самый низкочастотный обычно начинается от частотного порога ионозонда $0,3$ МГц и достигает $\sim 0,8$ МГц. Однако имеются случаи, когда все три полосы сливаются вместе и тогда наблюдается сплошной шум в диапазоне $0,3 \div 1,7$ МГц. Имеют место и такие случаи, когда какая-либо полоса шумов отсутствует, иногда на ионограммах наблюдается только одна полоса из трех. Если анализировать области существования шумов с момента, когда передатчик ионозонда работал и имелась возможность точно определить параметры окружающей плазмы, то из рисунка видно, что самая низкочастотная полоса шумов расположена в «свистовом» диапазоне частот. Верхняя граница их обрезания всегда ниже значения локальной гирочастоты электронов (f_{HE}). Анализ показал, что средняя полоса шумов всегда находится выше отсечки медленной необыкновенной волны (z -мода) и содержит локальную гирочастоту f_{HE} и локальную плазменную частоту f_0 . Обычно средняя полоса шумов явно выражена, когда значения этих частот близки между собой $f_{HE} \sim 1,06$ МГц, $f_0 = 1,04$ МГц (рис. 4.3.1 *в*). Нижний край верхней полосы шумов располагается всегда выше локальной плазменной частоты, а обрезается эта полоса всегда на частоте верхнего гибридного резонанса.

Таким образом, в двух верхних диапазонах мы имеем дело либо с продольными плазменными волнами, либо с медленной необыкновенной волной (z -модой). И в том, и в другом случае фазовая скорость этих волн мала и может быть сравнима со скоростью спутника. Учитывая, что вектор скорости спутника близок в высоких широтах к 90° относительно геомагнитного поля, можно пола-

гать, что мы имеем дело с квазипоперечным распространением медленных необыкновенных волн, которые имеют свойство каналирования [2]. Причем в случае каналирования источники шумов могут быть самыми различными: это и высыпавшиеся электроны в авроральных областях, и фотоэлектроны как естественного происхождения, так и выбиваемые с поверхности спутника вследствие фотоэффекта. Кроме того, в термически неравновесной плазме высоких широт само движение спутника может вызывать плазменные колебания в диапазоне между плазменной и верхней гибридной частотами. Появление таких шумов может служить также индикатором наличия неоднородностей в верхней ионосфере [4].

Другой возможной причиной широкополосных шумов на ионо-граммах могли быть помехи от наземных широкоэмиттерных станций [3], которые благодаря тому или иному механизму распространения прошли ионосферу насквозь на частотах, много меньших критической. Однако поставленный одновременно с данным экспериментом прием трансionoграмм с борта ИСЗ «Космос-1809» не показал следов прохождения сигналов сквозного трансзондирования на частотах, существенно меньших критической частоты области F . Следует отметить, что на частотах, несколько меньших f_0F2 , возможно сквозное прохождение благодаря горизонтальным неоднородностям в максимуме слоя F .

ЛИТЕРАТУРА

1. Денисенко П.Ф., Н.А. Заботин, С.А. Пулинец., В.В. Селегей Трансформация обыкновенной волны в необыкновенную по данным внешнего зондирования ионосферы. – Геомагнетизм и аэрономия, 1987, т. XXVII, № 4, с. 544–549.
2. Мальцева О.А., О.А. Молчанов Каналирования медленных необыкновенных волн в верхней ионосфере.– Геомагнетизм и аэрономия, 1988, т. XXVIII, № 2, с. 277–282.
3. Muldrew D.B. Nonvertical propagation and delayed-echo generation observed by the topside sounders. – Proceedings of the IEEE, 1969, vol. 57, N 6, p. 1097.
4. Oya H. Sequence of diffuse resonances observed on Allouette-2 ionograms. – J. Geophys. Res., 1970, vol. 75, N 22, p. 4279.

ГЕОФИЗИЧЕСКИЕ АСПЕКТЫ АНАЛИЗА ДАННЫХ ВНЕШНЕГО ЗОНДИРОВАНИЯ ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЫ СО СПУТНИКА «КОСМОС-1809» 20 МАЯ 1987 Г.

Н. П. Данилкин, А. В. Широчков, И. А. Шумилов

Введение

В период экспедиции а/л «Сибирь» к Северному полюсу (май – июнь 1987 г.) проводился регулярный прием сигналов внешнего зондирования ионосферы со спутника «Космос-1809». Маршрут ледокола проходил последовательно через основные крупномасштабные области полярной ионосферы: авроральную зону и полярную шапку в местах, где не ведется регулярных ионосферных наблюдений стандартными наземными методами, поэтому полученные в экспедиции данные представляют несомненный интерес.

Наибольшее количество сеансов связи с ИСЗ «Космос-1809» приходится на 20 мая 1987 г. Ниже приводятся предварительные результаты анализа данных внешнего зондирования полярной ионосферы за этот день.

Геофизическая ситуация в период наблюдений

Рассматриваемый день характерен исключительно низким уровнем геомагнитной и солнечной активности. Количество солнечных пятен за данный день составило 46, а индекс радиоизлучения Солнца на частоте $f = 2800$ МГц $F_{10,7}$ был равен 99,8 условных единиц [4]. Трехчасовой глобальный индекс геомагнитной активности K_p за исследуемые сутки (по мировому времени UT) представлен ниже.

Время UT, ч	K_p
00—02.....	2—
03—05.....	1—

06—08	1 —
09—11	I_0
12—14	I_0
15—17	I_0
18—20	1 —
21—23	2 —

В районе плавания а/л «Сибирь» 20 мая Солнце не заходило за горизонт, и ионосфера непрерывно освещалась Солнцем. К сожалению, за исследуемый период отсутствуют данные по межпланетному магнитному полю (ММП) и индексу авроральной активности АЕ. В работе [4] приводятся некоторые данные по параметрам плазмы солнечного ветра. За этот день скорость солнечного ветра — $V_{sw} = 300$ км/с, температура $T_p \approx 2 \cdot 10^4$ К, плотность протонов $N_p = 10$. Суммируя вышесказанное, можно отметить, что 20 мая 1987 г. был днем, характерным для эпохи выхода из минимума солнечной активности с исключительно низким уровнем геомагнитной активности с невозмущенными условиями в межпланетном пространстве. Такие периоды характерны специфическим режимом высыпания авроральных частиц и соответствующей этому режиму морфологией основных крупномасштабных структур высокоширотной ионосферы.

Результаты наблюдений. Широтное распределение ионизации

Типичным примером такого режима высыпания можно считать данные спутника *DMSP* за 07 ч 41 мин – 08 ч 11 мин 10 июня 1978 г., приведенные в работе [2]. Здесь очевидны очень малая по размеру полярная шапка (между 84 и 87° инвариантной широты) и необычно высокие значения экваториальной границы аврорального овала (70° на вечерней стороне и 68° – на утренней). Практически такую же структуру ионосферы мы могли ожидать и 20 мая 1987 г., поскольку геофизические условия в эти два дня были идентичны. Круглосуточное наличие интенсивного ультрафиолетового источника ионизации, преобладающего над корпускулярным источником, по-видимому, способствует установлению режима, в общих чертах схожего с таковым для среднеширотной ионосферы. В то же самое время данные ионограмм внешнего зондирования уверенно отражают пространственно-временное распределение ионизации во внешней ионосфере, идентичное ситуации, приведенной на рис. 1 в работе [2].

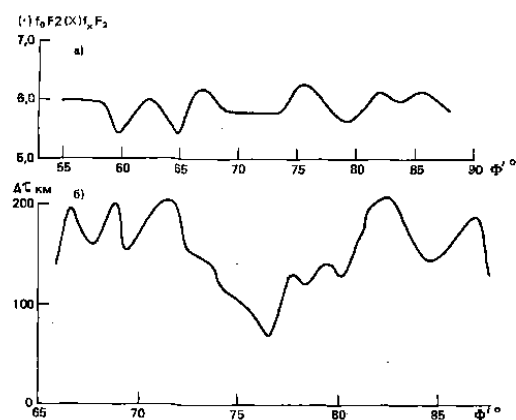


Рис. 1. Широтное распределение ионизации на уровне максимума слоя F2 (а) и ионосферных неоднородностей (б) по данным внешнего зондирования 20 мая 1987 г. в вечерние часы MLT.

заметных на рис. 1 [2]. Небольшой (порядка 0,5 МГц) спад ионизации на широте ~65° вряд ли можно идентифицировать как главный провал ионизации, поскольку в эти часы ионосфера была непрерывно освещена Солнцем. Скорее всего, этот спад следует рассматривать как экваториальную границу аврорального овала, смещающуюся в магнитоспокойные дни на очень высокие геомагнитные широты.

Широтное распределение критических частот внешнего зондирования для вечерних часов по местному магнитному времени (MLT) 20 мая показано на рис. 4.2.1. По оси абсцисс отложены исправленные геомагнитные широты, по оси ординат – критические частоты слоя F2 в мегагерцах (медианные значения). Данные зондирования показывают достаточно однородную структуру ионизации на протяжении всей высокоширотной области вплоть до инвариантной широты 87°. Разброс значений критических частот в среднем не превышает 1 МГц. Вместе с тем на рис. 4.2.1а отчетливо прослеживается спад уровня ионизации на широтах ~80–81°, который по аналогии с данными рис. 1 работы [2] можно рассматривать как экваториальную границу полярной шапки в вечернем секторе. В широтном диапазоне ~67–80° отмечаются незначительные колебания уровня ионизации, которые можно объяснить вариациями спектра высыпающихся авроральных частиц, отчетливо

Сходная картина широтного распределения ионизации отмечается и в ночные часы MLT. Здесь экваториальная граница полярной шапки располагается на геомагнитной широте -82° , а экваториальная граница овала прослеживается на широте $\sim 67^\circ$. В пределах аврорального овала критические частоты изменяются в несколько больших пределах (порядка 1,5–2,0 МГц).

В утренние часы MLT экваториальная граница овала оказывается расположенной на широте -68° , а граница шапки – даже на 87° . Непосредственно перед этой границей, на широтах -84° отмечается заметный рост критических частот, который можно считать как проявление дневного полярного каспа [5]. К сожалению, орбиты спутника «Космос-1809» проходили по меридиану утро-вечер, поэтому данных по пролетам в дневные часы MLT оказалось слишком мало, чтобы делать определенные выводы.

В заключение следует отметить, что данные внешнего зондирования ионосферы дают мгновенную картину распределения крупномасштабных структурных образований высокоширотной ионосферы на высотах максимума ионизации области F и выше, что представляет большой научный и практический интерес.

Широтное распределение ионосферных неоднородностей (ИН)

Примером пространственно-временного распределения интенсивности ионосферных неоднородностей можно считать результаты работы [3]. В этой работе приведены зависимости вероятности появления диффузных отражений по данным наклонного зондирования (НЗ), полученным на высокоширотной сети трасс в Арктике. На рис. 1 работы [3] видна зонная структура распределения значений вероятности появления (P) диффузных отражений на ионограммах НЗ. В авроральном овале на ночной стороне активности наблюдаются с максимальной вероятностью на $\Phi' \sim 60^\circ$ и $\Phi' \sim 68^\circ$ исправленных геомагнитных широтах. В работе [3] также показано, что в этих же зонах интенсивность ИН ($\Delta N_e/N_e$) максимальна.

Исследование интенсивности ИН на высотах выше $N_{e\max}$ области $F2$ проводилось и по данным ИСЗ, например, в работе [1]. Здесь на основе анализа данных по измерению концентрации ионов на 63 орбитах были рассчитаны осредненные по долготам широтные вариации концентрации электронов для размеров неоднородностей 10–150 км. Показано, что интенсивность ИН осенью 1977 г., период роста солнечной активности ($W=43,0$), возрастает в авроральном овале. С увеличением магнитной активности область высоких значений $\Delta N_e/N_e$ расширяется по высоте и растет интенсивность ИН.

По ионограммам внешнего зондирования ионосферы на спутнике «Космос-1809» за 20 мая 1987 г. проведена статистическая обработка величины диффузности по высоте (дальности), Δt и по диапазону частот Δf в котором она наблюдалась на ионограммах спутникового зондирования. На рис. 4.2.16 приведена зависимость медианных значений величины диффузности от исправленной геомагнитной широты для 20 мая и периода 21—03 ч MLT. По характеру изменений Δt в зависимости от исправленной геомагнитной широты и для периода спокойной магнитной активности F -область высокоширотной ионосферы можно разделить на ряд зон:

— авроральный овал $\Phi' \sim 66 - 73^\circ$ (здесь наблюдаются дополнительно три максимума значений Δt на $\Phi' \sim 66, 69$ и 72°);

— переходная область или высокоширотный провал $\Phi' \sim 74 - 80^\circ$;

— зона полярной шапки, в которой в свою очередь наблюдаются два максимума на $\Phi' \sim 83$ и 87° соответственно.

В авроральном овале первые два максимума наблюдаются на тех же широтах, что максимумы вероятности появления диффузности по данным НЗ [3]. Эти три максимума Δt связаны с продольными токами втекания и вытекания.

Наличие максимума Δt на $\Phi' \sim 83^\circ$ независимым образом было подтверждено данными наклонного зондирования на антарктической трассе Молодежная – Ленинградская показано, что имеется максимум вероятности появления ионосферных неоднородностей ниже максимума f_oF2 на $\Phi' \sim 83,2^\circ$ (координаты средней точки трассы) в ночные часы и во все сезоны года. Околополюсные максимумы повышения диффузности в полярной шапке могут быть обусловлены распределением токовых систем в полярной шапке при положительных значениях вертикальной компоненты ММП.

В опубликованных работах имеется мало сведений о характере распределения ионосферных неоднородностей внутри полярных шапок, поэтому данные, приведенные на рисунке представляют особый интерес. Более определенные заключения можно будет сделать лишь после анализа дополнительного экспериментального материала.

Заключение

Представленные в данной работе результаты внешнего зондирования высокоширотной ионосферы со спутника «Космос-1809» свидетельствуют о больших возможностях этого метода. Полученные широтные распределения величины ионизации и структурных особенностей полярной ионосферы в период очень низкого уровня магнитной активности подтвердили, а в некоторых деталях и уточнили, такие закономерности, полученные по наземным данным. Очевидно, что совместное рассмотрение данных наземного и спутникового зондирования ионосферы позволит осуществлять надежную диагностику состояния высокоширотной ионосферы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гдалевич Г.Л., В.Д. Озеров, И.С. Всехсвятская, Л.Н. Новикова, Соболева Т. Н. Исследования изменчивости ионосферы на высоте 500 км по данным ИСЗ «Космос-900» (осень 1977 г.). — Геомагнетизм и аэрономия, 1980, т. 20, № 5, с. 809—816.
2. Makita K, C. Meng — I., Akasofu S. — I. The shift of the auroral electron precipitation boundaries in the dawn-dusk sector in association with geomagnetic activity and interplanetary magnetic field. — J. Geophys. Res., 1988, vol. 88, NA6, p. 7967—7981.
3. Nekrasov B.J., A.V. Shirochkov, I.A. Shumilov Investigation of the irregular structure of the polar ionosphere using oblique incidence sounding. — J. Atmosph. Terr. Physic, 1982, vol. 44, N 4, p. 769—772.
4. Solar-Geophysical Data, 1988, N 523, NOAA, Boulder, USA. — 113 p.
5. Whittaker J.H. The magnetospheric cleft-ionospheric effects. — J. Geophys. Res., 1976, vol. 81, N 7, p. 1279—1288.

ТОНКИЕ СТЕНКИ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ИОНИЗАЦИИ В ПОЛЯРНОЙ ИОНОСФЕРЕ, ОБНАРУЖИВАЕМЫЕ МЕТОДОМ СПУТНИКОВОГО РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ

Н. П. Данилкин, С. В. Журавлев, Л. П. Морозова, В. И. Погорелое, К. Л. Тольский

Геомагнетизм и аэрономия, 1991, т. 31, №1, с. 137-142.

Анализируются экспериментальные данные по радиозондированию нерегулярных ионосферных неоднородностей специфического типа («стенки») с ИСЗ «Космос-1809». Делаются заключения об их геометрических размерах, внутренней структуре и индикатрисе обратного рассеяния радиоволн элементами плазмы, образующей эти неоднородности.

Введение. С 5 мая по 20 июня 1987 г. с борта ледокола «Сибирь» при его движении ориентировочно по маршруту Мурманск – Северный полюс – Диксон – север моря Лаптевых – Мурманск проводились учащенные наблюдения ионограмм внешнего (ВнЗ) и трансionoсферного (ТИЗ) зондирования в режиме непрерывной передачи с борта ИСЗ «Космос-1809». Анализ результатов показал наличие нескольких серий характерных отражений типа рассеяния, которые ранее в экспериментах с ИСЗ «Интеркосмос-19» и «Космос-1809» не наблюдались. Подобные образования описаны в [1—4] по экспериментальным данным ИСЗ «Алуэтт-1», где приводились зависимости частоты их появления от координат ИСЗ, местного времени, степени магнитной возмущенности. Цель настоящей работы — исследование формы и геометрических размеров ионосферных образований и получение сведений об их природе.

Экспериментальные данные. На рис. 1 представлена ионограмма с отражениями исследуемого типа, которая сопровождается обозначением некоторых характерных деталей. В случае появления таких ионограмм спутник на одном витке дает их до 15 экземпляров, что соответствует 2 мин времени радиозондирования. Причем в процессе сближения ИСЗ с отражающим ионосферным образованием, проникновения в него и дальнейшего удаления вид ионограммы испытывает эволюцию следующего характера. Область ионограммы, помеченная буквой А, появляется сначала в виде малой дугообразной отметки на расстоянии $D_1 \sim 1$ Мм. Затем она становится больше и приобретает более четкие очертания одновременно с уменьшением величины D_1 . Величина D_1 изменяется со скоростью, несколько меньшей скорости самого спутника, уменьшаясь сначала до нуля, а затем

возрастая снова. Интервал времени, за который ИСЗ проходит непосредственно сквозь исследуемое плазменное образование («стенку»), на ионограммах почти полностью вуалируется отражениями от близких к ИСЗ неоднородностей среды, интенсивность которых у стенки резко возрастает (область *B* на ионограмме рис. 1).

Одной из наиболее четко прослеживаемых особенностей серии ионограмм, отображающих встречу ИСЗ со стенкой, является то, что всегда продолжительность времени, в течение которого ИСЗ получает отражения от одной ее стороны, многократно превышает время получения отражений от другой стороны (характерные значения для этих времен ~90 и 30 с). Сходную закономерность наблюдали, очевидно, и с помощью ионозонда на «Аллуэте-1», если судить по приведенной в [1] таблице. Типичную зависимость $D_1(t)$ иллюстрирует рис. 2, построенный по данным измерений на ИСЗ «Космос-1809» 17 мая 1987 г. Видно, что функция $D_1(t)$ (сплошная линия) с большой точностью описывается двумя отрезками прямых, один из которых образует с осью t такой же угол, какой другой отрезок образует с осью $(-t)$. Эти отрезки пересекаются обычно с осью времени в точках, отстоящих друг от друга на расстоянии 80-100 км, причем продолжения их пересекаются в области отрицательных значений параметра D_1 . Последнее означает, что ИСЗ пронизывает стенку, а не минует ее. За время похода ледокола «Сибирь» было зафиксировано по крайней мере пять случаев четко обнаруживаемых стенок, и все они были пронизаны спутником. Перечень времен и географических координат точек пересечения ИСЗ со стенками дан в таблице. В ней же приведены реализовавшиеся тогда геофизические условия (индексы солнечной и геомагнитной активности).

Рис. 2 отображает процесс, аналогичный тому, что было бы в случае, когда изотропный излучатель при своем движении проходил под углом через отражающий слой конечной толщины. При этом прямизна отрезков данного графика свидетельствует о том, что ни изгибы слоя, ни изгиб траектории излучателя не оказываются сколь-нибудь заметными. Экспериментальные данные свидетельствуют о том, что участок данного слоя (или «стенки», или «листа» по терминологии [1]) в зоне сближения с ИСЗ расположен где-то вблизи вертикальной плоскости, ориентированной по магнитной широте. Наиболее вероятно, что образующими этого слоя являются силовые линии магнитного поля, и, следовательно, угол между данными слоем и вертикалью соответствует наклонению магнитного поля на высотах —1000 км ($I \approx 80^\circ \pm 4^\circ$).

Величина D_1 является групповым запаздыванием радиолокационного сигнала от самого близкого к ИСЗ отражающего участка плазменной неоднородности для самых высоких частот, дающих отражение. По форме области *A* на рис. 1 видно, что зависимость группового запаздывания от частоты f характеризуется сначала уменьшением D_1 с ростом f , а затем происходит нечто вроде насыщения, и D_1 перестает вообще зависеть от f . На участке, где значение D_1 стабилизируется, интенсивность сигнала постепенно уменьшается с ростом частоты и, наконец, отражение исчезает совсем. Такой характер поведения группового запаздывания и интенсивности сигнала свидетельствует о стремлении коэффициента преломления среды к единице с ростом f . Механизм отражения радиосигнала в этих условиях должен хорошо описываться при учете однократного рассеяния излучения средой. В данном случае, как известно, трасса распространения сигнала становится практически прямолинейной, а ближайшая зона формирования отражения локализуется в месте, где начальный элемент трассы ортогонален поверхности плазменной неоднородности.

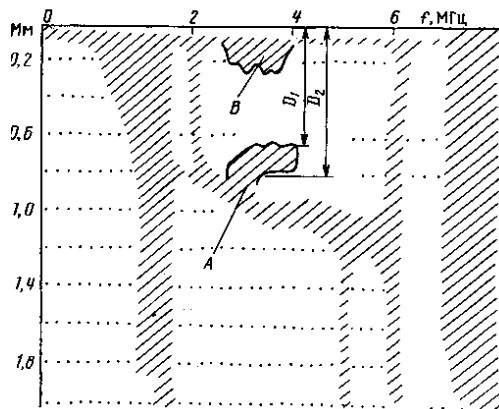


Рис. 1. Общий вид ионограммы, фиксирующей наличие «стенки» на расстоянии ~700 км от ИСЗ (пояснения см. в тексте)

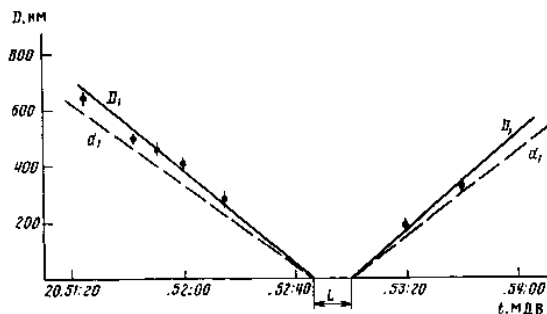


Рис. 2. Зависимость группового запаздывания радиолокационного сигнала D_1 и реально пройденного им пути d_1 от ИСЗ до переднего края «стенки»

Отражения на расстояниях, больших D_1 , происходят как из глубин неоднородности, так и из мест, где начальный элемент трассы неортогонален поверхности неоднородности среды, но его угол с нормалью к ней порядка или менее полуширины индикатрисы обратного рассеяния. Величина D_2 дает максимальный групповой путь до элементов среды, обуславливающих возникновение отраженного сигнала. Иначе говоря, элемент среды, создавший отражение с групповым запаздыванием D_2 лежит одновременно и на удаленной стороне стенки и смещен от перпендикуляра к ней на угол порядка полуширины диаграммы обратного рассеяния.

Здесь необходимо сделать одно замечание. В принципе границы D_2 и (в меньшей мере) D_1 зависят также и от чувствительности приемных трактов всей системы регистрации ионограмм. Однако эксперимент показал, что данная зависимость мала и не оказывает существенного влияния на результаты расчетов характеристик отражающего радиосигнала плазменного образования.

Относительно времени жизни исследуемых ионосферных образований можно судить, например, по тому обстоятельству, что из пяти указанных случаев встречи ИСЗ со стенками во время похода ледокола «Сибирь» к Северному полюсу лишь в одном из них обнаруженная ранее стенка была снова зафиксирована на следующем витке спутника, т.е. через время 1 ч 44 мин.

Геометрические параметры отражающей ионосферной неоднородности. При интерпретации ионограмм исследуемого вида с целью восстановления параметров области отражения наиболее информативной (по крайней мере в начальный период изучения) оказывается высокочастотная часть области A на рис. 1, поскольку и соответствующий механизм и геометрия отражения здесь легче всего поддаются расшифровке. Данный элемент ионограммы должен определяться расположением первой зоны Френеля, т.е. областью вокруг перпендикуляра из источника излучения (ИСЗ) на данный слой. При движении спутника указанная область начнет двигаться наподобие тени от ИСЗ по стенке; при прохождении ИСЗ сквозь стенку она сожмётся с ним, а затем снова будет удаляться по мере удаления спутника. Существенным является то, что отражающая область из-за наклона стенки располагается выше ИСЗ, когда он находится по одну сторону ее, и ниже – когда он находится по другую сторону. Причем высота области отражения, изменяющаяся при удалении ИСЗ от стенки, легко поддается расчету.

Данные, характеризующие моменты пересечения «стенок» спутником «Космос-1809» в мае 1987 г.

Дата	Время, УТ	Время, GLT	ϕ , град	λ , град	$F_{10,7}$	K_p
12.05.1987	16.16	1.52	74	156	85,4	0 ₊
17.05.1987	16.07	0.53	77	142	96,7	1
17.05.1987	17.52	2.04	72,5	125,5	96,7	1 ₊
17.05.1987	19.36	0.24	81,5	49	26,7	1 ₊
25.05.1987	18.42	1.22	72,5	98	96,8	4 ₋

В вертикальной плоскости, ортогональной горизонтальному основанию стенки, картина движения ИСЗ и области отражения предстанет в виде, изображенном на рис. 3. Высота ИСЗ около 1000 км, скорость сближения его со стенкой можно измерять как изменение этого истинного расстояния d_1 или группового пути D_1 . Характер изменения расстояния d_1 со временем физически ясен, на рис. 2 он выразится так, как нанесено штриховой линией: график предстанет в виде двух отрезков прямых с пересечением оси t в тех же точках, что и у зависимости $D_1(t)$.

Тот факт, что функция $D_1(t)$ также с большой точностью описывается двумя отрезками прямых, приводит к выводу, что отношение $k=D_1/d_1$ с той же степенью точности следует считать постоянным. Таким образом, на основе любой ионограммы из взятой последовательности ионограмм, зафиксировавших встречу ИСЗ со стенкой, можно рассчитать расстояние между ними, если знать коэффициент k , переводящий D_1 в $d_1=D_1/k$.

Как показало сопоставление полученных ионограмм с картами геомагнитного поля, длинная часть каждой такой последовательности всегда соответствует положению ИСЗ, для которого отражающая область располагается ниже него и находится в пределах 300÷1000 км. Это и определяет число получающихся ионограмм длинной части последовательности. Ионограммы короткой ее части заканчиваются при достижении зоной отражения высот ~ 1200 км. Поскольку никаких иных запретов на образование отражений с этих высот, по-видимому, не имеется, то остается заключить, что вблизи них проходит граница самого отражающего плазменного образования. Отсюда следует вывод относительно природы стенки. Причиной данных плазменных образований скорее всего являлись корпускулярные потоки типа описанных в [5]. Создавать же наблюдаемые отражения радиоизлучения могут или сами элементы потока, или возбуждаемые потоком мелкие хаотичные возмущения среды, пронизываемой им. Прекращение отражения на высотах ~ 1200 км должно означать лишь одно: отражения создаются именно возмущениями среды, а не непосредственно потоком, по-

сколькo плотность среды с высотой быстро уменьшается, в то время как плотность потока частиц в данной области с высотой практически не меняется.

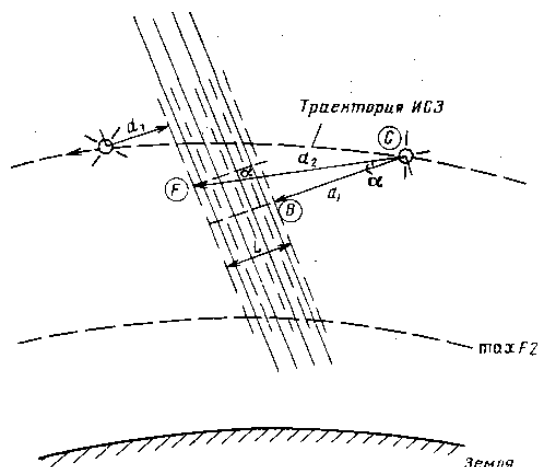


Рис. 3. Геометрия взаимного расположения ИСЗ и «стенки», обуславливающая условия формирования отражения

наружения которых радиолокационным методом необходимо, как известно, не только их наличие, но и выполнение ракурсного условия приблизительной ортогональности направления радиолуча и вектора магнитного поля Земли.

Учет продолжительности получаемых наборов ионограмм при встречах ИСЗ со стенками и скорости самого ИСЗ позволяют оценить их горизонтальные размеры. Протяженности стенок получаются ~1000 – 1500 км и более. Это – оценка снизу, так как учитываемая серия ионограмм может быть ограничена не тем, что ИСЗ вышел за пределы боковых границ стенки, а из-за того, что нарушились ракурсные условия ее наблюдения.

Индикатриса обратного рассеяния радиоизлучения элементом среды внутри стенки. Приведенные выше оценки делались в приближении строгой ортогональности волнового вектора рассеиваемого радиоизлучения к поверхности стенки, что означает по существу приближение δ -образного вида для индикатрисы обратного рассеяния. Но расчеты многих параметров рассеивающей излучение плазмы, такие, как размеры ее неоднородностей, свойства вызывающего эти неоднородности потока и т. д., требуют знания реальной ширины индикатрисы обратного рассеяния радиоволн. Соответствующая оценка также может быть произведена по характеристикам области *A* на рис. 1.

Обратимся к рис. 3. Местоположение спутника на нем обозначена буквой *C*, *CB* – перпендикуляр к поверхности стенки, *CF* – отрезок прямой между точкой *C* и точкой *F*, где расположен элемент среды, обуславливающий самое дальнее отражение (рассеяние), принимаемое спутником и зафиксированное на краю области *A* ионограммы. Если расстояния *CB* и *CF* обозначить как d_1 и d_2 , то ширину стенки – как *L*, то полуширина *a* индикатрисы рассеяния будет:

$$\alpha = \arccos \frac{d_1 + L}{d_2} = \arccos \frac{kd_1 + kL}{kd_2},$$

где *k* – уже обсуждавшийся выше коэффициент связи между D_1 и d_1 . Поскольку отмеченная на ионограмме величина D_2 тоже должна быть связана с d_2 аналогичным соотношением ($D_2 = kd_2$), то мы имеем окончательно $a = \arccos ((D_1 + kL)/D_2)$. Здесь величины D_1 и D_2 известны из рис. 1, а *L* – из рис. 2. Остается лишь выяснить значение коэффициента *k*.

Для его определения воспользуемся тем обстоятельством, что по ионограмме мы можем просто найти плазменную частоту среды, в которой находится спутник. Кроме того, нам известна также и частота, на которой велось зондирование ионосферы, давшее нам параметры D_1 и D_2 (точнее, речь идет о некоторой полосе частот, для которых выявлен эффект «насыщения» у области *A* на рис. 1). Поэтому достаточно просто определить и отношение скорости этих радиоволн в вакууме к их скорости в окружающей спутник среде, что и дает искомое значение коэффициента *k*.

В итоге таких расчетов на основе имеющегося экспериментального материала сделан вывод: $k = 1,04 \pm 0,01$ и $\alpha = 25^\circ \pm 3^\circ$.

Некоторые замечания о перспективах изучения явления. В конечном итоге работы в данном направлении должны привести к решению вопроса о свойствах обнаруженных потоков и их роли в магнитосферно-ионосферных связях. Использование для этой цели бортового ионозонда оказывается перспективным, тем более что соответствующий экспериментальный материал может поступать в течение относительно большего промежутка времени при нахождении ИСЗ за сотни километров от изучаемого объекта. Значительный интерес представляет возможность совместного анализа данных ионозонда с результатами измерений других бортовых приборов, исследующих локальные свойства плазмы вблизи спутника.

Развитие техники радиозондирования (прежде всего фазово-частотный анализ) даст возможность проводить более тонкую диагностику неоднородностей ионосферы полярных областей.

Настоящая работа является лишь первым шагом в этом направлении. Мы пока не имеем еще ответов на многие возникающие здесь вопросы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. King J.W., A.J Legg., P.A. Smith J. Atmos. Terr. Phys. 1967. V. 29. P. 1373.
2. Petrin L.E. II Canad. J. Phys. 1963. V. 41. P. 194.
3. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973. 449 с.
4. Calvert W., C.W. Schmid L Geophys. Res. 1964. V. 69. P. 1839.
5. Троицкая В.А., М.И. Пудовкин, Н.Г. Клейменова, С.Л. Шалимов Физические явления в дневных полярных каспах. М.: ВИНТИ, 1988. С. 29.

Институт прикладной геофизики Госкомгидромета СССР

Поступила в редакцию 27.12.89

После доработки 19.06.90

ПОПЕРЕЧНОЕ СЕЧЕНИЕ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ИОНИЗАЦИИ ТИПА «СТЕНОК» В ВЫСОКОШИРОТНОЙ ИОНОСФЕРЕ

Н. П. Данилкин, С. В. Журавлев, Л. Л. Морозова, В. И. Погорелов

Геомагнетизм и аэрономия, 1995, т. 35, №4, с. 173-175.

Исследованы экспериментальные данные радио отражений от неоднородностей типа «стенки», возникающих спорадически в полярных областях ионосферы. Из сопоставления их с расчетными амплитудно-частотными характеристиками интенсивности отраженных радиосигналов от одномерного слоя неоднородности среды при различных модельных представлениях этого слоя определено поперечное сечение экспериментально наблюдавшихся неоднородностей.

Введение

В работе [1] сообщалось о наблюдении спорадических неоднородностей в высокоширотной ионосфере, имеющих вид почти вертикальных «стенок», ориентированных примерно вдоль магнитной широты. «Стенки» имели большую протяженность (≈ 900 км по высоте, ≈ 1500 км по широте). Их толщина была порядка 80–100 км. Они обнаруживаются с помощью ионозонда внешнего зондирования, установленного на борту ИСЗ, который, как правило, проходит сквозь данную «стенку». При этом реализуются условия для ее радиозондирования под удобным ракурсом. Аналогичные эффекты отмечались ранее и зарубежными исследователями [2].

Целью настоящей работы является попытка определить профиль поперечного сечения электронной концентрации внутри «стенки» на основе частотно-амплитудных характеристик отраженных от нее сигналов. Экспериментальные характеристики получены при внешнем зондировании ионосферы с ИСЗ «Космос-1809» весной и летом 1987 г. во время рейса атомного ледокола «Сибирь» к Северному полюсу [3]. Экспериментальные данные сопоставлялись с расчетными частотными зависимостями коэффициента отражения радиоволн $R(f)$ от плоского (одномерного) слоя неоднородности с произвольным поперечным сечением, определяемыми разработанным в [4] способом. В расчетах задавались различные профили неоднородностей и из них далее подбирались

оптимальный вариант для наилучшего соответствия результатов расчета экспериментальным данным.

Метод моделирования неоднородностей

При выборе модели для описания профиля неоднородности типа «стенки» использовалась концепция плавной зависимости без сложной внутренней структуры с максимумом в центре и монотонным спаданием по краям до уровня фонового значения. Она основана на плавном ходе экспериментальной амплитудно-частотной зависимости интенсивности отраженного сигнала, не содержащей сложного интерференционного рисунка. Ее поддерживали также простые соображения о возможном механизме формирования потока, порождающего подобную неоднородность. Такое распределение плотности потока должно хорошо описываться гауссоидной. Поэтому первичной моделью было выбрано распределение типа $N = N_{\max} \exp\{-(x - x_0)^2/a^2\}$, где x – пространственная координата, ортогональная к плоскости «стенки» (т.е. вдоль магнитного меридиана), x_0 – координата центра потока, N_{\max} – плотность потока в этом центре (кривая 7 на рис. 1). Подбирались различные значения параметров N_{\max} и a для наилучшего совпадения экспериментальной и расчетных кривых амплитудно-частотных характеристик интенсивности отраженного радиосигнала. Основными величинами, которые приходилось согласовывать, были положение максимумов кривых на частотной оси и значение ширины этих максимумов. Результаты работы показали, что такая задача оказалась практически невыполнимой: или расхождение положений максимумов превышало все возможные экспериментальные погрешности, или ширина максимумов оказывалась далекой от подобия. Но общие формы сопоставляемых кривых были довольно похожими.

В качестве второго варианта распределения ионизации рассматривалось локальное резкое повышение ионизации типа ступеньки (кривая 2 на рис. 1). Проверялось, не может ли эффект «стенки» вызываться также и отражением, например, от края главного ионосферного провала или какого-либо ионосферного образования, подобного провалу. Для этого задавалась неоднородность среды вида $N = N_1$, для $x < x_1$, $N = N_1 + \delta N$ для $x > x_2$ и $N(x) = N_1 + \delta N(x-x_1)/(x-x_2)$ для $x_1 < x < x_2$. Оказалось, что любые разумные значения N_1 , и δN приводили к расчетным зависимостям $R(f)$, совершенно отличным от экспериментальных. Однако в процессе испытания различных моделей $N(x)$ выяснилось, что некоторая комбинация двух неоднородностей типа «стенки» и ступеньки приводит к наиболее близкому совпадению с экспериментом. Кривая 3 на рис. 1 дает качественную картину совмещения двух моделей типа «стенки» и ступеньки. На рис. 2 показан результат оптимального подбора параметров этой расчетной модели для «стенки» наблюдавшей 12 мая 1987 г. Они оказались равными $N_{\max} = 5 \cdot 10^4$ эл см⁻³, $\delta N = 3 \cdot 10^4$ эл см⁻³, $a = 100$ км. Расчеты проводились для уровня фона $N_1 = 10^5$ эл см⁻³. Как видно из рис. 2, совмещение частотных центров расчетной кривой (в верхней части рисунка, для 0°) и экспериментальной кривой (внизу) является достаточно хорошим. Но ширина максимума экспериментальной кривой все же превышает соответствующую вели-

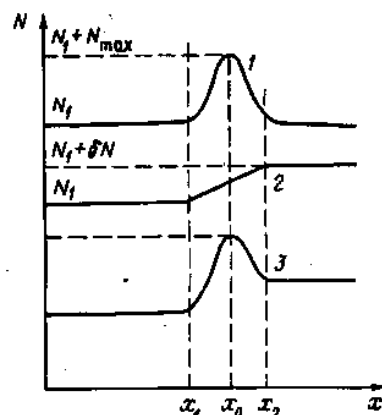


Рис. 1. Качественное представление распределения электронной концентрации в «стенке»: по нормальному закону (7), по типу ступеньки (2), в случае наложения двух первых распределений (3)

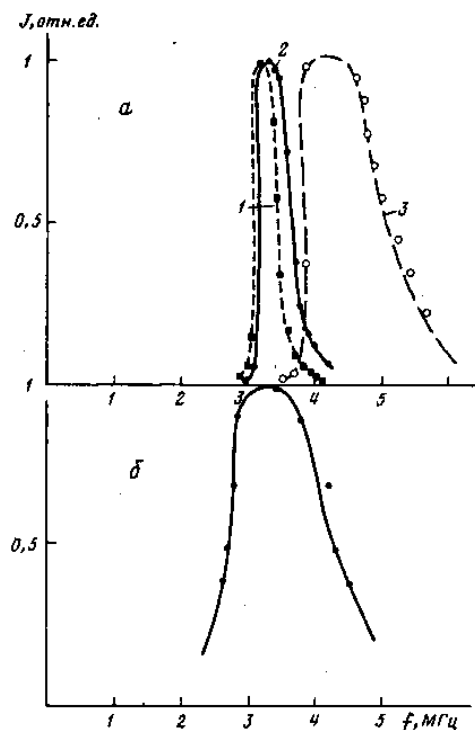


Рис. 2. Сравнение экспериментальной (б) частотно-амплитудной зависимости отраженных радиосигналов с расчетной (а) для различных углов падения волн на «стенку»: 1 – 0°; 2 – 30°; 3 – 60° при оптимально подобранных параметрах модели

чину расчетной. Здесь полного соответствия получить не удалось. Дело в том, что реальная неоднородность должна отличаться от гладкой математической модели, в которой не учитываются шероховатости «стенки», что неизбежно повлечет некоторое расширение экспериментальной амплитудно-частотной характеристики. Для иллюстрации влияния изменений условий радиозондирования на ширину характеристики $J(f)$ в верхней части рис. 2 даны три характеристики $J(f)$ при разных углах падения волн на «стенку» (0° , 30° и 60°).

Обсуждение результатов

Если считать, что заложенная модель зависимости $N(x)$ отражает реальную действительность, то приходится признать, что корпускулярный поток из магнитосферы имеет ширину порядка 100 км, хорошо описывается гауссоидой и, кроме того, возникает на местах некоторого излома фона несфокусированного корпускулярного излучения. Но остается вопрос, насколько однозначным может быть предложенное здесь объяснение экспериментальных фактов, не существует ли другой модели распределения $N(x)$, способной привести к аналогичному результату. Конечно, такой возможности полностью исключить нельзя. Следует, однако, учесть реальную обстановку, при которой был собран экспериментальный материал. Во-первых, речь идет не об одном каком-либо уникальном ионосферном образовании, а о неоднородностях, появляющихся достаточно часто (за 40 дней наблюдений их было зафиксировано не менее шести). И все наблюдавшиеся «стенки» обладали примерно одними и теми же свойствами [1]. Поэтому они должны характеризовать статистически усредненное явление. Трудно предположить для него что-либо более вероятное, чем гауссоида. Картина физически понятна и обоснована. Кроме того, практика расчетов амплитудно-частотных характеристик отражения показала, что подобие этих характеристик у различных структур — явление чрезвычайно редкое. И вероятность какой-либо другой структуры «стенки», дающей такую же характеристику, очень мала.

Выводы

1. Определен профиль ионизации внутри ионосферных неоднородностей типа «стенок».
2. Получены данные, свидетельствующие о том, что эти неоднородности появляются на месте резкого изменения фоновой ионизации ионосферы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Данилкин Н.П., С.В. Журавлев, Л.П. Морозова и др. Тонкие стенки неоднородностей ионизации в полярной ионосфере, обнаруживаемые методом спутникового радиозондирования//Геоматизм и аэронавигация. 1991. Т.31. № 1. С.137–142.
2. Дэвис К. Радиоволны в ионосфере. М.: Мир, 1973. 449 с.
3. Ахмедшин Р.Л., Н.П. Данилкин, С.В. Журавлев и др. Ионосферные наблюдения. Результаты первой научной экспедиции в приполюсном районе на атомном ледоколе «Сибирь». Под ред. Чилингарова А.Н. и Б.А. Крутских Л.: Гидрометиздат, 1990. С. 100–116.
4. Погорелое В.И. Отражение радиоволн от слоя с переменной диэлектрической проницаемостью. Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 30. № 4. С. 435–442.

Институт прикладной геофизики Роскомгидромета

Поступила в редакцию 21.06.94
После доработки 8.12.94

Глава 7

Метод получения электрической энергии из ионосферы

Предисловие 2008 года

Одним из следствий моей наиболее интересной командировки, в которой мне довелось работать (научные результаты описаны в предыдущей главе), были личные впечатления о жизни и быте полярников на плавающих льдинах и далеких островах. Героизм людей, живущих долгие месяцы в палатках на плавающей в ледяном океане льдине, непрерывное беспокойство о постоянно случающихся трещинах льдины на меня сильно повлияли. Представьте себе – постоянная ночь. Предположим, Вы спите, просыпаетесь от шума рвущегося льда. Прямо под натянутым тросом Вашей палатки возникает огромная трещина, и другой берег трещины медленно удаляется от Вас. Вы заглянули в трещину и там, на глубине около 30 метров плещется ледяная вода. Брр! Это реальная история с молодежным коллективом, который плавал на горизонтальном айсберге.



Когда мы шли в Ледовитом океане проливом Вилькицкого я увидел однажды совершенно удивительную картину моря и неба. Я описал этот эпизод в брошюре для школьников «Космическим инженерам XXI века». Сочетание ледяного океана и напоенного электрической энергией неба над ним производят совершенно неизгладимое впечатление и делают этот регион планеты особенно прекрасным. Фотография не может передать ощущений живого человека.

Вернувшись, домой в Москву, я долгое время не мог нормально работать. Меня преследовали мысли о несовершенстве способов человеческого познания. С одной стороны безусловный героизм людей, самоотверженное проникновение в тайны окружающей природы. С другой стороны, после окончания работ на очередной станции «Северный полюс» в условиях просто потрясающей красоты ледяного океана и неба над ним, люди оставляют после себя ужасный мусорник – всюду грязь, ржавые бочки от солярки, брошенный всевозможный хлам, словом, стыдно очень. Я почувствовал необходимость сделать какой-то шаг, который оправдал бы именно мое участие в этом безобразии. Я – естествоиспытатель и только в этой области я могу быть реально полезен. Поэтому я стал думать над способом обеспечения людей, живущих в высоких широтах, электрической энергией, которая могла бы сделать жизнь людей здесь приятной и красивой. Понятно, что этого недостаточно.

Еще сами люди должны поработать над тем, чтобы изменить жизнь здесь и соответствовать красоте Севера. Но это уже не моя задача.

Ведь, если не лгать самим себе и не закрывать глаза, то – следует признать – наше поколение является самым преступным сообществом людей, когда-либо живших на планете Земля. Мы ворует во все возрастающем количестве невозполнимое вещество планеты – нефть, уголь, газ – у поколений людей, которые еще не родились. А ведь они имеют на богатства Земли не меньше прав, чем мы. Но, реально, мы еще хуже – мы не только ворует, но украденное используем наиболее губительным для здоровья планеты способом.

Эти мысли не оставляли меня, пока я не придумал способ получения электрической энергии из ионосферы и не опубликовал его в старейшем российском журнале «Электричество». Чуть позже вдвоем – с моим молодым коллегой из Московского Университета – я повторил все расчеты, изменив немного методику для дополнительной проверки. После этого моя совесть как бы успокоилась и я смог снова спокойно спать по ночам.

О ВОЗМОЖНОСТИ ПОЛУЧЕНИЯ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭНЕРГИИ ИЗ ИОНОСФЕРЫ

Данилкин Н.П.

«Электричество». 1996, № 4, с. 71-75

Рассматривается возможность извлечения электрической энергии из ионосферы, где протекают токи на высотах более 100 км над поверхностью Земли. Предлагаемая электростанция будет расположена на поверхности Земли и будет черпать энергию из околоземного космического пространства. Принципом работы является преобразование электромагнитной энергии, являющейся следствием работы сил планетарного характера в электрический ток технического назначения. Ключевые слова: ионосфера, токи, электростанция, преобразование, перспектива.

The paper considers a possibility of obtaining an electric energy from ionospheric currents, running at an altitude of 100 and more km. Such a power station is suggested to be located on the Earth surface and draw an energy from the near Earth cosmic space. Its operation principle consists in a transformation of an electromagnetic energy, which is a result of the planet natural force action, into an electric current for the industrial use.

Key words: ionosphere, current, power station, transformation, electromagnetic energy, perspective

Необходимость поиска и разработки принципиально новых источников энергии вообще, а особенно в условиях Крайнего Севера, совершенно очевидна. Требования к таким источникам хорошо известны: потенциальность, возобновляемость, безопасность, экологическая чистота. При этом следует отдавать предпочтение более дорогостоящему, но работающему на основе возобновляемых ресурсов и экологически чистому источнику энергии.

В статье рассматривается возможность извлечения именно такого вида электрической энергии из ионосферных токов, текущих на высотах более 100 км над поверхностью Земли. Предлагаемая электростанция будет черпать энергию из околоземного космического пространства и будет также удовлетворять всем остальным перечисленным требованиям. Условно назовем этот источник энергии конвертером. Принципом его работы является преобразование электромагнитной энергии, являющейся следствием работы сил планетарного характера и сосредоточенной в ионосфере в районах геомагнитных полюсов и на экваторе, в электрический ток технического назначения. Возникновение электрического тока в конвертере явится конечным звеном цепочки электромагнитных связей, начинающихся от вспышки или других процессов на Солнце. Источником тока в конвертере будет электромагнитная индукция [1], являющаяся следствием быстропеременных процессов в плазме полярной и экваториальной ионосферы Земли.

Надежду на осуществимости, т.е. на технологическую возможность и потенциальность конвертера, дает множество различных факторов. В частности, это хорошо иллюстрируется событиями, случившимися в провинции Квебек (Канада) 13–14 марта 1989 г. [2]. В это время после мощной вспышки на Солнце и прохождения большого заряда энергии по цепочке процессов на линии «Солнце–Земля» векторные характеристики поля электромагнитной индукции в данной зоне оказались расположенными таким образом, что в высоковольтных линиях электропередачи возникли

сильные индукционные токи. При этом мощность этих токов [3] оказалась такова, что предохранители отключили 40% мощности всей энергосистемы «Гидро-Квебек», что составило 9 ГВт.

Отметим, что эти мощные индукционные токи возникли в системе, не ориентированной на их получение!

Основная идея. Электромагнитная индукция, выражаемая законом Фарадея, имеет вид [1]:

$$\oint \vec{E} d\vec{S} + \iint \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{A} = 0 \quad (1)$$

где E - напряженность электрического поля; $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ - скорость изменения вектора магнитной индукции B , $d\vec{A}$ и $d\vec{S}$ - элементы интегрирования, как показано на рис. 1.

Хорошо видно, что значение индуцированной электродвижущей силы определяется скоростью изменения магнитного – в нашем случае геомагнитного – поля. Это означает, что основная «перекачка» энергии по магнитоплазменной цепочке процессов на линии «Солнце–Земля» происходит при быстропеременных электромагнитных процессах типа солнечных вспышек, сопровождаемых ионосферными бурями. Однако и в спокойном состоянии, а тем более в периоды ионосферных бурь, напряженность магнитного поля на поверхности Земли находится в состоянии непрерывного изменения.

На рис. 2 показаны области, где происходит втекание и вытекание электрических токов вдоль магнитных силовых линий в ионосферу и из ионосферы [10]. Ориентировочно в этой области также следует ожидать наибольших скоростей изменения вектора магнитной индукции.

На рис. 3 приведены вариации геомагнитного поля на станции Альберта в спокойный и возмущенный периоды [4]. Характерной особенностью изменения геомагнитного поля в обоих случаях является квазилинейная зависимость напряженности поля от времени на хаотически меняющихся временных интервалах. Для грубых оценок постоянную скорость изменения поля на каждом из временных отрезков можно принять для северных районов в диапазоне от 0,2 до 3 нТ/с (среднее значение около 1 нТ/с).

Таким образом, если на поверхности Земли расположить однопроводный контур с сопротивлением R и индуктивностью L , замкнутый между точками C и D на сопротивление нагрузки r , и обеспечить на всей площади, которую он замыкает, один и тот же знак вектора p , то в таком контуре в соответствии с формулой (1) возникает ЭДС, вызывающая электрический ток, связанный соотношением

$$E_1 = \int_c d\vec{E} d\vec{S} = -\iint \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{A} = I(R + r) + L \frac{dI}{dt} \quad (2)$$

В табл. 1 в целях общей ориентировки приве-

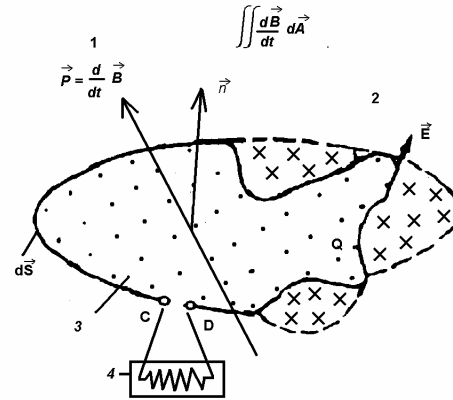


Рис. 1. Контур с геомагнитным полем, в котором dB/dt направлено вверх (· · ·); + + + - участки с противоположным направлением. 1 - переменное магнитное поле; 2 - наведенное электрическое поле; 3 - поверхность A ; 4 - сопротивление нагрузки r

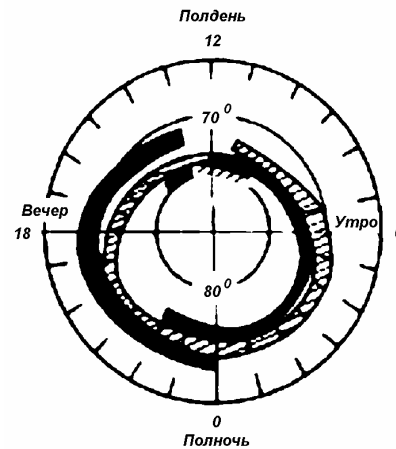


Рис. 2. Зоны втекания и вытекания вертикальных токов в полярную ионосферу [9];

▨ - токи в ионосферу, ■ - токи из ионосферы

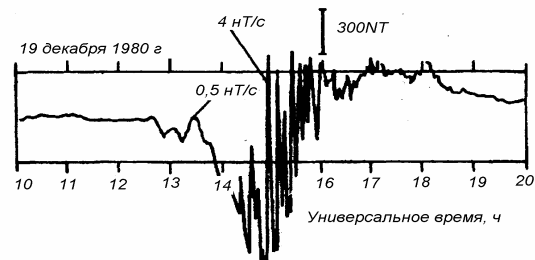


Рис. 3. Большое значение $\frac{\partial B}{\partial t}$ в период суббури и вариации спокойного состояния геомагнитного поля по данным станции Альберта ($-54^\circ N$) [4] (указаны два момента с различными скоростями изменения магнитной индукции)

дены величины ЭДС в зависимости от скорости изменения магнитного потока и площади контура (в таблице приведен радиус соответствующего круга).

Таблица 1

Радиус контура, км	Значение ЭДС (В) при различной скорости изменения магнитного потока (нТ/с)			
	1,0	1,5	2,0	3,0
18	1,0	1,5	2,0	3,0
57	10		20	
2250 (приблизительно радиус Антарктиды)	$16 \cdot 10^3$	$24 \cdot 10^3$	$32 \cdot 10^3$	$48 \cdot 10^3$

Энергетические возможности. Суммарная мощность токов, постоянно текущих в ионосфере Земли, значительно превышает потребности человечества. Если технологически грамотно научиться подсоединяться к этим токам, то весь процесс окажется экологически чистым и безопасным, так как отбор части мощности не повредит системы, постоянно работающей со случайными резко изменяющимися процессами большой амплитуды. Для оценки энергетических возможностей конвертера следует принять

принципиальную схему его устройства. Будем считать, что полученная ЭДС в контуре с сопротивлением R и индуктивностью L включена на полезную нагрузку r . Назовем промежуток времени, в течение которого скорость изменения геомагнитного потока остается постоянной, элементарным циклом конвертера. Тогда мощность, выделенная наведенным током при каждом элементарном цикле конвертера,

$$P = I^2 r \quad (3)$$

где

$$I = I_0 \exp\left(-\frac{R+r}{L} t\right) + \frac{E_1}{R+r} \left\{1 - \exp\left(-\frac{R+r}{L} t\right)\right\}.$$

Для грубой оценки энергетической возможности конвертера будем считать контур сверхпроводящим ($R=0$), начальный ток I_0 равным 0, а элементарные циклы – имеющими длительность более τ секунд. В табл. 2 приведены соответствующие оценки мощности для некоторых условий табл. 1

Из соотношений (3), рис. 3 и табл. 2 видно, что конвертер способен «снять» с ионосферы мощность, вполне сопоставимую с мощностями, которые обеспечивают другие источники энергии. Но есть ли в ионосфере и магнитосфере поступающая от Солнца энергия, достаточная для съема указанной мощности?

Таблица 2

Длительность элементарного цикла	Сопротивление нагрузки, Ом	Мощность (кВт) при различной ЭДС (В)	
		10	16000
≥ 30 с	0,01	10	$25 \cdot 10^6$ (для $r=0,01$ и $\tau \geq 20$ мин)
≥ 100 с	0,001	100	
≥ 5 минут	0,0001	1000	

Для наших ограниченных целей, не вдаваясь в физику сложных солнечно-земных связей, можно считать, что энергия поступает в ионосферу по двум каналам. Первый – посредством стационарного затекания плазмы солнечного ветра и формирования «магнитосферного хвоста» длиной около 30 радиусов Земли с последующей передачей энергии в ионосферу. Запас энергии в ближайшей к Земле части хвоста оценивается в 10^{16} Дж [10]. Принято считать, что полный приток энергии из солнечного ветра ко всей поверхности магнитосферы в 30 земных радиусов оценивается из расчета $10^{10}-10^{12}$ кВт. Механизм передачи энергии внутрь магнитосферы не вполне ясен и в настоящее время. Тем не менее принято считать, что средняя мощность, поступающая в магнитосферу в течение полного цикла (3–6 ч) конвекции плазмы при средних параметрах солнечного ветра составляет 10^7-10^8 кВт. Второй нестационарный канал – это энергия, которая поступает в ионосферу в периоды солнечных вспышек и следующих за ними ионосферных бурь. В этом случае в магнитосферу поступает в течение нескольких часов энергия порядка $10^{14}-10^{15}$ Дж [9]. Имеются также источники, поставляющие энергию «снизу» из нижних слоев атмосферы (энергия гроз [14] и т.п.), а также энергия флуктуации магнитного поля Земли [16].

Таким образом, из приведенных аргументов можно сделать два вывода:

- конвертер способен извлечь из ионосферы достаточную для промышленных целей электроэнергию;

- ионосфера и магнитосфера обладают достаточным для указанных целей запасом энергии.

Отметим, что энергетический запас ионосферы в настоящее время не может быть оценен с большой точностью. Это связано с тем, что имеющиеся в литературе оценки различных энергетических процессов в солнечно-земной физике отличаются на несколько порядков. Для того чтобы

внести в этом вопросе большую ясность, создана специальная международная научная программа на период до 1997 г. по исследованию именно энергетики процессов на линии «Солнце–Земля» [15]. Приведенные аргументы показывают, что в целом энергетический резервуар ионосферы достаточно емкий, но не лишне поставить и прямой инженерный эксперимент по определению степени потенциальности ионосферы. Схема этого эксперимента описана далее.

Принципиальные детали устройства. Предлагаемая электростанция принципиально работает с несколько иными токами, нежели те, которые используются в технике в настоящее время. Прежде всего геомагнитное поле на поверхности Земли находится в непрерывном изменении в пространстве и во времени, а создаваемые токи по своему значению будут резко отличаться в отдельные временные промежутки.

Рассмотрим каждый из этих факторов в отдельности применительно к условиям работы и возможностям электростанции.

Пространственные изменения. В каждый данный момент времени структура геомагнитного поля предполагает создание контура, по возможности максимально эффективного, строго определенной конфигурации. Создание такого контура возможно, если на Земле имеется более или менее разветвленная сеть и некоторое устройство переключает связи между отдельными элементами контура, создавая необходимый. Коэффициент использования ионосферных токов будет в значительной степени определяться возможностью создания контура необходимой конфигурации, замыкающего площадь с одинаковым вектором p при данном элементарном цикле. Возможно также создание системы небольших контуров (десятки или сотни километров), действующих как отдельные электростанции.

Временные изменения. Через хаотически неопределенные промежутки времени может изменяться не только геометрия контура, но и направление тока в этом контуре. Если этот ток используется для нагревания, то направление тока в нагревательном элементе безразлично. В противном случае он преобразуется таким образом, чтобы в рабочем элементе он всегда тек в одном направлении.

Резкие отличия в амплитудных значениях тока. Принципиальных трудностей здесь тоже нет. Например, можно использовать энергию тока для нагревания некоторого элемента хаотическими токами до определенной границы. Избыток энергии сверх установленной границы можно сбрасывать, например, в схемы зарядки аккумуляторов и т. п. Энергию нагревательного элемента можно использовать любым из хорошо известных в технике приемов.

Недостатки и достоинства. Главными недостатками данного способа получения энергии на уровне современной технологии являются весьма внушительные размеры работающего контура и очевидная Дороговизна его создания. Однако достоинства конвертера могут превзойти эти недостатки, особенно, если будут открыты новые удобные для решения данной задачи материалы. К числу преимуществ конвертера как электростанции следует отнести:

такая станция, будучи однажды построенной, не будет изнашиваться и теоретически будет функционировать столько, сколько светит Солнце и работает цепочка связей «Солнце–Земля»;

технологический процесс извлечения энергии из ионосферы оказывается экологически чистым и безопасным, и даже теоретической возможности вызвать катастрофу не существует.

Возможности современного использования. В мире имеются длинные линии электропередачи, которые при определенной доработке могут быть использованы уже в настоящее время. Рассмотрим для примера линии канадской энергосистемы «Гидро-Квебек». Эти линии электропередачи, которые с точки зрения предлагаемого способа недостаточно замкнуты, не обеспечивают однородности знака магнитного потока внутри своих контуров. Однако некоторые достаточно простые усовершенствования могут привести к использованию этих линий для получения дополнительной энергии уже в настоящее время.

Рассмотрим в качестве примера схему из [5], в которой приведена принципиальная схема энергосистемы «Гидро-Квебек». Если в этой системе замкнуть линии между пунктами Tilku и Churchill Faults и использовать внутренние линии для пересоединения таким образом, чтобы сохранить знак магнитного потока одинаковым на всей поверхности системы, то в системе возникает дополнительная ЭДС, равная примерно 1 кВ. Если линии электропередачи этой системы состоят из 10 медных проводов каждый сечением 1 см^2 , то постоянная возникающая мощность в такой системе будет около 1 МВт. В периоды геомагнитных бурь эта мощность будет резко возрастать. Так, если скорость изменения магнитного потока увеличится до 5 нТл/с , то мощность возрастет в 25 раз.

Из соотношения (2) видно, что целесообразнее иметь площадь работающего контура больше, так как в соотношении (2) для оценки мощности используется квадратичная зависимость. Однако,

чем больше контур, тем больше вероятность неэффективного использования части его площади вследствие неоднородности направления геомагнитного потока.

Если использовать современные наиболее проводящие материалы, например медь или алюминий, то масса контура получается неприемлемо большой. При этом о массе нагрузки можно не беспокоиться, так как достижение малых сопротивлений при малой длине проводников является легко решаемой задачей. Далее приведены результаты расчета для контура, имеющего поперечное сечение 1 дм^2 и поставленного вокруг Антарктиды, необходимость получения экологически чистой энергии для которой особенно очевидна ($\mathcal{E}ДС=16 \text{ кВ}$):

Контур	Сопротивление контура и нагрузки, Ом	Мощность, МВт
Из алюминия	40	1,6
Из Меди	24	2,6

Из приведенных данных видно, что несмотря на внушительные размеры контура и очевидную дороговизну его создания, съем энергии с него явно недостаточен. Правда, для увеличения съема энергии можно параллельно этому контуру подключить еще несколько контуров, тем самым увеличив его поперечное сечение и, соответственно, во столько же раз увеличить его мощность.

Имеется еще путь уменьшения электрического сопротивления контура за счет использования явления сверхпроводимости. Так, если погрузить контур в тор, заполненный, например, жидким водородом (температура кипения -253°C), то его сопротивление будет $0,017 \text{ Ом}$ (удельная проводимость меди в этом случае увеличится до $8,35 \cdot 10^{10} \text{ 1/Ом}\cdot\text{м}$). Этот контур обеспечит на той же нагрузке мощность $3,76 \cdot 10^9 \text{ Вт}$. Не следует забывать, конечно, что при этом да поддержание контура при необходимой температуре также будет затрачена энергия.

В настоящее время изготовлены материалы, которые могут сохранять сверхпроводящее состояние в магнитных полях порядка нескольких килоэрстед и пропускать ток плотностью миллионы ампер на квадратный сантиметр [8]. Экспериментально показано, что удельное сопротивление свинцового цилиндра, например, составляет $4 \cdot 10^{-25} \text{ Ом}\cdot\text{м}$, что в 10^{17} раз меньше сопротивления меди. Уже запатентована линия электропередачи длиной 90 км на основе сверхпроводимости [11].

В самое последнее время активно проводятся исследования высокотемпературной сверхпроводимости (ВТСП). Для некоторых материалов достигнута сверхпроводимость при критической температуре 133 К [12]. Использование ВТСП позволяет перейти от охлаждения с помощью гелия к охлаждению с помощью азота, что в сотни раз дешевле. Более того, недавно созданы пленки некоторых полимеров, в которых сверхпроводимость достигается при комнатной температуре [13]. Поэтому можно ожидать, что в недалеком будущем сверхпроводимость тем или иным способом станет доступной для электротехники и энергетики.

Экспериментальная проверка. Наиболее убедительным доказательством возможности получения энергии из ионосферы явился бы прямой эксперимент, в котором демонстрируется потенциальность ионосферы как источника энергии.

Заметим, что именно потенциальность источника является наиболее важным моментом для реализации конвертера. Чем более потенциален источник, тем меньшим можно сделать радиус работающего контура. Если, действительно, в сверхпроводящем кабеле можно достигнуть указанных ранее плотностей тока, то построить электростанцию на основе сверхпроводящего контура – это уже задача, которую можно решить на уровне современной технологии.

Прямой эксперимент, демонстрирующий потенциальность ионосферы, осуществить достаточно просто. Для этого необходимо в соответствующем месте северного региона построить небольшой экспериментальный контур с радиусом в несколько десятков или сотен метров (лучше меньше). Этот контур должен состоять из нескольких десятков или сотен отдельных контуров тех же размеров. Далее следует подключить все эти контуры параллельно один за другим в некоторый общий контур и зафиксировать на каждом шаге увеличение съема энергии. Если полученная зависимость будет линейной, то очевидно, что энергетического ограничения не происходит и ионосфера является достаточно потенциальной средой для получения из нее электрической энергии.

Использование сверхпроводящего контура для активных воздействий на ионосферу и магнитосферу. Из соотношения (2) хорошо видно, что для замкнутого сверхпроводящего контура (при отключенной нагрузке, $R+r=0$)

$$\iint \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{A} + L \frac{dI}{dt} = 0$$

и, следовательно,

$$\vec{B} \cdot \vec{A} + LI = const$$

Последнее означает, что сверхпроводящий контур стабилизирует геомагнитное поле, проходящее сквозь контур. Теперь любые изменения магнитного поля на высотах ионосферы и магнитосферы, относящиеся к магнитным силовым линиям, проходящим через контур, будут вызывать изменение тока в контуре и соответствующие изменения геомагнитного поля таким образом, чтобы скомпенсировать первоначальные изменения. Такой инструмент воздействия на околоземную плазму и геомагнитное поле может найти применение. Примеры конкретных воздействий, а также характеристики соответствующих устройств выходят за рамки этой статьи.

Вывод. На Земле имеется альтернативный, экологически чистый и возобновляемый источник планетарной электромагнитной энергии, непрерывно пополняемый динамическими электромагнитными процессами, берущими начало на Солнце и приходящими к Земле по цепочке солнечно-земных связей. Современный технологический уровень позволяет использовать эту энергию.

Использование сверхпроводящих контуров может, с одной стороны, стать основой будущей электростанции, а с другой – инструментом управления частицами и токами в околоземном пространстве.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Стреттон Дж. А. Теория электромагнетизма. — М.: ОГИЗ, Гостехиздат, 1948.
2. Coles R.L., K. Thompson and Jansen van Beek. A Comparison between the Rate of Change in the Geomagnetic Field and the Geomagnetically Induced Currents in a Power Transmission System. — Proceedings: Geomagnetically Induced Currents Conference, TR-100450, Electric Power Research Institute. — Palo Alto, California, 1992.
3. Thompson Kevin R. Impact of Geomagnetic Activity on Power Systems. — Solar-Terrestrial Predictions — IV. — Proceedings of a Workshop at Ottawa. — Canada, 1992, May 18-22.
4. Rostoker G. Magnetospheric substorms — their phenomenology and predictability. — Solar—Terrestrial Predictions — IV. — Proceedings of a Workshop at Ottawa. — Canada, 1992, May 18-22, Vol. 3; 1993, September.
5. Каппенман J.G., V.D. Albertson, N. Mohan Current Transformer and Relay Performance in the Presence of Geomagnetically—Induced—Currents. — IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems, March 1981, vol. PAS-100, No 3.
6. Blais G. and P. Metsa Operating the Hydro-Quebec Grid under Magnetic Storm Conditions since the Storm of 13 March 1989. — Solar-Terrestrial Predictions — IV. — Proceedings of a Workshop at Ottawa, Canada, 1992, May 18—22.
7. Лихарев К.К., В.К. Семенов, А.Б. Зорин Итоги науки и техники. Сверхпроводимость. Т. 1. — М.: ВИНТИ., 1988.
8. Rose-Innes A.C., E.H. Rhoderick Introduction to Superconductivity. — Oxford: Pergamon Press, 1969.
9. Акасофу С.И., С. Чепмен Солнечно-земная физика Пер. с англ. Ч. 1-2. М., 1974-75.
10. Галеев А.А. Магнитосферы планет. В книге: Физика космоса Маленькая энциклопедия. — М.: Изд-во «Советская энциклопедия», 1986.
11. Hoersh R.C. Superconductor Transmission Line, Патент США, 5132487, MKU5 H01 B12/00, H01 B12/02.
12. Superconducteurs: la temperature remonte. — Sci. et vie, 1993, N 911.
13. Григорьев Л.Н., Д.Н. Рогачев, А.З. Краев Сверхпроводимость при комнатной температуре в пленках некоторых полимеров. — Российско-Германский симпозиум по полимерам. — М., 1993, 26 марта
14. Гальперин Ю.И. Верхняя атмосфера. — В кн. Физика космоса Маленькая энциклопедия. — М.: Изд-во «Советская энциклопедия», 1986.
15. Roederer Juan G. The Solar-Terrestrial Energy Program 1990-1997, (STEP). - Prospectus of the ICSU Scientific Committee on Solar-Terrestrial Physics, 1988.
16. Копылов И.Л. Магнитное поле Земли как источник электрической энергии. — Изв. вузов. Электромеханика, 1991, № 5.

[24.07.95]

К ОЦЕНКЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЙ ВОЗМОЖНОСТИ КОНВЕРТЕРА СОЛНЦЕ–ИОНОСФЕРА–ЗЕМЛЯ

Данилкин Н.П., Кирьянов Д.В.

«Электричество» 1999, №7, с. 59-63

Приводятся электротехнические оценки энергетической производительности предполагаемой электростанции будущего, которая будет работать на принципах сверхпроводимости и станет черпать энергию из земной ионосферы. Оценки подразумевают потенциальность ионосферы как источника энергии и принципиальную возможность создания сверхпроводящей линии большой протяженности. Показано, что с учетом геофизических факторов способ получения энергии будет коммерчески оправданным.

Ключевые слова: Земля, геомагнитные поля, ионосферные токи, электростанция будущего, расчет.

Electrotechnical estimations of the energy productivity of a probable future electrical power station which will operate using superconductivity principles and will draw energy from the earth ionosphere are given. The estimations mean the potentiality of creating a lengthy superconducting line. It is shown that taking into consideration geophysical factors such a method of obtaining energy will be commercially justified.

Key words: Earth, geomagnetic fields, ion-sphere currents, power plant of future, calculation

Известно, что ионосферные токи, текущие на высотах более 100 км над поверхностью Земли, обладают большим запасом мощности. В [1] обсуждается возможность преобразования энергии этих быстропеременных токов в электрический ток технического назначения. Принцип работы предполагаемого конвертера энергии основан на законе магнитной индукции Фарадея, согласно которому в рассматриваемом на поверхности Земли однопроводном контуре (с очень малым сопротивлением R) под действием быстрых изменений геомагнитного поля B индуцируется ЭДС

$$\oint E dl + \iint \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} d\vec{A} = 0, \quad (1)$$

где $d\vec{A}$ – элемент интегрирования по площади внутри контура.

Можно сказать, что ионосферные токи и ток в гипотетическом сверхпроводящем конвертере образуют гигантский трансформатор с воздушным сердечником (слоем атмосферы). Предварительные оценки выходной мощности такой установки даны в [1]; в статье приводится расчет мощности конвертера с учетом реальных особенностей геомагнитного поля и конкретного принципа преобразования энергии.

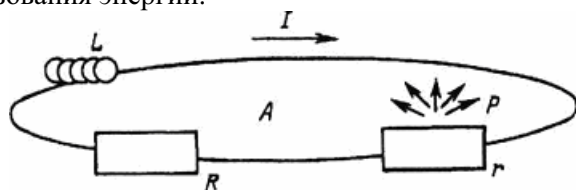


рис.1 Цепь конвертера

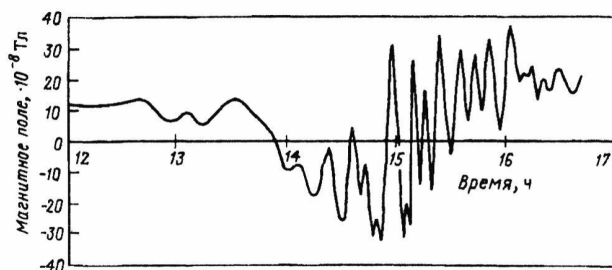


Рис. 2. Запись геомагнитного поля

Конвертер с малым сопротивлением. Для оценки мощности конвертера рассчитаем ток I , возникающий в контуре площадью A и индуктивностью L (рис. 1) под действием быстропеременных флуктуации магнитного поля Земли, характерных для магнитной суббури. Если сопротивление нагрузки $r \gg R$ достаточно мало, чтобы обеспечить большие значения тока, выделяющееся в нагрузке джоулево тепло можно использовать в технических целях. Для оценки используем реальные экспериментальные записи нормальной составляющей магнитного поля Земли $B(t)$ (рис. 2), сделанные в провинции Квебек, Канада [2]. Будем также считать, что напряженность магнитного поля мало изменяется в пределах контура и поэтому будем пользоваться усредненным значением ЭДС (1), возникающей в контуре:

$$E(t) = \frac{\partial B}{\partial t} A \quad (2)$$

Такое предположение оправдано с экспериментальной точки зрения, поскольку характерные натурные данные [3] подтверждают примерно одинаковое направление магнитного поля на большой территории.

Для простейшей электрической цепи контура, представленной на рис. 1, изменение тока со временем выражается решением соответствующего дифференциального уравнения:

$$L \frac{dI}{dt} + (R + r)I \equiv E(t) \quad (3)$$

Соответственно, полезная мощность, рассеиваемая в среднем за некоторый промежуток времени T на активном сопротивлении, равна

$$P = \frac{1}{T} \int_0^T I^2(t) r dt \quad (4)$$

На рис. 3 представлен график зависимости текущей мощности (4) конвертера (при $T=20$ мин) от времени, полученный на основе численного решения дифференциального уравнения (3) методом Рунге–Кутты с ЭДС в правой части, соответствующей согласно (2) экспериментальным данным и следующим электрическим параметрам конвертера: $R=0$; $r=10^{-3}$ Ом; $B_0=3 \cdot 10^{-7}$ Тл; $A = 10000$ км² (сверхпроводящий контур небольшого размера). Полученные результаты на рис. 3 сглажены с помощью скользящего усреднения. Из графика рис. 3 видно, что мощность конвертера, скачкообразно возрастающая в периоды наибольших возмущений геомагнитного поля, достигает для данной суббури 150–200 кВт и падает практически до нуля в спокойные часы.

Теоретические оценки. Из приведенного видно, что наибольшие энергетические возможности конвертера заключены на участках скачкообразных изменений $B(t)$ большой амплитуды. Поэтому для дальнейшего анализа примем в качестве модели типичного поведения геомагнитного поля во время суббури пилообразную зависимость $B(t)$ (рис. 4).

Разложение этой функции в ряд Фурье выглядит следующим образом:

$$B(t) = \frac{8B_0}{\pi^2} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^n}{(2n+1)^2} \sin \omega_n t; \quad \omega_n = \frac{2n+1}{T} \pi$$

Соответственно ЭДС, возникающая в цепи,

$$E \approx -\frac{\partial B(t)}{\partial t} A = \frac{8AB_0}{\pi T_0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{2n+1} \cos \omega_n t$$

будет суммой гармонических составляющих с частотами ω_n и амплитудами

$$E_n = \frac{(-1)^{n+1}}{2n+1} \frac{8AB_0}{\pi T_0}.$$

Следовательно ток, возникающий в контуре, будет суммой синусоидальных токов I_n для определения амплитуды которых применимы законы цепи переменного тока:

$$I_n = \frac{E_n}{Z_n} \cos(\omega_n t - \varphi_n),$$

где

$$Z_n = \sqrt{(R+r)^2 + X_n^2}$$

- импеданс на n -й частоте;

$$X_n = \omega_n L - 1/\omega_n C$$

- реактивное сопротивление;

$$\varphi_n = \arctg \frac{X_n}{R+r} \text{ - фазовый сдвиг тока относительно ЭДС.}$$

В соответствии с изложенным точным решением для тока в контуре будет ряд

$$I(t) = \frac{8AB_0}{\pi T_0} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1} \cos[\omega_n t - \varphi_n]}{Z_n} \quad (5)$$

С помощью последней формулы можно оценить энергетический выход предполагаемого конвертера:

$$P = \langle I^2 \rangle r \equiv \frac{1}{2T_0} \int_0^{2T_0} I^2(t) r dt \quad (6)$$

Оценим мощность, которую рассеивают две первые гармоники:

$$P = \langle (I_1 + I_2)^2 \rangle r = \langle I_1^2 \rangle r \pm \langle I_2^2 \rangle r = \frac{4AB_0}{\pi T_0} \times \left\{ 1/Z_0^2 \pm 1/9Z_1^2 \right\}$$

Знак « + » в последнем выражении соответствует случаю, когда первые два члена ряда (5) одного знака, а « - » — если они разного знака. [Ряд (3) — знакопеременный, но не знаочередующийся, поскольку наряду с фактором $(-1)^{n+1}$ имеется косинусоидальный множитель, начальная фаза которого зависит от номера члена ряда.]

Если принять, что реактивное сопротивление положительно, т.е. преимущественно индуктивное, то $X_0 < X_1$ (при $1/C=0$ $X_1 = 3\omega_0 L$), и соответственно вклад второй гармоники в суммарную площадь конвертера будет на порядок меньше вклада главной гармоники.

Следовательно, хорошей оценкой мощности конвертера будет мощность главной гармоники:

$$P_{est} = \frac{1}{2} \left(\frac{8AB_0}{\pi T_0} \right)^2 \frac{r}{Z_0} \quad (7)$$

На рис. 5 приведена зависимость оценки мощности (7) и точного значения мощности (6) (в зависимости от индуктивности контура для тех же характерных параметров конвертера, приведенных ранее) радиус контура — 57 км и для периода $T_0 = 6$ мин. При выбранных параметрах (в основном соответствующих натурным данным) и $L \approx 0,1$ Гн на сопротивлении нагрузки рассеивается мощность $P \approx 150$ кВт, естественно, такого же порядка, как и для экспериментальной зависимости $B(t)$, поскольку к ним близки параметры пилообразной модели.

Возможности увеличения мощности конвертера. На примере пилообразной зависимости видно, что одним из негативных проявлений «пикового» характера изменения геомагнитного поля является некоторая потеря мощности в точках экстремума $B(t)$ (при изменении знака производной). Действительно, при проходе $B(t)$ через экстремум, ЭДС в контуре согласно закону индукции меняет свой знак так, что после этого момента индуцированный полем ток должен течь в противоположную сторону. Фактически описанный эффект проявляется в том, что изменения тока на старте каждого прямолинейного участка пилообразной модели (рис. 4) начинаются не с нуля, а с некоторого противоположного по знаку значения $I(0)$. Точное решение дифференциального уравнения (3) на каждом таком участке (т.е. при постоянной ЭДС E_0)

$$I(t) = I(0) \exp\left(-\frac{R+r}{L}t\right) + \frac{E_0}{R+r} \left\{ 1 - \exp\left(-\frac{R+r}{L}t\right) \right\} \quad (8)$$

Таким образом, в указанные периоды конвертер работает некоторое время не с накоплением, а с потерей мощности, пока электрический ток в конвертере не дойдет до нулевого значения. На основании данного наблюдения возможно предложить пути повышения энергетической отдачи конвертера.

Если ввести в цепь конвертера некоторый нелинейный элемент, который будет в момент перехода геомагнитного поля через нуль размыкать на некоторое время цепь (т.е. скачком повышать сопротивление контура), то это и даст определенный выигрыш в мощности. Тепло, выделяющееся при этом, можно также использовать для дальнейшего преобразования в техническую энергию. Размыкание цепи должно быть как можно более кратковременным, однако достаточным для того, чтобы ток в контуре прекратился.

Рис. 6 иллюстрирует разницу в мощности обычного конвертера и конвертера с нелинейным элементом в зависимости от полупериода пилообразных колебаний при постоянстве их амплитуды (т.е. фактически от скорости изменения магнитного потока) для контура радиусом 57 км. При расчетах предполагалось, что цепь размыкается на бесконечно малое время в точный момент экстремумов $B(t)$. Кроме того, энергией затухающего в эти моменты тока пренебрегалось, хотя в реальности мощность конвертера за счет этой энергии была бы еще больше, чем приведено на рис. 6.

Расчеты $I(t)$ проводились по формуле (8) для каждого прямоугольного участка пилообразной модели, причем I_0 всегда считался равным нулю из-за действия нелинейного размыкающего элемента. Соответствующая $I(t)$ мощность конвертера определялась по формуле (4). Видно, что выигрыш от включения нелинейного элемента может быть весьма существенным.

Необходимо отметить, что технологических трудностей для практического воплощения процедуры размыкания быть не должно. С помощью дополнительной дифференцирующей цепи, анализирующей геомагнитное поле, возможно точно определить моменты прохождения производной $B(t)$ через нуль (а самого поля — соответственно через экстремум). Далее, не представляет проблемы введение в цепь контура устройства, к примеру, разрушающего сверхпроводящее состояние контура в эти моменты времени.

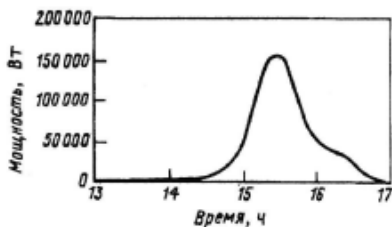


Рис.3 График зависимости текущей мощности конвертера от времени

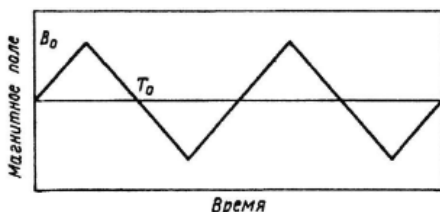


Рис.4. Зависимость $B(t)$ как модель типичного поведения геомагнитного поля

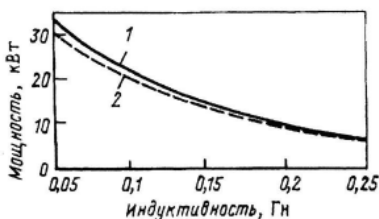


Рис.5. Зависимость мощности конвертера от индуктивности контура 1 – оценочная; 2 – точная

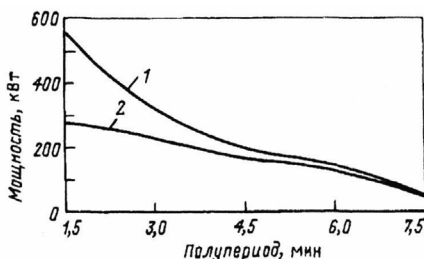


Рис. 6. Зависимость мощности конвертера от полупериода пилообразных колебаний при отсутствии нелинейного элемента (1) и при его наличии (2)

исходя из реальных геофизических условий.

Реактивный канал перекачки энергии. Пока рассуждения относились к определению параметров, обеспечивающих отдачу максимального джоулева тепла на внешнем сопротивлении r . Понятно, что для этого требуется, чтобы ток (8) на каждом квазипрямолинейном участке вышел на стационарное значение как можно раньше, т.е. отношение r/L должно быть как можно меньше. Как уже обсуждалось, хотелось бы иметь по возможности малую индуктивность кольца L и по возможности максимальное выделение тепла на внешнем сопротивлении.

Другим способом повышения мощности может быть включение в цепь конвертера дополнительного сопротивления в резонанс с главной гармоникой пилообразных колебаний. Теоретической основой для повышения мощности является обратная зависимость в оценках (7) от полного сопротивления (импеданса) цепи. Поскольку активное сопротивление фиксировано, то уменьшение полного сопротивления может быть проведено при уменьшении реактивного сопротивления.

Если в цепь контура помимо индуктивности включена еще некоторая емкость C , то реактивное сопротивление (соответствующее какой-либо гармонике) равно

$$X_n = \omega_n L - 1/\omega_n C$$

Поскольку доминирующей согласно приведенному анализу является нулевая гармоника, то, естественно, следует уменьшить реактивное сопротивление, соответствующее ей. Действительно, если принять, что реактивное сопротивление положительно, т.е. преимущественно индуктивное, то $X_0 < X_1$ (при $1/C = 0$ $X_1 = 3\omega_0 L$), и соответственно вклад второй гармоники в суммарную площадь конвертера будет на порядок меньше вклада главной гармоники.

Нетрудно видеть, что реактивное сопротивление, соответствующее нулевой гармонике, уменьшается до нуля, если емкость подобрана из условия резонанса $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$.

На рис.7 показаны две резонансные кривые (как функции емкости). Видно, что для определенной частоты основной гармоники существует некоторое оптимальное значение емкости. Однако в реальных условиях использование данного механизма сопряжено с тем, что требуется, по крайней мере, приблизительно прогнозировать периодичу вариаций геомагнитного поля. Кроме того, расчет выполнен для пилообразной модели, тогда как в натуральных условиях геомагнитное поле представляет собой спектральный набор различных частот, так что использование резонанса выглядит проблематичным. Между тем, включение дополнительной емкости, снижающей (не обязательно до нуля) реактивное сопротивление конвертера, практически вполне реализуемо. Значение этой емкости, видимо, следует подбирать исходя из реальных геофизических условий.

С другой стороны, возможен иной, реактивный, канал перекачки энергии. При наличии достаточно большой индуктивности конвертера и достаточно малого его сопротивления существенная часть энергии изменяющегося геомагнитного поля переходит в реактивную мощность контура. Для такого способа необходимо иметь как можно меньшее внутреннее сопротивление конвертера и вообще не нужно сопротивление нагрузки. Вопрос о дальнейшем преобразовании реактивной энергии, запасенной в индуктивности, может быть решен по-разному. В настоящее время известны проекты использования сверхпроводящих контуров для аккумуляции электроэнергии (именно в реактивной ее части). Подходы для технической осуществимости данных проектов разрабатываются.

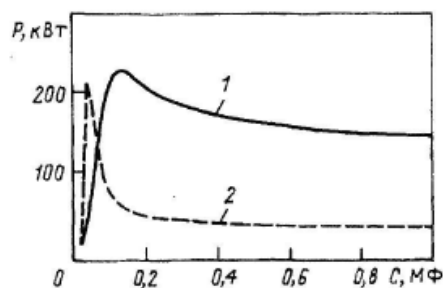


Рис.7 Резонансные кривые мощности в функции емкости: 1 – L=0,1 Гн; 2 – L=0,3 Гн

Для реактивного канала перекачки энергии сопротивление контура должно быть как можно меньше. Практически, при возможно малых сопротивлениях конвертера (а они могут быть доведены с помощью современных сверхпроводников до 10^{-9} Ом) такие токи могут разрушать сверхпроводящее состояние контура. (При характерных ЭДС в единицы вольт максимальный ток возрастает до миллионов килоампер. Учитывая, что ток в 10 кА выдерживает сверхпроводник сечением в 20 мм², для тока в миллионы ампер нужен проводник сечением около десятка квадратных метров.)

Реактивная энергия, запасенная к некоторому моменту времени в конвертере, равна $W=LI^2(t)$.

При этом максимальное значение тока определяется некоторым предельным значением, при котором происходит разрушение сверхпроводящего состояния контура. Если взять практически интересный случай $RT_0 \ll L$, то электрический ток согласно (8) на каждом из полупериодов возрастает почти линейно:

$$I(T_0) \approx \frac{E_0}{L} T_0.$$

Если R мало, то мощность конвертера определится следующим образом:

$$P = \frac{W}{T_0} \sim \frac{LI^2(T_0)}{2T_0} \sim \frac{E^2 T_0}{L}$$

Результаты расчета данного режима ($R=0$; $r=.10^{-3}$ Ом; $B_0=3 \cdot 10^{-7}$ Тл; $A = 10000$ км², приведены в таблице.

Длительность элементарного цикла T_0	Индуктивность контура L, Гн	Мощность (кВт) при различной ЭДС (В)	
		30 В	16000 В
30	1	15	
100	1	50	более 107
100	0,1	500	

Полученные цифры демонстрируют явную предпочтительность последнего способа перекачки энергии по сравнению с первым (через активное сопротивление). Преимущество объясняется тем, что ток, возникающий в конвертере, ограничивается только током разрушения сверхпроводящего состояния. Однако вопрос преобразования полученной таким образом реактивной электрической энергии в электроэнергию технического назначения недостаточно ясен.

Заключение. Основную энергетическую выгоду несет понижение активного сопротивления контура (создание глубокой сверхпроводимости) и его индуктивности. При этом даже небольшой контур (с радиусом менее 60 км) будет давать более сотни киловатт. Если же увеличивать размеры конвертера, то реально существенно повысить его мощность (которая растет пропорционально квадрату площади). Напомним, что уже запатентована линия передачи электрической энергии на основе сверхпроводимости длиной около 90 км [4].

Надо признать, что оценки мощности конвертера приведены для случая, когда ионосфера имеет нулевое собственное сопротивление и большой запас мощности. Для проверки предположения необходим эксперимент по схеме, обсуждаемой в [1]. В любом случае надежду на практическую осуществимость предложенной ионосферной электростанции может дать лишь серьезный техноло-

гический рывок в области производства сверхпроводящих материалов. Приведенный анализ свидетельствует, что с геофизической точки зрения способ получения энергии будет коммерчески оправданным.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Данилкин Н.П. О возможности получения электрической энергии из ионосферы. – Электричество. 1996, № 4.
2. Rostoker G. Magnetospheric substorms – their phenomenology and predictability. – Solar-Terrestrial Predictions – IV. Proceedings of a workshop in Ottawa. Canada. 1992.
3. Boteler D.H., Jansen van Beek G. Mapping the March 13, 1989, magnetic disturbance and its consequences across North America. Solar-Terrestrial Predictions – IV. Proceedings of a workshop in Ottawa, Canada, 1992.
4. Hoersh R.C. Superconductor transmission line. Патент США, MKU 55 OH 501 OB 512/00 0,5 OH 501 OB 512/02 0.

[06.07.98]

Глава 8

Радиозондирование ионосферы с космической станции «МИР»

Предисловие 2008 года

К 1991 году трудами больших коллективов в Москве, в Ростове-на-Дону, в Днепропетровске, и в Харькове были подготовлены 4 бортовых ионозонда для постановки на космические аппараты типа АУОС (автоматические универсальные орбитальные станции), которые хорошо себя зарекомендовали в предшествующих работах. Мы планировали с 1992 года начать систематические наблюдения глобальной ионосферы Земли. Наш Институт, который был Головным в этой области, к этому времени оплатил более 90% стоимости всех работ. ИСЗ и его средства выведения на орбиту изготовлены были в Днепропетровске на Южмаше. Никогда не забуду это замечательное предприятие и талантливый коллектив КБ 3, где я много работал и приобрел необходимый мне в дальнейшем опыт. А также удивительно красивый, уютный и очень гостеприимный южный город Днепропетровск. Ионозонды по схемам моноимпульсного зондирования, разработанным Г.В.Васильевым и его коллегами в ИЗМИРАНе, были на современной для того времени радиотехнической базе изготовлены в НИИР г. Харькова. Здесь тоже работали очень талантливые и грамотные специалисты, с которыми было легко, полезно и приятно работать. Надеюсь, что и они от меня и моих коллег (В.А. Крутова и др.) многое почерпнули. Об одном только сожалею из того времени. От нас требовали, чтобы наземная проверка работоспособности бортовых ионозондов производилась автоматически и не зависела от квалификации оператора. Это привело – кроме увеличения стоимости – к тому, что стенд для проверки бортовых ионозондов был по объему раз в пять больше самого ионозонда. А все работы были задержаны из-за этого минимум на два-три года.

В 1991 году случилось то, что случилось. Финансирование научно-исследовательских и опытно-конструкторских работ было прекращено сразу. Зарплату еще некоторое время продолжали платить. В дальнейшем, после 10-месячного перерыва, когда ее не платили совсем, ее вновь стали платить. Финансовые преобразования, которые шли в стране в течение всего последнего десятилетия XX века, привели к тому, что зарплата (у меня, например) к концу десятилетия уменьшилась более чем в 10 раз. Практически почти все сотрудники лаборатории вынуждены были уйти на более оплачиваемые места работы. Думаю, что аналогичная (если не худшая) ситуация была и в Харькове. Здесь стоит сказать много теплых слов о наших харьковских коллегах. Несмотря на то, что мы не смогли оплатить полностью все изготовление бортового ионозонда, они отдали нам 3 из 4 (не полностью оплаченных) незаконченных комплекта ионозонда и автоматический блок для их проверки. Харьковчане были настолько любезны, что сами бесплатно привезли всю эту аппаратуру в Москву, в наш Институт. И мы стали думать, что делать. Аппаратура не прошла необходимых для использования в космических экспериментах даже стендовых проверок. Она быстро старела. О Днепропетровске, разумеется, не было и речи. Мы стали искать московские предприятия, которые могли бы «приютить» наш ионозонд. К этому времени уже стало понятно, что трансionoсферное зондирование позволяет производить диагностику ионосферы практически с любых высот расположения ИСЗ, в том числе, и с обитаемых космических станций. В то время реально была только одна станция – советская пилотируемая космическая станция «МИР». Если бы эксперимент на «МИРе» показал бы возможность диагностики ионосферы с этого ультранизкого ИСЗ, то открывались бы прекрасные перспективы для постоянного мониторинга ионосферы. Действительно, на разных орбитах вокруг Земли к этому времени вращалось более десяти ИСЗ, каждый из которых был бы вполне пригоден (особенно первый – американо-канадский ионозонд Алуэтт, может быть, лучший из всех последующих аппаратов) для проведения постоянного мониторинга. Если бы не... Да, да, да, если бы не блоки питания и не выход аппаратуры из строя из-за радиационного поражения. А так это был просто «космический мусор». А ведь на обитаемых и посещаемых сменными экипажами пилотируемых ИСЗ указанные особенности не является препятствием. Аппаратуру всегда можно заменить, починить и т.п. Кроме того, широкие возможности радиозондирования могут оказаться полезными и самой станции для диагностики непосредственно окружающего ее плазменного пространства.

Эти и другие аргументы убедили руководство НПО «Энергия» поставить ионозонд на станцию МИР. Исключительную роль при этом сыграл заместитель генерального конструктора В.П. Никитский, без властной инициативы которого ни одно из сложных мероприятий подготовки и постанов-

ки ионозонда на борт «МИРа» было просто нереально. Здесь было много замечательных специалистов и просто очень хороших людей, без деятельной и надежной помощи которых эксперимент мог сорваться в любой момент. Я вспоминаю, прежде всего, М.А. Скуратову, В.П. Корсуна, В.П. Домышева, Ю.Ю. Басова, И.В. Борисова, Л.П. Борисову и многих, многих других. Исключительно важную роль сыграли наши космонавты, участники 26 и 27 экспедиций на станцию «МИР». Это С.В. Авдеев, Г.И. Падалка, Ю.М. Батури, В.М. Афанасьев и Т.А Мусабаев. Им удалось осуществить юстировку антенны ионозонда, в очень сложных условиях. Руководствоваться можно было, наблюдая через совершенно неприспособленное для этого окно станции, удлинение и сокращение антенн ионозонда. Одновременно вслушиваясь в щелчки, которые отсчитывали метры разворачиваемых диполей антенны. Мы особенно благодарны Ю.М. Батури, который, сменив костюм помощника президента России на костюм космонавта, просто положил дискету с результатами наблюдений в карман и привез ее на Землю, минуя – плохо работающие, на самом деле, – радиоканалы и пр.



На фотографии полный макет пилотируемой космической станции «МИР» в зале управления полетами. На заднем плане карта с нанесенными на ней рабочими деталями, которые необходимы для решения тех или иных элементов управления движением ИСЗ (траектории, зоны видимости, места сброса информации, границы дня и ночи и т.п.).

Когда я увидел в августе 1999 года впервые ионограммы со станции «МИР», которые были получены не по радиоканалам на Москву и Ростов-на-Дону и не только в условиях среднеширотной России, как было до этого, но на других широтах, то я понял, что мы столкнулись неожиданно с совершенно новым явлением при радиозондировании ионосферы. Я немедленно взял трехнедельный отпуск и уехал из Москвы, чтобы в спокойной обстановке понять, что это такое. Там я лично рассмотрел все 9217 ионограмм, которые были доставлены с «МИРа», и начал их анализ. Почти сразу после моего незапланированного отпуска (в сентябре) ко мне в заочную аспирантуру поступила Н.Г. Котонаева, которая после окончания механико-математического факультета Московского Университета и 8-летней работы в одном из «космических» Институты г. Королева, работала преподавателем высшей математики в вузе. Всю остальную работу по анализу новых ионограмм мы проделали вместе, и ее вклад довольно скоро стал весомее моего. Разумеется, мы широко пользовались помощью и консультациями многочисленных коллег не только в нашей стране, но и за рубежом. Наш приоритет был неоспорим, и мы считали необходимым широко ознакомить всех исследователей ионосферы с результатами зондирования ионосферы с космической станции «МИР».

В этой главе собрана лишь малая часть опубликованных нами результатов. Работа еще продолжается. Получены новые неожиданные данные. Возникают новые идеи – например, неожиданно возникли интересные пересечения с идеями профессора Ю.К. Калинина, который занят поиском предвестников землетрясений. В работах настоящей главы представлены наиболее важные результаты. Я стремился дать, прежде всего, самое общее представление об этом новом явлении. Поэтому первая статья посвящена рассмотрению в рамках международной инструкции по радиозондированию ионосферы. В остальных статьях проведены сокращения для того, чтобы избежать повторений,

которые необходимо возникают при публикациях в различных журналах. Во второй и последней статье показан один и тот же рисунок. Он сохранен вместе с описывающими его различными текстами, так как в первом случае он демонстрирует изменение ионограмм и, соответственно, Nh-профилей при «проходе» станции сквозь максимум ионосферы. Я вспоминаю, что в конце 60-х и в 70-х годах прошлого века мы с коллегами из ИЗМИРАНа пытались получить такие ионограммы на вертикальных ракетах. К сожалению ни один из тех экспериментов не был удачен. Так что на этом рисунке впервые показана последовательность ионограмм при пересечении максимума ионосферы. В последней статье тот же рисунок используется для рассмотрения горизонтальной длительности явления ЗНС (см. ниже). Некоторые статьи опубликованы только на английском языке. В этом случае приводится соответствующий русский текст. Для полноты картины я привожу ниже список наиболее существенных работ, опубликованных и отосланных в печать к маю 2008 года.

СПИСОК РАБОТ ПО РАДИОЗОНДИРОВАНИЮ С НИЗКИХ ВЫСОТ ИСЗ, ОТОСЛАННЫХ В ПЕЧАТЬ И ВЫШЕДШИХ ИЗ ПЕЧАТИ К МАЮ 2008 ГОДА

I. Предшествующие работы, которые послужили теоретическим обоснованием для запуска ИСЗ на сверхнизкие орбиты:

1. Данилкин Н.П. Системное радиозондирование – основа построения службы контроля состояния ионосферы // В кн. «Ионосферно-магнитная служба» / Под ред. Авдюшина С.И., А.Д. Данилова Л.: Гидрометиздат, 1987. С. 46 – 78.
2. Данилкин Н.П. Трансионосферное радиозондирование как средство контроля состояния ионосферы // В кн. «Ионосферно-магнитная служба» / Под ред. Авдюшина С.И., А.Д. Данилова, Ленинград, Гидрометеиздат, 1987, С. 79 – 110.
3. Danilkin N.P. Transionospheric radiosounding. JATP, 1994, v.56, n.11, p.1423
4. Данилкин Н.П., П.Ф. Денисенко, О.А. Мальцева Особенности радиозондирования ионосферы с ИСЗ // Геомагнетизм и аэронавигация. 1998. т. 38. N 6. с. 114.
5. Данилкин Н.П., Г.М.Вайсман Расположение спутниковых ионозондов для глобального мониторинга ионосферы. Геомагнетизм и аэронавигация, 1997, т.37, №1, с.191-194.
6. Данилкин Н.П., Просвечивание ионосферы на границе диапазона ее радиопрозрачности. Радиотехника, 1985, № 9, с. 3—12.
7. Danilkin N.P., S.I. Avdushin, I.I. Ivanov, Yu.V. Kuschnerovsky and V.V. Migulin Transionospheric sounding as a final link in the information system. Advances in space research, 1988. V 8. № 4. p. 29 - 38.
8. Данилкин Н.П., Способ исследования ионосферы. 1972, Авторское свидетельство № 439210
9. Данилкин Н.П., Г.В. Васильев, Ю.В. Кушнеревский, И.И. Иванов, Л.П. Гончаров, Устройство для исследования ионосферы. Авторское свидетельство. А.с. СССР N 620131, с приоритетом от 03.01.1975 г., зарегистр. 21.04.1978 г.
10. Данилкин Н.П., Г.В. Васильев, Ю.В. Кушнеревский, И.И. Иванов, М.Д. Флигель Устройство для исследования ионосферы. –Авторское свидетельство. А.с. СССР N 882330, с приоритетом от 11.02.1980 г., зарегистр. 14.07.1981 г.

II. Публикации по работе космической станции «МИР» в научных журналах:

1. Авдюшин С.И., Н.П. Данилкин, Н.Г. Котонаева, Н.А. Арманд, Р.С. Салихов, К.А. Боярчук Опыт и результаты радиозондирования ионосферы с борта орбитального космического комплекса «МИР» в свете использования малых космических аппаратов на низких орбитах. Космонавтика и ракетостроение, 2005, вып. 3 (40), с. 9-17.
2. Данилкин Н.П., Н.Г. Котонаева Расчет высотных профилей электронной концентрации в ионосфере по ионограммам космической станции «МИР». Известия вузов. Радиофизика, 2002, том 45, №5, с. 367-374;
3. Данилкин Н.П., Н.Г.Котонаева Особенности радиозондирования ионосферы с орбитального комплекса «МИР», Известия вузов. Радиофизика, 2002, том 45, №6, с. 473-481
4. Н.П. Данилкин, Н.Г. Котонаева, М.М. Анишин Задержанный нижний след на спутниковых ионограммах – новое средство изучения макронеоднородностей ионосферы. Известия вузов. Радиофизика, 2006, том XLIX, №1, с.9-20.

5. Котонаева Н.Г. Математическая модель радиозондирования ионосферы с искусственного спутника Земли на высотах ниже максимума концентрации электронов. *Геомагнетизм и аэрномия*, 2006, том 46, №2 с 234-242
6. Н.Г. Котонаева, Р.В. Скоморох О структурных параметрах макронеоднородности ионосферы по данным радиозондирования с высот ниже максимума слоя F2. *Геомагнетизм и аэрномия*. 2006, том 46, №6 с 769-774
7. Данилкин Н.П., Н.Г. Котонаева, М.Р. Азизбаев Коррекция ионосферных моделей непосредственными измерениями. *Электросвязь*, 2007, №7, с 1-4
8. Данилкин Н.П., Н. Г. Котонаева, М.Р. Азизбаев Региональная коррекция модели IRI по данным радиозондирования ионосферы с пилотируемой космической станции «МИР», *Геомагнетизм и аэрномия*, 2007, том 47, №5
9. Данилкин Н.П., Н.Г. Котонаева Интерпретация и обработка ионограмм радиозондирования ионосферы со сверхнизких орбит. *Геомагнетизм и аэрномия*, 2008, №6.
10. Danilkin N.P. The Mir Space Station Ionospheric Sounder. *Radio Science Bulletin*, No 288, (March, 1999).
11. Danilkin N.P., S.A. Pulinets, N.G. Kotonaeva, V.Kh. Depuev, Jann-Yeng Liu, Y.J. Chuo «MIR» space station topside sounder: Possibilities for equatorial anomaly study *Terr. Atmos. Ocean. Sci. J.*, September 2001, Vol.12, No 3, p.525-536.
12. Danilkin N.P. The results of the satellite radio sounding of the ionosphere below the F-layer maximum. *International Journal of Geomagnetism and Aeronomy*, December 2001, volume 2, No 3, pp. 173-180.
13. Danilkin N.P. and N.G. Kotonaeva Quantitative explanation of the satellite ionograms taken within the F 2-layer maximum. *International Journal of Geomagnetism and Aeronomy*, April 2003, volume 4, Number 1, pp. 23-28.
14. Danilkin N.P., N.G. Kotonaeva, C.N. Mitchell Comparison of the results of ionospheric radiosounding on board the «MIR» Manned Space Station with the data of ionospheric ground-based network and the TRANSIT signal observations. *International Journal of Geomagnetism and Aeronomy*, April 2003, volume 4, No 1, pp.29-36.
15. Danilkin N.P., Yu.K. Kalinin, N.G. Kotonaeva, L. Larichev, N.P. Sergeenko Macro-scale ionospheric irregularities registered by the MIR onboard ionosonde. *International Journal of Geomagnetism and Aeronomy*, April 2004, Vol. 4, No 3.
16. Danilkin N.P. New ionograms observed by satellite radio sounding from below of the F-layer maximum. *Buletin INAG*, 2003, www.ips.gov.au/IPSHosted/INAG/web-inag/index.html.
17. Danilkin N.P., N.G. Kotonaeva Ionogram sequence observed by satellite radio sounding from below of the F2-layer maximum, *Buletin INAG*, 2004, www.ips.gov.au/IPSHosted/INAG/web-inag/2004/04jun26-inag.pdf

III. Доклады на научных конференциях:

1. Авдюшин С.И., Н.П. Данилкин, Н.А. Арманд, В.В. Абрамов, В.М. Смирнов, Р.С. Салихов, А.В. Владимиров, Н.А. Сенник Результаты радиозондирования ионосферы с ОК «МИР» и перспективы организации Ионосферной службы на основе малых КА. Труды конференции Росавиакосмоса по малым спутникам, г.Королев, МО, 28-30 мая 2002 г.
2. Данилкин Н.П., С.И. Авдюшин, Н.Г. Котонаева, В.А. Соловьев, В.П. Никитский, Н.А. Арманд, В.В. Абрамов, В.М. Смирнов, К.А. Боярчук Радиозондирование ионосферы с предельно низких орбит ИСЗ: целесообразность и условия на МКС, ТЕРИОН F2, на аэрокосмическом комплексе. Сборник докладов Второй Всероссийской научной конференции «Дистанционное зондирование земных покровов и атмосферы аэрокосмическими средствами», г. Санкт-Петербург, 16-18 июня 2004 г., том 1, стр. 19-22.
3. Данилкин Н.П., С.И. Авдюшин, Н.Г. Котонаева, Р.С. Салихов, В.П. Никитский, Н.А. Арманд, К.А. Боярчук Опыт и результаты радиозондирования ионосферы с ОКК «МИР» в свете использования МКА на низких орбитах. Материалы 4-ой международной конференции-выставки «Малые спутники. Новые технологии, миниатюризация, области эффективного применения в 21 веке», 31 мая - 4 июня 2004 г. г. Королев, Московской области.
4. Данилкин Н.П., Н.Г. Котонаева Возвратные траектории при зондировании ионосферы с ИСЗ ниже высоты максимума ионосферы и диагностика ионосферных неоднородностей. Труды XX Всероссийской конференции по распространению радиоволн. (Нижний Новгород, 2-4 июля 2002 г.), с. 161-162.

5. Авдюшин С.И., Н.А. Арманд, Н.П. Данилкин, А.В. Марков, В.В. Мигулин, В.П. Никитский, С.А. Пулинец Результаты радиозондирования ионосферы с ОК «МИР» и перспективы для МКС и ИСЗ ВУЛКАН. Труды XX Всероссийской конференции по распространению радиоволн. (Нижний Новгород, 2-4 июля 2002 г.), с. 159-160
6. Авдюшин С.И., Н.П. Данилкин, А.Д. Данилов, В.И. Денисова, Н.Г. Котонаева, П.М. Свидский Развитие наблюдательной сети для оперативной оценки состояния ионосферы. Тезисы Всероссийской конференции в г. Иркутске, 24 – 28 сентября 2001 г.
7. Авдюшин С.И., Н.П. Данилкин, В.И. Денисова, П.М. Свидский Ионосферная служба России и прогноз распространения радиоволн: вчера, сегодня, завтра. Труды XX Всероссийской конференции по распространению радиоволн. (Нижний Новгород, 2-4 июля 2002 г.), с. 157-158.
8. Авдюшин С.И., Н.П. Данилкин, С.В. Журавлев, Н.Г. Котонаева, В.В. Мигулин, С.А. Пулинец, Ю.Ю. Басов, И.В. Борисов, В.П. Корсун, В.П. Никитский, А.В. Марков, М.А. Скуратова Радиозондирование ионосферы с пилотируемой орбитальной космической станции «МИР» Материалы Всероссийской конференции в г. Иркутске, 24 – 28.09.2001.
9. Данилкин Н.П., П.Ф. Денисенко, И.И. Иванов, Н.Г. Котонаева Томографирование ионосферы методом транзиосферного зондирования в экспериментах с ИСЗ «Интеркосмос-19», «Космос 1809» и ПКК «МИР». Сборник докладов международной конференции «Интеркосмос-30, Москва, апрель 2001 г.
10. Danilkin N.P. Review of the results of the satellite radio sounding of the ionosphere in the vicinity of the F-layer maximum. Proc. GA URSI, august 2002, (Session: Gji); №625;
11. N. Danilkin (1082): What is the best height for the topside sounding: 1000 km or 350 km? Proc. GA URSI, august 2002, Session: GP1, No 625.
12. N. Danilkin, N. Kotonaeva New ionospheric structures from the data of satellite 350 km height OF radio sounding, Proc. GA URSI, august 2002, Session: H5, No 409.
13. N. Danilkin, N. Kotonaeva, K. Mitchell “omparison of ionospheric radiosounding from the «MIR» manned space station with data from ground-based ionosondes, Proc. GA URSI, august 2002, (Session: GP1), No 593.
14. Danilkin N.P. Transionospheric radiosounding results of past experiments and plans for the «MIR» inhabited space station. Abstracts of the XXVth GA of the URSI. August 28 - September 5, 1996, Lille - France, p. 353.
15. Danilkin N.P. Transionospheric propagation at the boundary of radio transparency range: results of Russian space experiments and plans for low orbiting pilot space station. Conference Publication No 436, p. 2-31, Edinburgh, UK, 14-17 April 1997.

IV. Публикации в научно-популярных изданиях:

1. Данилкин Н.П. Прогноз землетрясений из космоса, Новости космонавтики, 2002, №11, с. 56-57;
2. Авдюшин С.И., Н.А. Арманд, Н.П. Данилкин, Результаты радиозондирования ионосферы с космической станции «МИР» и перспективы для радиозондирования с МКС. Новости космонавтики, 2001, №12
3. Данилкин Н.П., Н.Г. Котонаева Пузыри в ионосфере. Результаты экспериментов по радиозондированию на ОК «МИР», Новости космонавтики, 2000, N9, с.57.
4. Данилкин Н.П., А.А. Иванов Ионозонд «ловит» космическую погоду. Новости космонавтики, 1998, №8, с 56-57.
5. Авдюшин С.И., Н.П. Данилкин, В.В. Мигулин Прогноз космической погоды. В деле глобального контроля ионосферы Земли неопределима роль орбитального комплекса «МИР» Независимая газета, 16 февраля 2000 г. с.6
6. Danilkin N.P., A satellite ionosonde cluster. The Radioscientist, 1992, vol. 3, №3, p.83.

ИНТЕРПРЕТАЦИЯ И ОБРАБОТКА ИОНОГРАММ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ СО СВЕРХНИЗКИХ ОРБИТ

Н.П. Данилкин, Н.Г. Котонаева

Геомagnetизм и аэрономия, 2008, т.48, №6

Абстракт

При проведении эксперимента по радиозондированию ионосферы с борта космической станции «МИР» в те периоды времени, когда станция находилась ниже максимума области F было обнаружено неизвестное ранее явление. Работа посвящена описанию наиболее общих свойств этого явления, а также других явлений, характерных для радиозондирования с ультранизких ИСЗ в терминах и понятиях «Руководства международного научного радиосоюза по интерпретации и обработке ионограмм», с тем, чтобы рассматривать и анализировать его в русле известных категорий и понятий упомянутого руководства.

1. Введение

Первый спутниковый ионозонд «Алуэтт 1» был выведен на орбиту Земли в 1962 г. Подготовка к этому эксперименту проводилась в те годы, когда информация о структуре и процессах в ионосфере на высотах больших максимума слоя F2 (h_mF) была весьма скудной и зачастую недостоверной. Так существовало мнение, что выше h_mF существует еще один относительно устойчивый слой с максимальной электронной плотностью существенно меньшей, чем критическая частота обыкновенной компоненты f_oF2 в максимуме слоя F2. Поэтому решение о выборе высоты орбиты для искусственного спутника Земли (ИСЗ) Алуэтт в 1000 км было вполне естественным и на тот момент правильным. В дальнейшем была запущена целая серия ионозондов на орбиты вокруг Земли. При этом ИСЗ «Алуэтт 1», «ИСС-1,-2» (два японских спутника) имели полярные или близкие к ним орбиты высотой около 1000 км. «Космос 1809» и «ИСИС 2» летали на аналогичных орбитах с высотой 900 км и 1400 км соответственно. Орбиты спутников «Алуэтт 2», «ИСИС-1», «Интеркосмос 19» (в конце его существования) были эллиптическими: 500-3000 км, 570-3550 км, и 500-1000 км, соответственно. Однако ни один из известных авторам спутников никогда не опускался ниже высоты h_mF .

Однако в эксперименте на «Интеркосмос 19» было показано, что реализация идеи трансionoсферного зондирования дает возможность получать информацию о процессах и структуре ионосферы вблизи максимума слоя F2 на основе просвечивания ионосферы насквозь вблизи границы её радиопрозрачности [Данилкин, 1985; Danilkin, 1994]. Стало понятным, что информацию об основных параметрах области F2 (f_oF2 и h_mF) можно получать, располагая ионозонд на любых высотах ионосферы, включая высоту её максимума плотности электронов. При этом можно было ожидать, что точность определения параметров ионосферы в максимуме или в его окрестностях окажется для этих очень «низколетящих» ИСЗ существенно выше. Напомним, что в современной литературе термин для ИСЗ «низкая земная орбита» (LEO) принят для высот меньших 1500 км. В настоящей работе термин «сверхнизкая орбита» относится к области высот ниже 400 км. Меньшая погрешность определения параметров ионосферы для нашего случая связана с тем обстоятельством, что основная ошибка при определении высоты максимума ионосферы с высоты в 1000 км, ставшей к настоящему времени стандартной, связана с тем, что при вычислении Nh-профиля значимым является высотное распределение напряженности магнитного поля Земли. Существующие в настоящее время модели магнитного поля не дают необходимой точности. Чем больше диапазон высот, где необходимо их использовать, тем большая ошибка накапливается в процессе вычисления Nh-профиля ионосферы.

С точки зрения практического использования данных о структуре ионосферы для организации радиосвязи (в широком смысле слова, т.е. в том числе для радиолокации и т.п.) область вблизи максимума ионосферы имеет особое значение. Именно в этой области наиболее эффективно – так называемым «скользящим лучом» распространяются сигналы дальнего распространения в КВ-радиолокации, сигналы кругосветного распространения радиоволн, и именно на этих высотах должны отражаться сигналы радиосвязи при скачковом распространении радиоволн для наиболее эффективной работы. Для скачкового распространения эти частоты равны 85% от максимально применимой частоты (МПЧ) радиосвязи, и точка поворота луча лежит в малой окрестности ниже h_mF . Для всех этих случаев практического использования знаний об Nh-профиле ионосферы как

можно более точная форма профиля в малой окрестности ниже максимума области F2 имеет перво-степенное значение. Между тем, именно здесь форма слоя F2 наименее хорошо известна, так как в большинстве методов расчета Nh-профилей здесь заранее предполагается параболическое распределение электронной плотности, и экспериментальные данные подгоняются под это распределение. Расположение ионозонда на высотах в малой окрестности ниже h_mF позволяло ожидать, с одной стороны, более точное определение формы Nh-профиля в этой важной области высот, т.к. не нужно было использовать неточную модель магнитного поля Земли на протяжении многих сотен километров (обычно – 600 - 700 км). С другой стороны, основные идеи трансionoсферного радиозондирования обещали возможность определения основных параметров ионосферы с дополнительных к основным и новых точек зрения, в том числе, определение формы ионосферных неоднородностей и решении такого важного вопроса – как существование отрицательных долин между слоями F1 и F2 [Данилкин, 1987].

Расположение ионозонда на космической станции (КС) «МИР», летавшей на высотах 340 – 400 км, должно было ответить на эти ожидания. Зондирования с этих высот в дальнейшем будем называть внутренним. Математическое моделирование эксперимента показало [Данилкин, Вайсман, 1997; Данилкин и др. 1998], что указанная выше область высот может быть особенно тщательно изучена с КС «Мир», так как она попадает в диапазон высот между расположением станции и высотой максимума области F. На рис. 1 показано математическое моделирование эксперимента из работы [Данилкин, Вайсман, 1997]. Большое количество диагностирующих среду лучей проходит при этом именно в интересующей нас области, как хорошо видно на рис. 1.

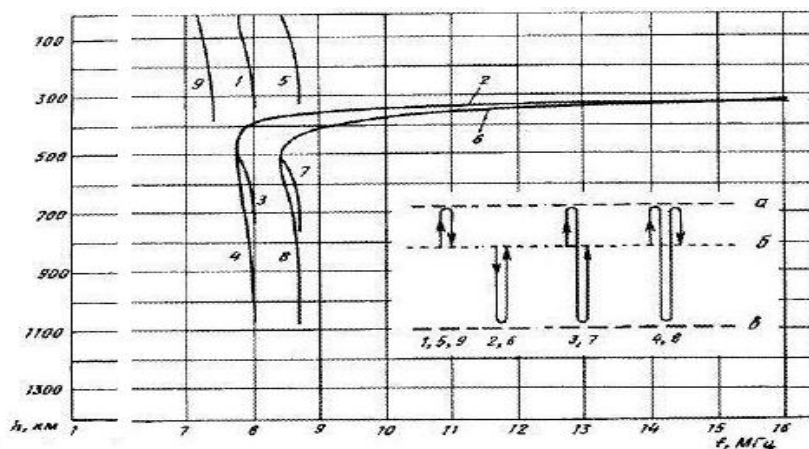


Рис. 1. Спутниковая синтезированная ионограмма вертикального радиозондирования ионосферы [5] для случая: высота орбиты ионозонда 312 км, высота h_mF – 352 км, плазменная частота на высоте ионозонда – 7.74 МГц, плазменная частота для h_mF – 8.04 МГц; На вставке внизу и справа показаны уровни: а- отражение от ионосферы, б- высота ионозонда, в – поверхность Земли. На ионограмме отмечены те лучи, которые показаны на вставке (1,2,3,4 – о компонента, 5,6,7,8 – х и 9-z-компоненты).

Эксперимент на КС «МИР» дал ожидаемые результаты:

- при всех положениях станции относительно h_mF (сверху, снизу или в самом максимуме) были получены сведения относительно основных ионосферных параметров с существенно меньшей погрешностью, чем при зондировании с высоты 1000 км. Фактически для случаев, когда на ионограмме видны только два следа «отсечки» «о» и «х»-лучей, что означает положение ИСЗ строго в максимуме ионосферы, погрешность определения высоты h_mF равна погрешности определения высоты ИСЗ. Для КС «МИР» эта погрешность равна 10 метрам. Отметим, что аналогичная ситуация существует и для определения электронной плотности на высоте ИСЗ по частоте отсечки «о»-луча. В случае, когда станция не находилась строго в максимуме слоя F2, с такой погрешностью определялась начальная точка Nh-профиля. Весь профиль на весьма ограниченном участке высот между ИСЗ и максимумом ионосферы (не более 200 км), также вычисляется более точно, т.к. естественная ошибка, которая обязательно возникает на каждом шаге вычислений, не успевает вырасти до значительных величин.

- хорошо известно, что существует большая проблема определения высоты максимума ионосферы ночью. Это связано с тем, что начальная точка (действующая высота на минимальной частоте отражения от ионосферы) при расчете Nh-профиля ставится весьма неопределенно и эта неопределенность переносится на измерение h_mF . Измерения на КС «МИР» дали возможность проверить

эту точность вычисления в реальных условиях. Проверка показала, что даже наиболее совершенные наземные ионозонды (использовались измерения в Чилтоне, Великобритания [Danilkin et al., 2003], в Ростове-на-Дону и на станции Чунгли (Chung-Li) [Pulinets et al., 2001]) дают ошибку при определении высоты максимума слоя F в 20 – 50 - 70 км в зависимости от поглощения радиоволн на низкочастотном конце отражений от области F. Постоянно существующий на сверхнизкой орбите ионозонд мог бы корректировать ночные измерения $h_m F$ для всех ионосферных станций планеты.

Однако одновременно с ожидаемыми результатами эксперимент на КС «МИР» дал совершенно неожиданный для его авторов результат. Этот результат продемонстрирован на рис. 2 на двух ионограммах – справа и слева. Ионограммы внизу – копии верхних ионограмм. На них сплошной линией выделены те части ионограмм, на которые авторы хотят обратить внимание читателей.

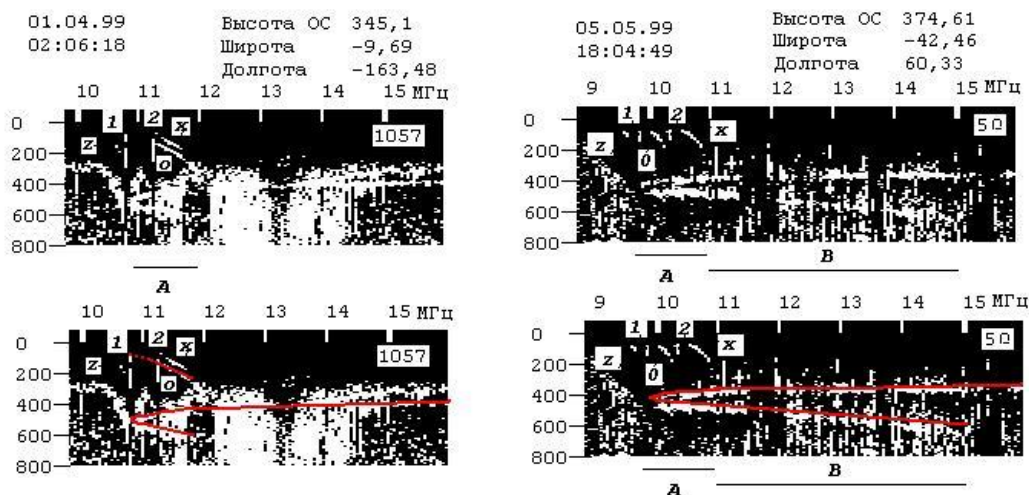


Рис. 2. Две ионограммы, иллюстрирующие принципиально новый результат зондирования со сверхнизких орбит. Каждая ионограмма показана в двух видах: сверху – ионограмма без изменений со стороны оператора, внизу – та же ионограмма, но непрерывной линией выделен след, на который авторы обращают внимание читателей. Слева – ионограмма может быть проинтерпретирована на основе схемы распространения зондирующих сигналов как на рис. 1, т.к. наибольшая частота отражения от ионосферы и наибольшая частота нижнего следа одинаковы. Справа, нижний след простирается до 15 МГц, т.е.много дальше чем наибольшая частота о-следа (~10.3 МГц) и этот след не может быть распространением по пути 3 или 4.

Слева – на первый взгляд, ионограмма может быть проинтерпретирована на основе схемы распространения зондирующих сигналов как на рис. 1 (траектории 3, 7), т.к. наибольшая частота отражения от ионосферы и наибольшая частота нижнего следа одинаковы. Однако, при более точных расчетах действующая дальность, зафиксированная на нижнем следе меньше суммы действующих расстояний при отражении от ионосферы и от Земли. Справа, на ионограмме отчетливо видно, что новый след не заканчивается на частоте f_oF_2 или критической частоте необыкновенной компоненты f_xF_2 , но продолжается существенно дальше (до 15 МГц) вопреки тому, что ожидалось в соответствии с рис. 1. След отражения от Земли на своем низкочастотном конце как бы поворачивается почти на 180 градусов и продолжается в сторону увеличения частот. В большинстве случаев, этот «нижний» след продолжается до частот значительно больших, чем частота f_oF_2 , и его групповые задержки существенно больше, чем задержки при отражении от Земли, что хорошо видно на нижнем фрагменте рисунка. Этот след нового явления на ионограммах получил название – задержанный нижний след (ЗНС).

Следует отметить, что ионограммы с ЗНС являют собой принципиально новую (дополнительную к известной) картину радиозондирования ионосферы. Общие принципы радиозондирования с детальной проработкой интерпретации и обработки ионограмм описаны в международном руководстве по радиозондированию ионосферы. Интерпретация ионограмм с ЗНС должна подчиняться всем тем правилам, которые были разработаны международным коллективом геофизиков. В частности, в Руководстве рекомендовано, что «особое внимание при интерпретации ионограмм должно быть обращено на то, чтобы принятые на какой-либо станции местные, «домашние» правила не противоречили разработанным принципам». Поэтому одни из первых публикаций [Danilkin, 2003] с описанием ЗНС-ионограмм мы направили в Бюллетень ИНАГ (INAG - Ionosonde Network Advisory Group). Именно эта группа ученых (ранее она называлась «Консультативной Группой по мировой

сети ионосферных станций при Международном научном радиосоюзе, URSI) подготовила и опубликовала два издания Руководства по интерпретации и обработке ионограмм [Руководство..., 1978]. При этом состоялось всестороннее обсуждение новых ионограмм и председатель ИНАГ д-р Вилкинсон - одновременно он является председателем комиссии «Ионосфера и распространение радиоволн» международного научного радиосоюза (URSI), где ИНАГ является рабочей группой №1 - предложил для характеристики нового типа отражений на ионограмме термин - задержанный нижний след. В английской транскрипции - RLT (Retarded Lower Trace).

В настоящей работе суммированы принципы обработки и интерпретации ионограмм с ЗНС со строгим контролем их соответствия международному руководству по интерпретации и обработке наземных ионограмм и ионограмм внешнего зондирования [Руководство..., 1978; Зондирование..., 1969]. Впервые приведено полное перечисление всех ионограмм КС «МИР», рассмотрены морфологические особенности ионограмм со сверхнизких орбит (как выше, так и ниже $h_m F$) и дано феноменологическое описание новых ионограмм.

В дальнейшем предполагается передать весь банк ионограмм КС «МИР» в международный банк данных. Настоящая статья предлагает на обсуждение те принципы интерпретации и обработки спутниковых ионограмм со сверхнизких орбит, которые – по мнению авторов – должны быть при этом использованы.

2. Принципы интерпретации и обработки новых ионограмм

Обработка ионограмм радиозондирования ионосферы происходит на основе [Руководство..., 1978] «следующих четырех целей, согласно которым необходимо измерять те или иные параметры ионосферы:

- а) дать феноменологическое описание ионограммы,
- б) дать упрощенное описание ионосферы над или под ионозондом,
- в) определить профиль электронной концентрации по высоте,
- г) опознать и измерить параметры, которые определяют и описывают физические характеристики ионосферы».

Исторически разработка вопросов по истолкованию ионограмм проводилась, главным образом, из необходимости описания ионограммы в целом, поэтому феноменологическое описание является первым шагом интерпретации ионограмм.

2.1. Феноменологическое описание ионограмм со сверхнизких орбит

Ионосферные исследования на КС «МИР» были начаты 12 августа 1998 года и закончены 25 июня 1999 г. Ионограммы были получены на Земле по двум каналам – по радиоканалу и были возвращены на Землю непосредственно в магнитной записи. Ионограммы по радиоканалу были получены на ряде ионосферных станций (Москва, Ростов-на Дону, Чунг-Ли и др.) и, в основном, были использованы для юстировки антенн и экспериментальному подбору параметров зондирования. Часть полученных по радиоканалу результатов была сразу опубликована [Pulinets et al., 2001]. Полный перечень ионограмм в магнитной записи приведен в табл. №1.

В магнитной записи было зарегистрировано 9217 ионограмм. Ниже приведены все времена, выделенные для ионосферных наблюдений в 1999 году (все они дали результаты), все полученные ионограммы, а также некоторые другие навигационные детали.

Таблица №1

	Дата	Количество ионограмм	Время, московское декретное	Витки	Кадры	Высота, км	Особенно интересные события
1	10.02.-	460	13:29:58	2147	1-460	355.79	
	11.02		16:15:29	2164		350.12	
2	16.02-	618	10:24:28	2239	1-618	361.13	
	17.02		14:16:11	2257		347.75	
4	02.03-	320	7:15:03	2457	1-320	363.89	
	3.03		10:11:34	2474		370.56	
5	10.03	1521	2:26:11	2579	1-1521	363.58	
	11.03		3:38:52	2596		352.5	
6	31.03-01.04	1892	12:49:46	2917	1-1892	360.28	ЗНС, пузыри

			12:49:46	2932		358.2	
7	20.04	272	11:18:29-14:23:16	3231-3233	1-272	348.99-348.91	
8	21.04	798	00:26:34-13:09:00	3240-3248	1-798	336,13-348,17	ЗНС,
9	22.04	290	11:47:27-23:50:57	3263-3271	1-290	342.91-339.34	ЗНС,
10	23.04	677	01:13:50-12:20:36	3272-3279	1-677	334.95-346.79	
11	5.05	177	17:57:59-19:44:15	3487-3488	1-177	379.83-364.14	ЗНС,
12	6.05	639	03:17:48-18:35:13	3478-3488	1-639	355.47-356.03	ЗНС,
13	7.05	649	02:07:33-07:06:37	3493-3496	1-649	354.42-356.79	
14	2.06	310	16:11:49-19:36:41	3911-3913	1-310	359.20-351.23	ЗНС,
15	3.06	292	15:09:04-18:25:56	3926-3928	1-292	358.91-354.23	
16	17.06	9	13:15:48-13:19:32	145	01.сен	359.38-357.57	z-следы
17	24.06	285	08:13:03-11:36:43	252-254	1-285	357.07-354.61	
18	25.06	8	05:28:53-05:29:41	266	01.авг	354.47-354.82	

Ионограммы были получены в сложных условиях:

- в рабочем положении станция, как правило, вращалась. Поэтому антенны ионозонда редко находились в оптимальном для радиозондирования положении;
- в электромагнитном смысле станция была очень «грязной» - на ионограммах зафиксировано множество лишних электромагнитных сигналов, которые не относятся к результатам радиозондирования, а также не являются той или иной характеристикой ионосферной плазмы.

Антенны ионозонда на внешней поверхности станции находились в окружении большого числа технологических деталей, имеющих размеры сравнимые с антенной и являющихся пассивными отражателями радиоволн ионозонда. На рис. 3 показано фото антенны ионозонда на внешней поверхности блока ПРИРОДА перед выдвижением лучей антенны.

На фото (рис. 3) лучи находятся в свернутом состоянии внутри кожухов антенны. Они могут быть выдвинуты (а также убраны обратно) по команде космонавта на любую длину от 0 до 25 метров. Он определялся таким образом, чтобы – с одной стороны – не повредить другим измерениям на станции (блики в оптические приборы и т.п.), а – с другой стороны – достаточно эффективно работать в качестве единственного диполя антенны ионозонда. Напомним, что в более ранних отечественных экспериментах использовались два скрещенных диполя для верхних и нижних частот диапазона станции. Большим неудобством являлась необходимость выдвижения лучей антенны на разную длину. Проведенные антенные расчеты, тем не менее, подтвердили возможность работы антенны в данных условиях. Последующая юстировка антенны заключалась в выдвижении одного плеча антенны и подбора его длины. Второе плечо могло быть выдвинуто только на 8 метров (ни больше, ни меньше). Подбор длины первого плеча – с одновременной регистрацией ионограмм – в конечном итоге привела к антенне, которая изображена на рис. 4. На этом рисунке приведена также схема расположения всех блоков станции «МИР» последнего набора (станция существовала более 10 лет и количество блоков менялось) с указанием их размеров.

Антенная система Ионозонда представляла собой диполь с лучами разной длины (18 м и 8 м) и углом между ними в 110 градусов. Видно, что не только детали внешней поверхности блока Природа, но и детали и сами поверхности других блоков также имели размеры сравнимые с размерами антенны, т.е. также были пассивными элементами антенны ионозонда.

Указанное выше является причинами того, что ионограммы сильно загрязнены лишними сигналами и в ряде случаев отсутствуют вследствие «плохого» расположения антенн ионозонда. Мы различаем хорошее и плохое расположение антенн ионозонда. Под «хорошим» расположением антенн ионозонда мы понимаем такое расположение антенн внутри ионосферных слоев, при котором обеспечивается значительное количество эхо-сигналов вертикального распространения. Плохое

расположение – это или отсутствие сигналов вообще или большинство эхо сигналов есть наклонное отражение от ионосферы. В [Руководство..., 1978] описана практика отличия вертикальных и наклонных отражений.

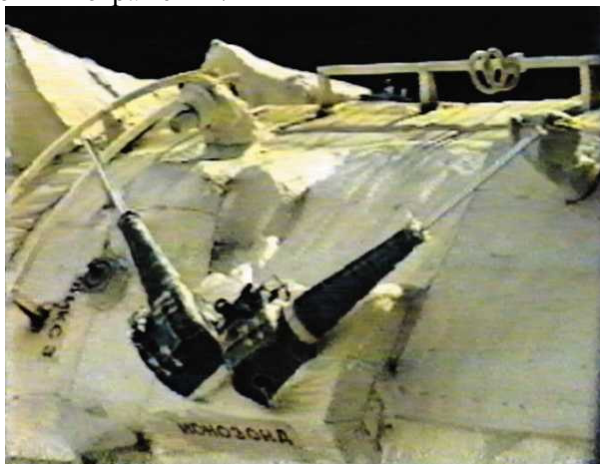


Рис. 3. Основание антенны ионозонда на внешней поверхности блока ПРИРОДА перед выдвиганием и в окружении большого количества разнообразных технологических деталей блока, которые в этих условиях служат пассивными переизлучающими элементами антенны.

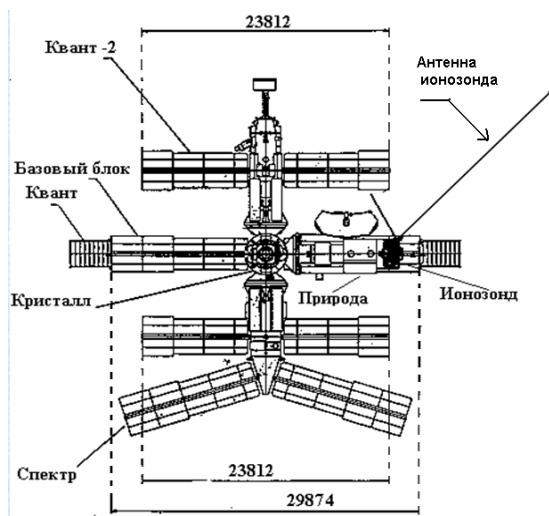


Рис. 4. Схематическое изображение орбитальной пилотируемой космической станции МИР с указанием размеров отдельных блоков станции. Ионозонд расположен в блоке ПРИРОДА. На схеме показана антенная система Ионозонда с приблизительным соблюдением размеров и угла раскрытия антенны.

Хорошо известно, что «на ионограмме содержится огромное количество сведений об условиях в ионосфере, но они находятся в такой форме, что пользоваться ими непосредственно для многих важных исследований либо невозможно, либо очень неудобно» [Руководство..., 1978]. Поэтому для наземных и спутниковых ионограмм отобраны «те характеристики ионосферы, которые особенно важны для научных и практических целей» и разработаны методы «определения характеристик по ионограммам».

Следы отражений

На рис. 1 и 2 приведены модельная и реальные ионограммы радиозондирования с высот ниже максимума ионосферы с основными следами отражений на них. Эти следы делятся на несколько групп.

Во-первых, это следы отражения от ионосферы. Их оставляют радиоволны, которые распространяются от ИСЗ вверх видами «z», «o» и «x» и, отражаясь от внутренней ионосферы, возвращаются на спутник. Это распространение происходит в частотном диапазоне между частотами отсечки всех трех компонент магниторасщепленного сигнала и соответствующими критическими частотами ионосферы. Следы обыкновенной и необыкновенной компоненты магниторасщепленной волны являются одинаково законченными, несут информацию об ионосфере на интервале от высоты ИСЗ до высоты $h_m F$. Эти следы являются зависимостями действующей высоты от частоты $h'_o(f)$ и $h'_x(f)$. Методы расчета по ним Nh-профиля аналогичны подобным расчетам при внешнем зондировании. Поэтому при анализе чаще использовался след обыкновенной волны, для которого используются более простые соотношения. Поведение следа «z»-волны ($h'_z(f)$) отличается от случая

зондирования с высот порядка 1000 км. Расчеты показали, что в том случае, если ионозонд находится на высотах менее 100 км ниже высоты $h_m F$ «z» - компонента так же как и «x» и «o» - компоненты достигает максимума ионосферы и от него отражается, то есть достигает своей критической частоты $fzF2$, значение которой легко определяется из соотношения (1), приведенного ниже. Такое поведение «z» волны до эксперимента на КС «МИР» не наблюдалось никогда. Напомним, что при внешнем зондировании с высот более 500 км «z» волна не возбуждается ниже частоты fzI [Руководство..., 1978], так как на частоте fzI функция коэффициента преломления имеет разрыв второго рода, причем значения коэффициента преломления неограниченно возрастают в малой окрестности fzI , это обуславливает тот факт, что запаздывание сигнала становится бесконечным для вертикального распространения. Эта частота в эксперименте на КС «Мир» не наблюдалась. В некоторых случаях «z» - компонента обрывалась, видимо, вследствие сильного поглощения.

Во-вторых, одновременно на частотах от плазменной частоты на высоте ИСЗ до максимальной частоты диапазона происходит распространение радиоволн вниз к Земле, отражение от нее и возвращение обратно на спутник, от этих радиоволн на ионограмме появляется след отражения от Земли для «o» и «x» компонент.

В-третьих, на некоторых ионограммах появляется ЗНС, который по предположению авторов является результатом наклонного распространения радиолуча, отражением его от Земли и последующим отражением (либо преломлением) от горизонтальных неоднородностей ионосферы.

В табл. 2 приведены основные частотные характеристики ионосферы, которые определяются по ионограммам спутникового радиозондирования, как для случая внешнего радиозондирования, так и для внутреннего спутникового зондирования ниже высоты максимума. В нижних строках добавлены две новые характеристики, которые можно определять по следам с ЗНС.

Таблица 2.

Название	Обозначение	Наблюдаются при зондировании с высот 1000 км	Наблюдались на ПКК МИР на высотах 340-390 км	Примечания
f_oF2, f_xF2	Критические частоты o- и x- волн в ионосфере	+	+	
f_zF2	Критическая частота для z-волны	-	+	Не наблюдалась в экспериментах с внешним зондированием
f_N	Плазменная частота резонансного пика на высоте спутника (вблизи спутника)	+	+	
f_H	Гирочастота на высоте спутника	+	-	f_N больше f_H
f_oS, f_xS, f_zS	Нижние частоты отсечки o-, x-, z- волн на высоте спутника	+	+	
f_zI	Верхняя частота отсечки на высоте спутника	+	-	На ПКК «МИР» не наблюдалась
f_T	Верхняя гибридная частота на высоте спутника	+	-	На ПКК «МИР» не наблюдалась
f_E	Наименьшая частота отражения o-волн от Земли или точка поворота следа ЗНС	+	+	
Δ_H	Глубина следа ЗНС на его наибольшей частоте	-	+	Характеризует контрастность неоднородности
$f_oF2 \leq f_E$	Совпадение (несовпадение) критической частоты слоя F2 с наименьшей частотой отражения от Земли			Характеризует положение ИСЗ относительно высоты максимума плотности электронов слоя F2
		+	-	(+) выше, (-) ниже

Следует отметить, что так называемой частоты f_zI [4] – верхняя частота отсечки z-волны на высоте спутника, где запаздывание становится бесконечным для вертикального распространения и которая является наибольшей частотой распространения z-волны для случая внешнего зондирования - в эксперименте на станции МИР не наблюдалось. Частота отраженной z-волны увеличивалась либо до критической частоты z-компоненты, что легко определялось из соотношения (1), смотри ниже, либо обрывалась, видимо, вследствие сильного поглощения. Значительного увеличения действующего диапазона, что является характерной особенностью распространения z-компоненты при внешнем зондировании с высоты 1000 км, при этом в эксперименте на станции МИР не наблюдалось никогда.

Резонансные пики

Из табл. 2 видно, что практически все параметры, которые определяются по данным внешнего зондирования с высоты 1000 км можно определять и со сверхнизких орбит. Исключением являются некоторые резонансные пики, находящиеся в области частот меньших плазменной частоты вблизи спутника. Например, гирочастота на высоте спутника или верхняя гибридная частота на высоте спутника. Однако, несмотря на то, что они не могут быть отсчитаны с ионограммы непосредственно, они могут быть вычислены из измерений f_oS, f_xS, f_zS по известным [Руководство..., 1978] соотношениям:

$$f_H = \frac{f_N^2 - f_x^2 S}{f_x S} = \frac{f_N^2 - f_z^2 S}{f_z S} \quad (1)$$

$$f_T = \sqrt{f_N^2 + f_H^2} \quad (2)$$

Отметим также, что величины f_N , f_oS , а при нахождении спутника ниже h_mF и f_E , численно одинаковы, что удобно для взаимных проверок, но происходят от разных явлений. Введенный новый параметр Δ_H характеризует свойства той неоднородности (контрастность, форму и скорость нарастания электронной плотности внутри неоднородности), которая обеспечивает поворот большого числа радиолучей в сторону ИСЗ.

Исходя из выше сказанного, можно сделать вывод, что все важные характеристики ионосферы, которые рекомендованы международным руководством по интерпретации и обработке ионограмм, при внутреннем зондировании могут быть получены. При этом, отметим, что погрешности в определении этих данных – как было показано – ниже. Отметим также, что если можно говорить о сравнительной «ценности» измерений в различных высотных диапазонах ионосферы, то ценность высоко точных экспериментальных данных вблизи и слегка ниже высоты максимума – на взгляд авторов – представляется более значительной.

Аппаратная регистрация положения ионозонда относительно максимума ионосферы

В большинстве случаев регистрации «нормальных» ионограмм, т.е. таких, которые можно интерпретировать с регистрацией большинства параметров, ионозонд в эксперименте на КС «Мир» находился выше максимума концентрации ионосферы. Вопрос определения расположения ионозонда относительно максимума ионосферы является для радиозондирования с КС «Мир» вопросом весьма существенным. Высота максимума ионосферы есть параметр исключительной важности и его определение наземными установками достаточно сложно. Он надежно решается только в ракетных измерениях или в модифицированных ионозондах наземного радиозондирования, в которых используются не только групповые задержки сигналов. Поэтому достоверное аппаратное определение относительного положения ионозонда к положению максимума ионосферы, а также последующее более точное определение высоты этого максимума есть достоинство метода.

Рассмотрим принципы ионограммного определения расположения ионозонда относительно максимума.

На рис. 5 рассмотрены три положения ионозонда относительно максимума: выше максимума (а), в максимуме (б) и ниже максимума (в). Если ионозонд находится выше максимума ионосферы то радиоволны диапазона частот между плазменной частотой на высоте спутника – $f_s(a)$ и f_oF2 распространяются вниз от ИСЗ отражаются от высот больших h_mF и возвращаются вверх на спутник. Ионограмма – в этом случае – есть классическая ионограмма внешнего зондирования с сильно сокращенным следом отражения от внешней ионосферы. Ее схематическое изображение приведено справа на рисунке 5а. При этом f_oF2 , определенная по отражению от ионосферы, и f_oF2 , определенная по наименьшей частоте отражения от Земли, должны быть одинаковыми и – при хороших ионограммах – должны выходить на одну и ту же вертикальную линию для обоих магниторасщепленных лучей радиозондирования. В положении «ниже» максимума радиоволны диапазона между $f_s(v)$ и f_oF2 распространяются от ИСЗ вверх, но на ионограмме их следы находятся в том же месте, что и в предыдущем случае. Однако минимальная частота отражения от Земли и f_oF2 в этом случае не совпадают, как это хорошо видно на нижней ионограмме справа рис. 5(в). Именно это несовпадение частот является наиболее ярким и легко отличимым свидетельством нахождения ИСЗ ниже максимума ионосферы. На этой же ионограмме приведен характерный след с ЗНС для обыкновенного и необыкновенного лучей. След необыкновенного луча показан прерывистой линией, тем самым показано, что уверенного свидетельства именно о таком ходе необыкновенного луча авторы не имеют. Как правило, необыкновенные лучи в ЗНС следах были очень слабыми или отсутствовали совсем. Во многих случаях ЗНС следы были ограничены диапазоном высот, который мог регистрировать ионозонд. Создавалось впечатление, что они могли бы продолжаться и дальше. След ЗНС появлялся не на всех ионограммах с высот ниже h_mF . В положении ИСЗ в максимуме на частоте f_oF2 от ионосферы могут отражаться только радиоволны частоты f_oF2 и след отражения от ионосферы становится вертикальным рис. 5(б). В таких уникальных случаях погрешность определения высоты максимума сравнима с погрешностью определения высоты ИСЗ [Danilkin et al, 2003].

Терминология

В отличие от радиозондирования с высот 1000 км, когда [Руководство..., 1978] рекомендует различать только термины «действующая глубина» и «действующий диапазон» для отличия вертикального распространения от наклонного распространения сигналов, для случая расположения станции ниже $h_m F_2$ необходимо использование терминов «действующая высота», «действующая глубина» и «действующий диапазон».

Проблема «перекрытия»

Иногда и в настоящее время возникают сомнения в том, что регистрация высоты максимума ионосферы при зондировании с ИСЗ и с самой Земли показывает разные значения. Возникает проблема, получившая название проблема «перекрытия», при которой высота максимума, определенная с ИСЗ оказывается меньше той, которая измеряется наземным ионозондом. Этот вопрос для радиозондирования с КС «МИР» исследовался особенно тщательно [Danilkin et al., 2003, Pulinets et al., 2001]. Результат – проблемы «перекрытия» для зондирования с КС «МИР», также как и для зондирования с высот 1000 км не существует и результаты зондирования с Земли и с КС «МИР» могут быть использованы одновременно в расчетах.

2.2. Морфологические особенности ионограмм с ЗНС

2.2.1 Непрерывность следа ЗНС

Главная, бросающаяся в глаза морфологическая особенность ЗНС следа есть его монотонная непрерывность вдоль оси частот. При этом наблюдается всегда практически линейная зависимость действующей дальности от частоты. Отсутствуют какие-либо перегибы на кривых ЗНС. От ионограммы к ионограмме может изменяться угол наклона к оси частот, но это всегда – в пределах погрешности измерений, которые были на КС «МИР» – просто прямая линия. На отдельных ионограммах – как это, например, видно на рис. 2 – ЗНС имеет разрывы по частоте. Однако анализ большого числа ионограмм с ЗНС показал, что разрывы встречаются в разных местах ионограмм и хорошо коррелируют с разрывами в частотном ходе вертикального отражения от Земли. Они не имеют видимых закономерностей и – с большой вероятностью можно утверждать – являются следствием технических причин, которые не связаны с разворотом луча внутри неоднородности и происходящей вследствие этого его монотонной непрерывности. Для авторов является несомненной гипотеза о том, что причиной возникновения следа ЗНС служит отражение или преломление зондирующих лучей в сферически неоднородной ионосфере. Однако строение этой неоднородности может быть различно. Рассмотрим две гипотезы: гипотеза 1: макронеоднородность есть система отдельных неоднородностей ионосферы замкнутой формы, напоминающая отдельные облака в тропосфере Земли и гипотеза 2: макронеоднородность есть система вложенных друг в друга неоднородностей замкнутой формы с постоянно увеличивающейся электронной концентрацией (смотри рис. 6).

Такая особенность ЗНС, как монотонная непрерывность, видимо, является доказательством того факта, что внутреннее устройство неоднородности скорее удовлетворяет гипотезе 2, так как в случае гипотезы 1 обязательно наблюдались бы разрывы и изгибы в следах ЗНС по аналогии, например, с разрывами кривых действующих высот между слоями E, F1 и F2 при наземном зондировании.

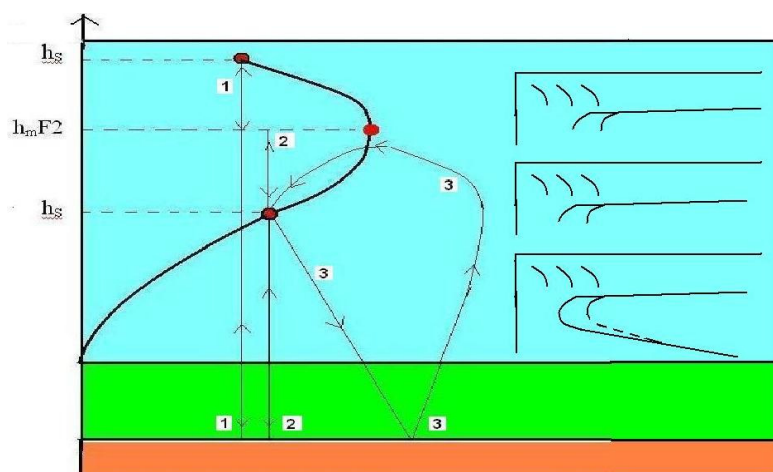


Рис. 5. Схематическое изображение радиозондирования ионосферы со сверхнизких орбит. Отмечено красными кружками два положения ИСЗ – выше максимума ионосферы (1) и ниже (2). В обоих случаях показан путь лучей зондирования. Справа схематически представлены три ионограммы: ИСЗ выше максимума, ниже, ниже и виден след ЗНС.

При выборе между двумя гипотезами внутреннего строения макронеоднородности, следует также отчетливо понимать, что ионограммы с ЗНС доказывают только существование горизонтального градиента с постоянно увеличивающейся электронной плотностью только в том пространстве ионосферы, которое пронизывают исследующие ионосферу лучи с постоянно увеличивающейся частотой. Только в этом пространстве последующее трассирование радиолучей может быть использовано для определения параметров горизонтального градиента. Гипотезу о замкнутости поверхности макронеоднородности мы делаем только на основе нескольких найденных сопоставлений явления ЗНС с «дисками Калинина» [Kalinin et al., 2004]. Эта гипотеза постулирует замкнутость пространства диска размерами около 1000 км. Привлекательная – по нашему мнению – гипотеза Калинина [Kalinin et al., 2004], в настоящее время, тем не менее, не является полностью принятой.

Второй также очень характерной особенностью следа ЗНС является непрерывность перехода от f_E к самому ЗНС. Ни на одной ЗНС ионограмме не было замечено разрывов, которые характерны для разрывов в действующих высотах или глубинах, возникающих при радиозондировании на долинах или хотя бы на резких перегибах в монотонном нарастании (или убывании) электронной плотности. Это означает, что кратные сигналы 3, 7 из рис. 1, а также двукратные 4 и 8, если и возникают в следе ЗНС, то только в крайне ограниченной полосе частот. В целом же весь ЗНС правильнее – с нашей точки зрения – считать следствием наклонного распространения и возвращения на ИСЗ радиоволн, происходящего вследствие влияния неоднородности.

Длительность существования следа ЗНС

Интригующей особенностью ионограмм с ЗНС является их длительность непрерывного существования на последовательности ионограмм. При этом конкретные параметры ионосферы, определяемые по этим ионограммам, могут изменяться в весьма значительных пределах, но на всех ионограммах факт ЗНС со всеми характерными описанными выше деталями существует. На рис. 7 показана проекция траектории движения КС «МИР» на поверхность Земли и выделен район существования ЗНС на ионограммах, здесь же приведены две реальные ионограммы в начале (кадр 571) и в конце (кадр 602) периода времени существования ЗНС.

В рассматриваемом сеансе ЗНС следы были зафиксированы на 37 ионограммах в непрерывном (8-секундном) режиме. За это время станция прошла около $2,5 \cdot 10^3$ километров. Параметры ионосферы в начале и в конце этого длительного сеанса резко отличались. Весь этот период КС «МИР» находилась ниже высоты $h_m F$ со значительной разницей по частоте между $foF2$ и foS

На рис. 7 также следует обратить внимание на след «z» - компоненты, которая достигает своего критического значения и видна лучше, чем «o» - компонента и «x» - компонента и может служить основанием для расчета Nh-профиля. В этом конкретном примере хорошо видно, что, если o- и x-следы мало пригодны для расчета профиля плазмы вблизи спутника, то z-компонента есть равноправная им замена.

В табл. 3 приведены в сокращенном виде для отдельных фаз рассматриваемого сеанса диагностики явления ЗНС его основные характерные параметры. Используются обозначения табл. 2. Географические широты и долготы обозначены как φ и λ .

Из табл. 3 и рис. 7 хорошо видно, что ЗНС наблюдается на протяжении более 2000 км в ионосфере с резко отличными параметрами. Так плазменная частота на высоте ИСЗ (наиболее точно определяемый параметр) уменьшилась на $\sim 30\%$, критическая частота немногим меньше. Но резкий горизонтальный градиент электронной концентрации, обеспечивающий разворот всех лучей в противоположную сторону продолжал существовать.

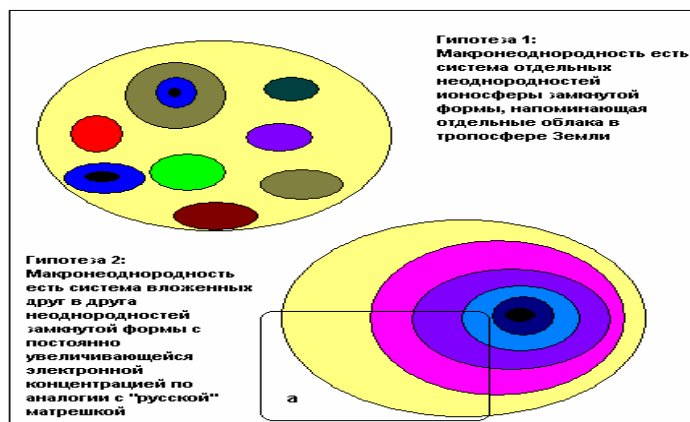


Рис.6. Две гипотезы внутреннего строения макронеоднородности.

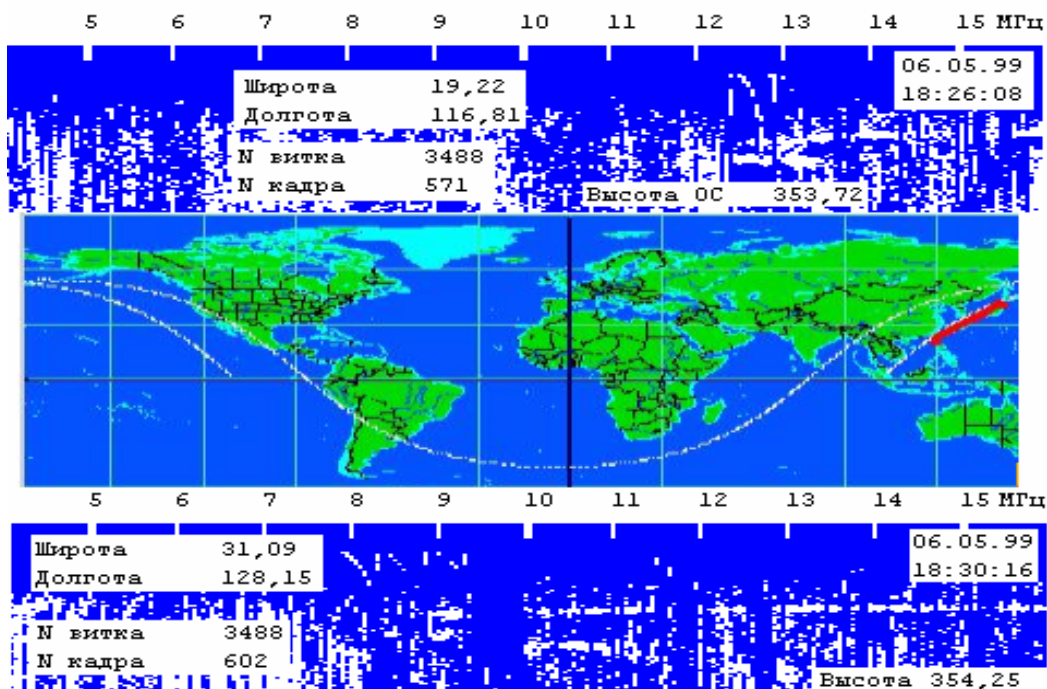


Рис. 7. Демонстрируется длительность существования явления ЗНС. На верхнем фрагменте показана ЗНС-ионограмма со всеми характерными деталями ЗНС: значительной разницей по частоте между $foF2$ и foS , хорошо различимым ЗНС-следом. На среднем – проекция траектории станции на поверхность Земли с выделенным участком траектории, где наблюдался ЗНС. На нижнем – вторая ЗНС-ионограмма, зарегистрированная в конце периода диагностики явления ЗНС, с теми же характерными чертами, но в резко изменившейся ионосферной обстановке.

Таблица 3.

Номер ионограммы	$foF2$, МГц	$fxF2$, МГц	foS , МГц	fxS , МГц	Δh , км	fzS , МГц	φ	λ	Высота, км	Время
569	12.5	-	12.3	12.8		-				
574	12.9	13.4	12.4	13.0	170	-	20.41	117.81	353.71	
577	13.0	13.5	12.6	13.1	150	-	21.59	118.83	353.71	
585	11.4	-	11.3	11.9	250	11.0	24.71	121.64	353.79	18:28:00
593	9.8	10.6	9.8	10.3	350	9.4	27.76	124.60	353.96	18:29:04
602	8.6	9.2	8.2	8.8	360	7.8	31.09	128.15	354.25	18:30:16
606						7.5	32.53	129.81	354.40	18:30:48

Ранее мы отмечали, что иногда явление ЗНС совпадает по времени и пространству с макромасштабными ионосферными неоднородностями [Kalinin et al., 2004], которые представляют собой положительные неоднородности в форме дисков с размерами около тысячи и более километров. К сожалению, в литературе нет информации о внутреннем устройстве диска. Однако ясно, что если диски Калинина и явление ЗНС описывают одну и ту же неоднородность, то ЗНС следует рассматривать как краевой эффект соответствующего диска. Но здесь можно усмотреть противоречие с резко отличными параметрами ионосферы в начале и конце сеанса ЗНС. Поэтому на данной стадии изучения эффекта ЗНС следует продолжать накопление экспериментальных фактов, трактуя причину ЗНС не как неоднородность с известными размерами, а как горизонтальный градиент электронной плотности, параметры которого по высоте и по горизонтальной дальности, могут быть вычислены. Эти вычисления основаны на траекторном синтезе ионограмм [Котонаева, Скоморох, 2006] и могут быть проведены для каждой качественной ионограммы.

На рис. 8 показаны результаты такого траекторного синтеза одной реальной ионограммы, который иллюстрирует, прежде всего, тот факт, что внутреннее строение градиента или неоднородности есть система последовательно наращиваемых (нарастающих) слоев (прослоек, фрагментов) увеличивающейся электронной плотности, как и показано на рис. 8. Такая система траекторий обеспечивает непрерывность и монотонность следа ЗНС. Величина горизонтального градиента на

высоте ИСЗ, который обеспечивает разворот всех лучей в диапазоне от 10.2 до 15.9 МГц, равна ~ 36 кГц/км. Здесь также хорошо видно, что формулы для модели неоднородности весьма условны. Эксперимент проверяет и подтверждает только ту часть модели, которая находится в зоне тех лучей, которые показаны на рисунке. Эту зону естественно называть «зоной ответственности» эксперимента для подтверждения реальной значимости модели явления ЗНС.

Контрастность горизонтального градиента может быть вычислена методом лучевых траекторий, как это показано на рис. 8, но её оценки могут быть сделаны и непосредственно по ионограмме (параметр Δn) после накопления опыта результатов расчетов по лучевым траекториям.

Отметим также, что наличие дисков Калинина определяется после сложных статистических расчетов на основе данных значительного количества наземных ионосферных станций. При радиозондировании со сверхнизких орбит (разумеется в случае, если будет доказана тождественность явления ЗНС и дисков Калинина) края этих дисков видны непосредственно на ионограммах.

В большинстве случаев ЗНС встречаются на последовательности ионограмм. Однако встречаются и отдельные единичные ионограммы с ЗНС. Последовательности ионограмм с ЗНС довольно часто бывают длиной до нескольких тысяч км. Особенно интересно, что явление ЗНС, возможно, существует значительно дольше, чем следовало бы из элементарной теории расплывания ионосферных неоднородностей. Один из экспериментов, а, именно, эксперимент 5 мая 1999 г. в южном полушарии над Индийским океаном вызвал особый интерес после того, как выяснилось, что на двух последующих витках приблизительно в одном и том же месте были зафиксированы ЗНС следы. В обоих случаях здесь были получены достаточно качественные ионограммы, которые позволили провести количественные исследования методом траекторного синтеза и методом кригинга [Данилкин и др., 2006]. Эти работы показали, что существует большая вероятность того, что это одна и та же неоднородность. Следует отметить, что независимая обработка данных глобальной сети наземных ионосферных станций по методу Калинина также показала прохождение диска Калинина в этом месте в это же время.

После этого были предприняты специальные поиски явления ЗНС на смежных витках. Результат оказался удивительным. За время эксперимента 1999 г. на КС «МИР» было проведено 2 суточных сеанса практически непрерывного радиозондирования ионосферы (ионограммы снимались через 8 или через 16 секунд) 31 марта – 1 апреля и 10–11 марта. В первом сеансе ЗНС наблюдались на 9 последовательных витках в районе земного экватора.

Следует отметить, что практически во всех эпизодах суточной серии 31 марта эффект ЗНС наблюдался достаточно уверенно, однако качество ионограмм в большинстве случаев было низким. Рис. 9 иллюстрирует наблюдаемые эффекты. Под рисунком отмечены градусы географической долготы. На трех нижних фрагментах рис. 9 показано глобальное распределение критической частоты слоя F2 по модели IRI для первого, пятого и девятого витков. Вертикальные штрихи на них указывают приблизительно середину периода наблюдения ЗНС. Из этого рисунка видно, что явление ЗНС происходит в суточном ходе изменений электронной концентрации приблизительно в полдень местного времени, когда процессы быстрого роста и соответственно резких градиентов в электронной концентрации уже миновали.

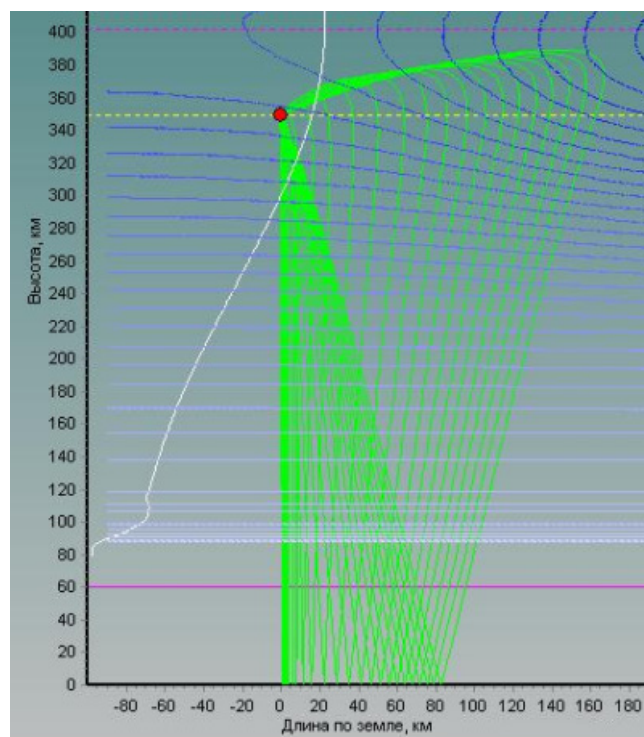


Рис. 8. Результаты траекторного синтеза одной реальной ионограммы.

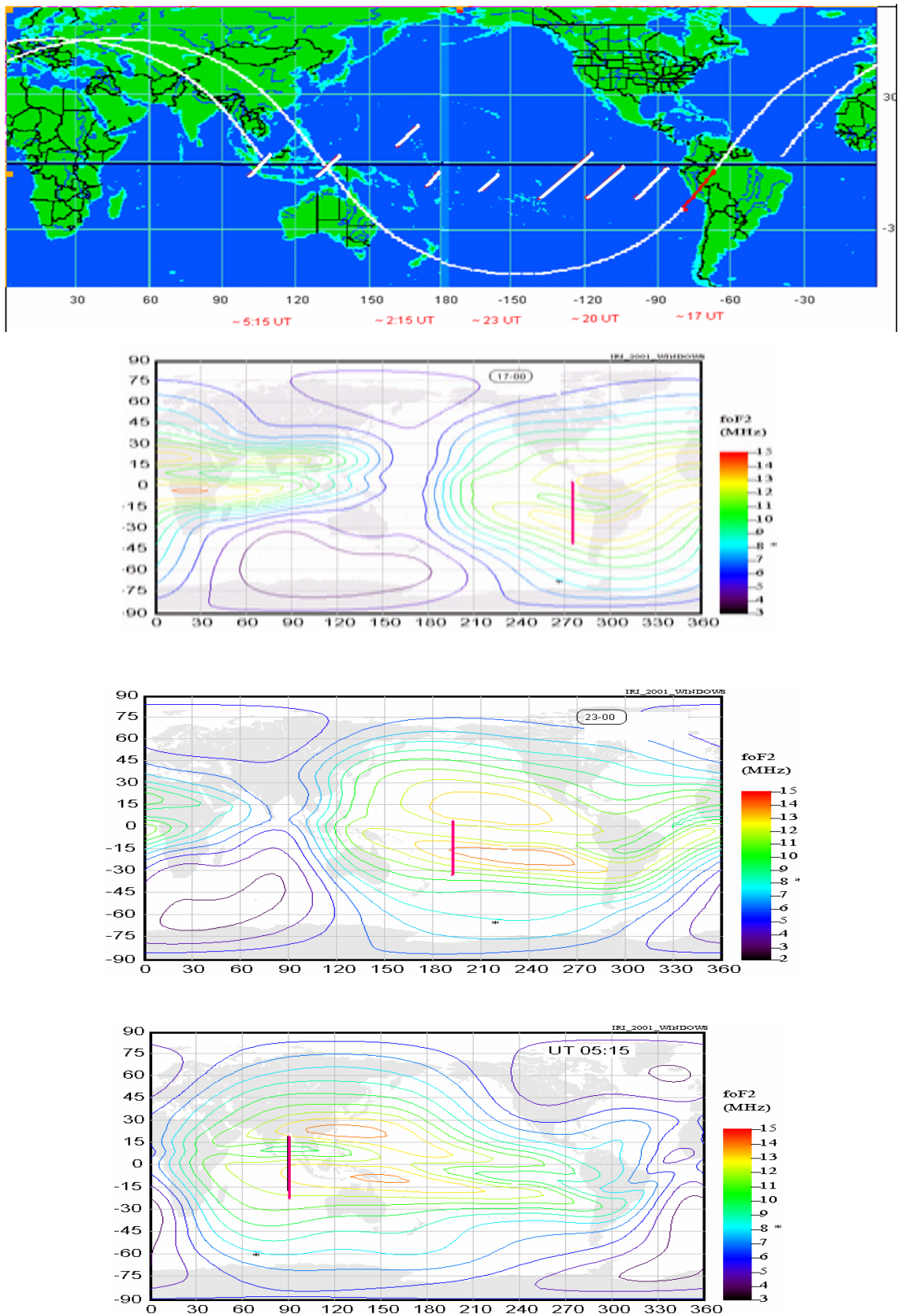


Рис. 9. На верхнем фрагменте рисунка показана проекция на поверхность Земли витка №2921 траектории станции «МИР» с выделением участка траектории наблюдения ЗНС. Слева от этого участка показаны части проекций последующих 8 витков, на которых наблюдались ЗНС. На трех нижних фрагментах показано глобальное распределение критических частот в максимуме ионосферы по модели ИРИ. Вертикальными черточками показано ориентировочное время и место середины сеанса проявления эффекта ЗНС.

Во втором сеансе суточных наблюдений КС «МИР» явление ЗНС наблюдалось только в одном эпизоде над Западной Африкой. В течение этих контролируемых суток максимум ионосферы находился, как правило, ниже станции и поведение ионосферы относилось по характерным признакам скорее к зимнему состоянию.

Выводы:

1. Феноменологическое описание ионограмм с КС «МИР» находится в рамках тех пределов и определений, которые были даны для ионограмм внешнего и наземного зондирования в международной инструкции. Новое явление ЗНС просто добавляет новые параметры, которые определяются феноменологически теми же принципами, что и старые.

2. Расположение ионозонда вблизи максимума области F2 по сравнению с «классической» 1000 км орбитой с точки зрения, как исследования, так и мониторинга ионосферы имеет и достоинства и недостатки. При этом основные параметры ионосферы могут быть получены при любой высоте ИСЗ.

Достоинства радиозондирования из окрестности максимума области F2:

- более короткие следы $h'_o(f)$ и $h'_x(f)$, а во многих случаях и $h'_z(f)$, между спутником и максимумом предполагает существенное сокращение ошибок вследствие накопления ошибок расчета Nh-профиля по вине плохого учета зависимости функции напряженности магнитного поля от высоты, с одной стороны, и, с другой стороны, накопления ошибок счета вследствие очень длинной $h'(f)$ -кривой;

- при положении спутника ниже высоты максимума появляется возможность простого определения существования неоднородностей ионосферы и, по-видимому, диагностики их внутреннего строения. При этом можно более тщательно изучить высотную зависимость электронной плотности в области между спутником и высотой максимума приблизительно в 100-150-ти километровой горизонтальной окрестности точки зондирования.

Недостатки радиозондирования из окрестности максимума области F2:

- более высокое расположение спутника позволяет наземному пункту получать информацию о состоянии ионосферы с большего участка траектории, соответственно с низкого, меньшее;

- низкое положение дает меньше возможностей для изучения и мониторинга внешней ионосферы, в частности, вряд ли можно будет фиксировать положение «стенок» ионизации в полярной ионосфере.

3. Положение спутника относительно высоты максимума определяется аппаратным способом просто и надежно. При этом точное знание высоты аппарата известное из навигационных измерений может существенно уточнить высоту максимума, полученную по данным радиозондирования ионосферы.

4. Предварительное рассмотрение показывает, что внутреннее строение ЗНС неоднородности скорее всего представляет собой систему последовательно наращиваемых слоев (прослоек, фрагментов) увеличивающейся электронной плотности.

5. При анализе девяти последовательных витков приблизительно на одной траектории потенциально возможного движения неоднородности обнаружены эффекты ЗНС, имевшие место вблизи местного полдня, что свидетельствует, что ЗНС не является эффектом терминатора.

6. Наличие как существенных достоинств так и значительных недостатков расположения ионозондов на высотах ~ 350 км предполагает для целей планетарного мониторинга ионосферы создание системы спутников, в которой целесообразно присутствие ИСЗ на ультранизких орбитах или на эллиптических орбитах с перигеем, достигающим высот 330 – 370 км.

7. На орбитальных обитаемых космических станциях (типа МКС или КС «МИР») целесообразно использование ионозондов.

Авторы выражают благодарность В.П. Никитскому, в 1998 - 1999 г.г. работавшему заместителем Генерального конструктора НПО «Энергия», и сотрудникам - М.А. Скуратовой, Ю.Ю. Басову, И.В. Борисову, Л.П. Борисовой, а также космонавтам 26 и 27 экспедиций на КС «Мир» Г.И. Падалке, С.В. Авдееву, Ю.М. Батурину, В.М. Афанасьеву, которые осуществили юстировку антенны ионозонда, успешно провели все упомянутые выше сеансы измерений и доставили на Землю результаты эксперимента.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Данилкин Н.П. Просвечивание ионосферы на границе диапазона ее радиопрозрачности. Радиотехника, 1985, № 9. с.3–12.
2. Данилкин Н.П. Трансионосферное радиозондирование как средство контроля состояния ионосферы. Ионосферно-магнитная служба. Под ред. Авдюшина С.И., Данилова А.Д. Л.: Гидрометеиздат, 1987, с. 79– 110.
3. Данилкин Н.П., Г.М. Вайсман Расположение спутниковых ионозондов для глобального мониторинга ионосферы. Геомагнетизм и аэрномия, 1997, т.37. №1. с.191-194.
4. Данилкин Н.П., П.Ф. Денисенко, О.А. Мальцева Особенности радиозондирования ионосферы с ИСЗ // Геомагнетизм и аэрномия, 1998, т. 38, № 6. с. 114- 121.
5. Данилкин Н.П., Н.Г. Котонаева, М.М. Анишин Задержанный нижний след на спутниковых ионограммах – новое средство изучения макронеоднородностей ионосферы. Известия вузов. Радиофизика, 2006, т. XLIX. №1. с. 9-19.
6. Зондирование ионосферы сверху. Труды Института инженеров по электротехнике и радиоэлектронике. Тематический выпуск, 1969, т. 57. №6. (перевод на русский язык) Proc. of the IEEE. Special issue on topside sounding. June, 1969.
7. Котонаева Н.Г., Р.В. Скоморох О структурных параметрах макронеоднородности ионосферы по данным радиозондирования с высот ниже максимума слоя F2. Геомагнетизм и аэрномия. 2006, т.46. №6. с. 1-7.
8. Руководство URSI по интерпретации и обработке ионограмм. Перевод с английского второго издания “URSI HANDBOOK OF IONOGRAM INTERPRETATION AND REDUCTION”. М.: Наука. 1978.
9. Danilkin N.P. Transionospheric radiosounding.// J. of Atmosph. and Terr. Physics (JATP). V.56. N.11. P. 1423-1430. 1994.
10. Danilkin N.P. New ionograms observed by satellite radio sounding from below of the F-layer maximum// Buletin INAG. www.ips.gov.au/IPSHosted/INAG/web-inag/index.html. 2003.
11. Danilkin N.P., N.G. Kotonaeva, C.N. Mitchell Comparison of the results of ionospheric radiosounding on board the MIR Manned Space Station with the data of ionospheric ground-based network and the TRANSIT signal observations //Intern. J. Geomagn. and Aeronom. 2003, V.4. N. 1. P. 29-36.
12. Kalinin Yu. K., Danilkin N.P., N.G. Kotonaeva, L. Larichev, N.P. Sergeenko Macro-scale ionospheric irregularities registered by the “MIR” onboard ionosonde// Intern. J. of Geomagn. and Aeronom. 2004, v.5. N.1. p.1-6.
13. Pulnits S.A., N.P.Danilkin, N.G. Kotonaeva, V.Kh. Depuev, Jann-Yeng Liu, Y.J. Chuo, «Mir» space station topside sounder: Possibilities for equatorial anomaly study// Terr. Atmos. Ocean. Sci. J. 2001, v.12. No 3, p. 525-536.

Поступила в редакцию 20.12.07

ОСОБЕННОСТИ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ С ОРБИТАЛЬНОГО КОМПЛЕКСА «МИР»

Н.П.Данилкин, Н.Г.Котонаева

Радиофизика. Известия вузов, 2002, том 45, №6, с. 473-481

Введение.

Неожиданным и приятным результатом спутникового радиозондирования ионосферы с высот, расположенных ниже максимума области F, явилось получение ионограмм нового типа [1], точнее ионограмм с новыми дополнительными деталями, которые ранее никогда ни в одном эксперименте с внешним зондированием – насколько известно авторам – не наблюдались. Появление этих новых деталей давало надежду на более полное описание свойств и характеристик среды, которая изучается методом радиозондирования. Характерной особенностью упомянутых ионограмм является продолжение следа отражения от Земли, описанное в предыдущих статьях этой главы.

Возможной причиной появления этого нижнего следа с правой границей вблизи конечной частоты излучения ионозонда явилась высказанная в работе [1] гипотеза о наличии значительных горизонтальных градиентов электронной концентрации в зоне радиозондирования и, как следствие, существование «возвратных» на спутник лучей.

Такое качественное объяснение наблюдаемого эффекта вызывает много вопросов и, прежде всего, какие величины горизонтальных градиентов должны быть, чтобы возвратные траектории для показанных выше наклонных лучей могли реализоваться. Так, авторам неизвестны экспериментальные данные, в которых такие траектории были бы зафиксированы или вычислены. Поэтому и сам факт наличия возвратных траекторий на многих частотах и с весьма характерными групповыми задержками, которые зафиксированы в наших экспериментах, необходимо доказать численными методами.

Настоящая работа посвящена количественной проверке высказанной гипотезы об ответственности горизонтальных градиентов за появление дополнительных, так называемых, «нижних» следов на ионограммах орбитального комплекса (ОК) «МИР». Метод расчёта вертикальных Nh-профилей для ИСЗ, расположенного ниже области максимума концентрации электронов в слое F2, является фрагментом общего случая, который исследовался в настоящей работе и будет описан в контексте всего расчёта.

1. Метод построения траектории

Для количественной проверки существования возвратных траекторий в условиях сильной неоднородности ионосферы была выбрана итерационная схема построения траектории впервые описанная в [3]. При этом для выяснения принципиальных вопросов использовалась схема расчета траекторий в условиях изотропной ионосферы. Для более точных расчётов и в условиях, когда использовались частоты, лежащие вблизи гирочастоты, применялись соотношения, характерные для анизотропной ионосферы, которые, собственно, и описаны в [3]. В настоящей работе для того, чтобы не вводить громоздкие соотношения, которые характерны для описания показателя преломления в анизотропной среде, использована только первая схема.

Именно, при построении траектории в качестве ключевых предположений мы опирались на три основных момента:

1. слоистость ионосферы (пространство делится на слои одинаковой толщины так, что все параметры плазмы внутри слоя считаются одинаковыми, а между собой отличаются так мало, что отраженной волной на границе раздела можно пренебречь);
2. изотропность ионосферы;
3. траектория – как следствие изотропности - является плоской кривой, в которой волновые нормали всегда параллельны плоскости падения и удовлетворяют закону преломления.

Расчёт траектории фактически состоит из двух этапов:

1. расчёт вертикальной или наклонной траектории от ИСЗ до Земли,
2. расчёт возвратной после отражения от Земли траектории, попадающей в спутник с необходимой точностью.

Необходимый для расчёта траектории Nh-профиль мы вычисляли известными методами. Первоначально он вычислялся [4] непосредственно по ионограмме от реальной высоты ИСЗ до высоты максимума слоя F2 по следам o - и x -компонент, отраженных от ионосферы.

Расчет Nh-профиля построен следующим образом.

Первоначально задаётся серия частот f_r с соответствующими истинными высотами отражения h_r и действующими высотами отражения h'_r . Тогда

$$\bar{n}'_{rj} = \frac{1}{h_r - h_{r-1}} \int_{h_{r-1}}^{h_r} n' dh, \quad (1)$$

где n' - групповой показатель преломления и \bar{n}'_{rj} - его среднее значение в слое между h_{r-1} и h_r для частоты f_j .

Следовательно, действующая высота отражения h' для радиоволны с частотой f_j , падающей на ионосферу вертикально

$$h'_j = h_s + \int_{h_s}^h n'(f_j, N) dh = h_s + \sum_r n'_{rj} \cdot \Delta h_r, \quad (2)$$

где h_s – высота расположения спутника, h – высота над Землей.

Обозначая,

$$h_s = h'_s$$

$$\bar{n}'_{r,j-1} - \bar{n}'_{r,j} = \beta_{r,j} \quad (r \neq j)$$

$$\bar{n}'_{j,j} = \beta_{j,j}$$

получим для приращения истинной высоты рекурсивные формулы

$$\Delta h_j = \frac{1}{\beta_{jj}} (\Delta h'_j + \beta_{1j} \Delta h_1 + \beta_{2j} \Delta h_2 + \dots + \beta_{j-1,j} \Delta h_{j-1}) = \frac{1}{\beta_{jj}} (\Delta h'_j + \sum_{r=1}^{j-1} \beta_{rj} \Delta h_r) \quad (3)$$

Коэффициенты $\bar{n}'_{r,j}$ вычисляются для конкретного положения спутника в зависимости от величины гирочастоты f_h и магнитного наклона θ , что при современной высокой скорости счёта удобно, в том числе и для расчётов в различных зонах земного шара.

Для расчета коэффициентов $\bar{n}'_{r,j}$ используется предположение, что h является линейной функцией от $w = \frac{1}{\sqrt{v}}$ на элементарном сегменте $[h_{r-1}; h_r]$; где

$$v = \frac{f_N^2}{f^2} = \frac{e^2 N}{\pi m f^2}, \text{ следовательно, } w = \frac{f}{f_N}.$$

Используя это предположение в определении $\bar{n}'_{r,j}$, имеем

$$\bar{n}'_{rj} = \frac{1}{h_r - h_{r-1}} \int_{h_{r-1}}^{h_r} n' dh = \frac{1}{w_r - w_{r-1}} \int_{w_{r-1}}^{w_r} n' dw,$$

а показатель преломления находится по стандартной формуле и является функцией двух переменных u и v , где $u = \frac{f_h}{f}$.

$$f \frac{\partial n}{\partial f} = a \left(\frac{\partial n}{\partial w} \frac{\partial w}{\partial f} + \frac{\partial n}{\partial u} \frac{\partial u}{\partial f} \right) = f \left(\frac{\partial n}{\partial w} \frac{1}{f_N} + \frac{\partial n}{\partial u} \left(-\frac{f_h}{f^2} \right) \right) = w \frac{\partial n}{\partial w} - u \frac{\partial n}{\partial u}$$

$$\bar{n}'_{rj} = \frac{\Delta n w}{\Delta w} - \frac{1}{\Delta w} \int_{w_{r-1}}^{w_r} u \frac{\partial n}{\partial u} dw, \quad (4)$$

где n есть фазовый показатель преломления.

Второй член в формуле (4) для обыкновенной компоненты мал и постоянен и составляет не более 2% от первого слагаемого, следовательно, групповой показатель преломления для волны частоты f_j в слое $h_{r-1} - h_r$

$$\bar{n}'_{rj} = 0.98 \frac{n_{r,j} w_{r,j} - n_{r-1,j} w_{r-1,j}}{w_{r,j} - w_{r-1,j}},$$

Используя эти соотношения для вычисления коэффициентов системы (3), мы вычисляли приращения истинной высоты и, соответственно, Nh-профиль.

Соотношения для необыкновенной волны в случае необходимости вычисления Nh-профиля по необыкновенной компоненте вычисляются аналогично [4].

Nh-профиль ниже высоты спутника определялся на основе идеи вертикального трансферного зондирования [5] по обычным следам сигналов, отраженных от Земли. Полученный таким образом профиль от основания ионосферы до высоты максимума области F использовался в указанном выше первом этапе расчёта траектории от ИСЗ до Земли. Нахождение возвратных траекторий выполнялось путем последовательного приближения. При этом первая «наклонная» траектория была вертикальной и по ней – после сравнения вычисленного действующего расстояния с экспериментальной действующей глубиной отражения от Земли (определенной из ионограммы) – контролировался и уточнялся Nh-профиль. Направление второго луча выбиралось под некоторым небольшим углом к вертикали и на частоте несколько выше плазменной частоты ионосферы на высоте спутника. В условиях ионосферы без горизонтальных градиентов такой луч после отражения от Земли уходил бы в ионосфере далеко в сторону от ИСЗ. Для того чтобы для него реализовалась наблюдаемая в эксперименте возвратная на ИСЗ траектория, он должен после отражения от Земли двигаться в ионосфере, параметры которой значительно отличающейся от параметров той ионосферы, в которой он двигался к Земле. Иными словами, луч должен находиться в достаточной близости от «неоднородности», и на его траектории должно отражаться влияние горизонтальных градиентов.

Параметры такой ионосферы подбираются одним из нескольких способов, которые описаны ниже, вплоть до попадания этим лучом в спутник с заранее условленной точностью. Далее мы добивались совпадения экспериментальных и вычисленных значений действующих расстояний, изменяя одновременно или последовательно угол отклонения от вертикали и частоту радиоволн в диапазоне наблюдаемых следов нижнего луча данной ионограммы и каждый раз строя возвратные на спутник траектории с интегрированием по ним величин групповых задержек

Для расчёта первой (вертикальной) траектории выбиралась точка прицеливания на Земле под спутником (X). В этом случае координаты вектора первой волновой нормали имеют вид

$$W = \frac{x - X}{|x - X|}$$

где x – координаты спутника. Координаты радиус вектора Xn точки, в которую попадает луч при движении по направлению вектора W до пересечения со следующим слоем, рассчитываются по формуле

$$Xn = X + d \cdot W, \quad (5)$$

где $d = -(W \cdot X) - \sqrt{(W \cdot X)^2 - |X|^2 + (|X| - \Delta l)^2}$ – длина траектории, пройденной лучом внутри одного слоя.

При переходе через границу прослойки луч меняет свое направление в соответствии с законом преломления, при этом, оставаясь в плоскости предыдущей волновой нормали и нормали к поверхности, которая в случае слоистой атмосферы направлена по радиус вектору точки траектории. Поэтому координаты нового направляющего вектора определяются как

$$Wn = - \left(\frac{n_1}{n_2} (W \cdot Xn) + \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 ((W \cdot Xn)^2 - 1) + 1} \right) Xn + \frac{n_1}{n_2} W \quad (6)$$

Последовательно рассчитывая координаты пересечения каждого слоя ионосферы по формуле получаем траекторию движения луча до выхода из ионосферы, где $n = 1$, и направляющий вектор W не изменяется и принимается равным вектору волновой нормали в последнем слое. Тогда координаты радиус вектора точки пересечения с Землей вычисляются по формуле

$$X_n = X - W((W \cdot X) + \sqrt{(W \cdot X)^2 - |X|^2 + (a)^2}),$$

а длина траектории, пройденной лучом внутри в атмосфере,

$$d_n = -(W \cdot X) - \sqrt{(W \cdot X)^2 - |X|^2 + (a)^2}.$$

Для вычисления направляющего вектора волновой нормали при отражении от Земли W_3 пользуются предположением о равенстве углов падения и отражения, поэтому

$$W = W - 2X \frac{(W \cdot X_n)}{a^2} \quad (7)$$

Далее производится расчет действующего расстояния (h') при движении по траектории. Для вертикального случая этот расчёт сравнивается с реальным, полученным из ионограммы и, тем самым, проверяется правильность расчёта первоначального Nh-профиля. Так как в предложенной модели движения луча траектория кусочно-линейная, то

$$h' = 2d_3 + \sum_i \frac{d_i}{n_i} \quad (8)$$

где d_i – длина траектории, пройденной лучом внутри i -ого слоя. В h' включены действующие расстояния при движении от ИСЗ до земли и расстояния от точки пересечения начала ионосферы до Земли и обратно от Земли до ионосферы.

2. Варианты введения горизонтальной неоднородности.

Проведенный нами анализ различных вариантов получения ионограмм типа тех, которые изображены на фигуре 1, показал, что все особенности этих ионограмм можно объяснить в предположении отражения зондирующего луча от Земли и последующего его возвращения на ИСЗ в результате преломления на значительной горизонтальной неоднородности ионосферы. Разумеется, возможно и отражение от вертикальных (или наклонных) стенок типа тех, которые мы описывали ранее [1]. Но это более «сильное» предположение и мы его в расчёты не включали. Принципиально

оно не изменяет ничего, кроме – собственно – метода расчёта. Других вариантов объяснения всех деталей новых ионограмм мы не нашли.

Для построения «возвратных на ИСЗ после отражения от Земли» траекторий (в дальнейшем просто «возвратных траекторий») необходимо введение ионосферной неоднородности. Элементарное рассмотрение показывает, что неоднородность, внутри которой концентрации электронов в различных слоях или плазменные частоты превышают соответствующие значения в отсутствии неоднородности, должна поворачивать луч в сторону ИСЗ. Обычно такие неоднородности называют «положительными» неоднородностями, в отличие от «отрицательных», в которых плазменные частоты соответственно меньше фона. Известны различные методы введения неоднородностей ионосферы в расчёт радиотрасс. Мы использовали следующие две схемы, каждая из которых даёт возможность не только найти возвратные траектории, но и согласовать действующие дальности, измеренные в эксперименте, с вычисленными в присутствии этой неоднородности.

В первой более простой для реализации схеме предполагается, что после отражения вектор нормали к поверхности направлен не к центру Земли, а к некоторой другой точке, находящейся в плоскости траектории. Изменяя положение этой точки, получаем как бы наклон изолиний одинаковой электронной концентрации. Величина этого наклона характеризует степень контрастности неоднородности. Этот метод очень удобен для геофизического анализа появления неоднородностей в глобальной ионосфере, т.к. позволяет сразу вводить как реальные координаты нахождения спутника, так и той неоднородности, которая вызвала появление изучаемых «нижних следов». К недостаткам этой схемы относится сложность описания неоднородной ионосферы вблизи спутника, через которую проходит возвращаемый луч.

Во второй схеме учёта неоднородности предполагается, что неоднородность вводится специальной функцией, которая накладывается на невозмущенное состояние ионосферы. Математическая модель такой ионосферы представляет собой набор функций, отличающихся от сферических. При этом плоские слои плавно переходят в слои, ограниченные кривыми типа «кривой Гаусса». Коэффициент преломления внутри каждого слоя одинаков, и соответствует экспериментальному, полученному при обработке ионограммы.

Аналитическое выражение этих кривых

$$z_i(y) = A_i \cdot e^{-\frac{(y-yb)^2}{D_i}} + \Delta h(i - kb) + zb,$$

где (yb, zb) - координаты центра «неоднородности» в декартовой системе координат, выбранной следующим образом: центр совпадает с центром Земли, ось z проходит через спутник, движение спутника происходит в плоскости zy ;

kb - номер слоя, от начала ионосферы;

A_i, D_i - параметры кривых, вычисляемые по следующим формулам:

$$A_i = -Am + (kb - i) \cdot \frac{\Delta h}{2}, \text{ для слоев ниже центра «неоднородности» и } A_i = Am + (kb - i + 1) \cdot \frac{\Delta h}{2}$$

для слоев выше центра «неоднородности», коэффициенты A_i у симметричных слоев равны по абсолютной величине и противоположны по знаку;

$D_i = D_m \cdot |kb - i|$, коэффициенты D_i у симметричных слоев одинаковы;

Am, D_m - параметры «неоднородности», подбираемые в результате численного эксперимента.

Внутри возмущения моделируются эллиптические слои с центром эллипса в центре «неоднородности» и полуосями, вычисляемыми по формуле

$$a_j = a_m - \Delta h \cdot (j - 1); b_j = Am - \Delta h \cdot j,$$

где j - номер эллиптического слоя,

a_m - параметр неоднородности.

Коэффициент преломления n_j внутри каждого слоя с номером j также одинаков и определяется из соотношения

$$\frac{n_j}{n_{j+1}} = k = const, \text{ где } j = 0 - \text{ номер последнего неэллиптического слоя, } j = 1, 2, \dots, l - \text{ номера эллиптических слоев.}$$

ских слоев.

Параметры a_m, k , а также l – число эллиптических слоев, подбираются в результате численного эксперимента.

Всем слоям присваивается сплошная нумерация, в соответствии с которой каждой точке пространства ионосферы соответствует номер слоя, в котором она находится.

В результате введения выше описанной математической модели каждой точке пространства (y_0, z_0) ставится в соответствие два параметра - коэффициент преломления n , соответствующий номеру слоя, в котором она находится и вектор нормали к поверхности ln , расположенный в плоскости yz . Координаты этого вектора вычисляются по формуле

$$l = \left(-\frac{dz}{dy}; 1 \right); \ln = \frac{l}{|l|}, \text{ здесь } \frac{dz}{dy} \text{ производная функции нижней границы слоя, в котором находится}$$

точка (y_0, z_0) , вычисленная в точке y_0 .

При движении от спутника до Земли луч находится на значительном удалении от центра неоднородности, поэтому ее влияние на траекторию сигнала незначительно. В связи с этим для расчета траектории при движении луча «вниз» используют математическую модель сферически слоистой ионосферы, описанную в предыдущем параграфе.

При движении после отражения от Земли и пересечении нижней границы ионосферы в точке с радиус-вектором $I (y_{io}; z_{io})$ по направляющему вектору W траектория рассчитывается следующим образом:

- задается шаг расстояния δ , пройденного лучом в одном направлении (например, 5 км);
- определяются координаты радиус-вектора Xn новой точки траектории по формуле

$$Xn = I + \delta W;$$

- определяется номер слоя, в котором находится получившаяся точка, и соответствующие коэффициент преломления и вектор нормали к поверхности ln ,

- в соответствии с законом преломления вычисляются координаты новой волновой нормали Wn , по формулам, аналогичным (6), (7),

$$Wn = -\left(\frac{n_1}{n_2} (W \cdot ln) + \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 ((W \cdot ln)^2 - 1) + 1} \right) \cdot ln + \frac{n_1}{n_2} W \text{ - если происходит преломление и угол}$$

между векторами W и ln тупой;

$$Wn = -\left(\frac{n_1}{n_2} (W \cdot ln) - \sqrt{\left(\frac{n_1}{n_2} \right)^2 ((W \cdot ln)^2 - 1) + 1} \right) \cdot ln + \frac{n_1}{n_2} W \text{ - если происходит преломление и угол}$$

между векторами W и ln острый;

$Wn = W - 2ln(W \cdot ln)$ - если преломление невозможно и происходит отражение луча .

- определяются координаты радиус-вектора Xn новой точки траектории по формуле

$$Xn = X + \delta Wn, \text{ где } X \text{ - радиус вектор предыдущей точки и т.д.}$$

- для расчета действующего расстояния при движении по траектории воспользуемся формулой, аналогичной (8)

$$h' = h'_1 + \sum_{k=1}^K \frac{\delta}{n_k},$$

где h'_1 - действующее расстояние при движении от спутника до Земли, рассчитанное по формуле (5), K - число расчетных шагов, n_k - коэффициент преломления в том слое, где находится точка траектории на k шаге.

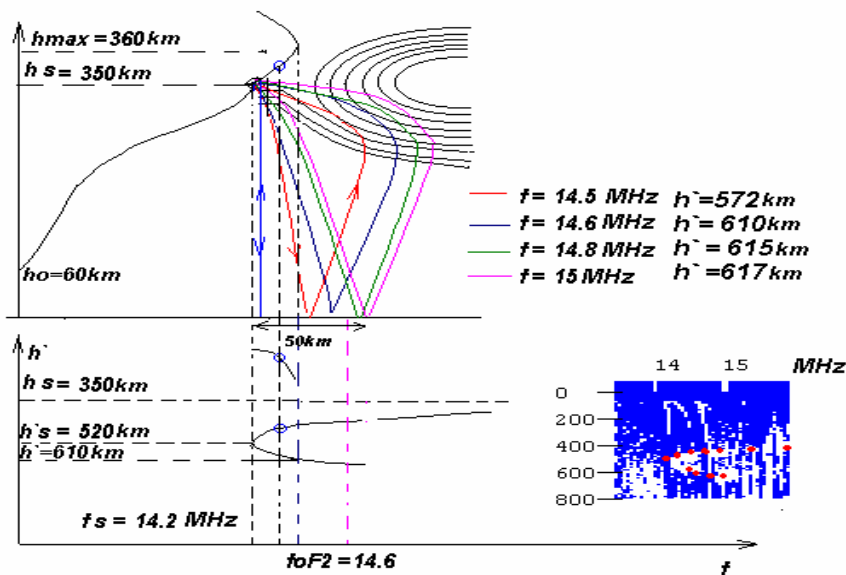
3. Результаты.

На фигуре 1 приведен полный расчёт Nh-профиля ионосферы и возвратных траекторий для ионограммы, которая также показана на рисунке внизу справа.

Специально выбрана ионограмма с очень характерным нижним следом, находящимся в области больших плазменных частот. Последнее даёт возможность уверенно отбросить необходимость учёта в данном случае анизотропии ионосферы.

Первой необходимой частью проведения численного эксперимента является предварительный расчет Nh-профиля (или $f_N h$ -профиля с учётом того факта, что они элементарно пересчитываются один в другой). Как указывалось выше первоначально он вычислялся [4] непосредственно по ионограмме по по обычным следам сигналов, отраженных от Земли [5]. Для этого проводились расчеты при вертикальном распространении сигнала с целью подбора такого $f_N h$ -профиля, чтобы расчет-

ная действующая глубина при движении до Земли совпадала с экспериментальной действующей глубиной, полученной по следам сигналов, отраженных от Земли при различной частоте сигнала.



Фиг. 1. Результаты количественного расчёта деталей появления нижнего следа. Справа внизу показана ионограмма, которая была использована для расчёта.

Сравнение полученных расчетным путем результатов представлено на ионограмме, помещенной на фигуре 1.

Полученный таким образом профиль от основания ионосферы до высоты максимума области F и использовался в расчётах траектории сигнала от ИСЗ до Земли.

На втором этапе численного эксперимента при фиксированной выбранной частоте сигнала, при которой наблюдался *возвратный* след, и, в общем, не фиксированном угле отклонения сигнала от вертикали, проводился подбор параметров неоднородности, описанных выше. Введение неоднородности должно было приводить не только к развороту траектории, но и к возврату ее точно в точку нахождения спутника.

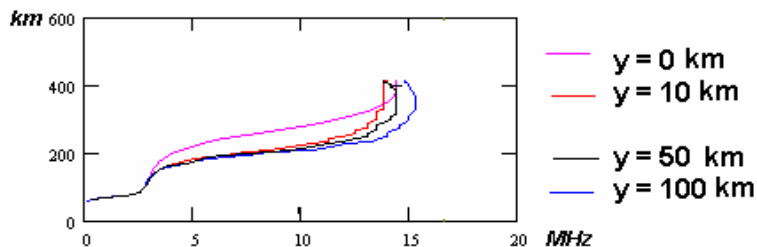
Эта работа дала следующие результаты, представленные в таблице 1.

Таблица 1

Параметры неоднородности и ионосферы

Δh	y_b	z_b	A_m	D_m	l	a_m	k	δ
10	120	348	100	9450	7	90	1.095	5

f_N h -профили в смоделированной ионосфере на различных расстояниях от ИСЗ представлены на фигуре 2.



Фиг. 2. Профили плазменной частоты на различных расстояниях от спутника, сведенные в одну систему координат, демонстрирующие изменение плазменной частоты на одной высоте.

На третьем этапе путем вариации только угла отклонения сигнала от вертикали подбирались возвратные траектории при других рабочих частотах. Результаты этих экспериментов обобщены в таблице 2, где Φ – отклонение от направления вертикально вниз.

Таблица 2

f	14.5	14.6	14.8	15	15.2
Φ	17.6	20°	19.3	18.6	16.7

Результирующие траектории движения сигнала представлены на фигуре 2. Сравнение действующих глубин, полученных экспериментально и расчетным путем, представлено на ионограмме на этом же рисунке.

Выводы

Проведенные расчеты показывают, что ионограммы с возвратным следом, типа представленных на фигуре 1, могут быть получены как результат воздействия на сигнал горизонтальных неоднородностей параметров ионосферы, и, следовательно, свидетельствовать о наличии подобного рода неоднородностей, возникающих в ионосфере.

ЛИТЕРАТУРА

1. Danilkin N. P., «The results of the satellite radio sounding of the ionosphere below the F-layer maximum». International Journal of Geomagnetism and Aeronomy, December 2001, volume 2, Number 3, pp. 173-180;
2. Данилкин Н.П., Г.М. Вайсман. Расположение спутниковых ионозондов для глобального мониторинга ионосферы. Геоматематизм и аэронавтика, 1997, т. 33, № 1, 191– 194.
3. Lawrence R.S., D.J. Posakony, A Digital Ray-tracing Program for Ionospheric Research, Space Research, II, Proc. of 2nd Intern. Space Sci. Symp., 1961, 258-276, Florence.
4. Данилкин Н.П., О.А. Мальцева Ионосферные радиоволны. Издательство Ростовского университета, 1977.
5. Danilkin N.P. Transionospheric radiosounding. JATP, 1994, v.56, n.11, p.1423-1429.

COMPARISON OF THE RESULTS OF IONOSPHERIC RADIOSOUNDING ON BOARD THE MIR MANNED SPACE STATION WITH THE DATA OF IONOSPHERIC GROUND-BASED NETWORK AND THE TRANSIT SIGNAL OBSERVATIONS

Danilkin N.P., Kotonaeva N.G., Mitchell C.N.*

International Journal of Geomagnetism and Aeronomy, volume 4, Number 1, pp.29-36

*** (University of Bath, Bath, UK)**

СРАВНЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ С ОРБИТАЛЬНОЙ СТАНЦИИ МИР С ДАННЫМИ НАЗЕМНЫХ ИОНОСФЕРНЫХ СТАНЦИЙ И СТАНЦИЙ НАБЛЮДЕНИЯ GPS (TRANSIT) СИГНАЛОВ

1. Введение

Постановка ионозонда на борт обитаемой орбитальной космической станции «МИР» (ОС «МИР»), летавшей на высотах порядка 350 км, означала новый качественный этап зондирования ионосферы с ИСЗ. Орбиты всех предшествующих ионозондов были существенно выше. Спутники Alouette 1, ISS, Космос 1809 and ISIS 2 находились на полярных (или близких к ним) круговых орбитах высотой 1000 км (первые два), 900 км и 1400 км соответственно. Орбиты спутников Alouette 2, ISIS 1 и Интеркосмос-19 (в конце существования) были эллиптические (500 – 3000 км, 570 – 3550 км и 500 – 1000 км соответственно). Постановка станции непосредственно в область максимума

ионизации атмосферы стала возможной после проведения экспериментов по трансионосферному радиозондированию [1], после которых стало ясно, что получение основных практически важных параметров ионосферы (критическая частота, высота пика ионизации и полутолщина области F) возможно при любых положениях ионозонда относительно высоты максимума ионосферы. Существенно, что при нахождении станции в приэкваториальной области ионозонд довольно часто оказывался ниже высоты максимума ионосферы. Напомним, что наклонение орбиты ОК «МИР» было около 51 градуса и в полярные области, где также часто высота максимума ионосферы поднимается высоко, станция не залетала.

В методе радиозондирования завершающим этапом представления данных для дальнейших геофизических исследований является расчет Nh-профилей ионосферы. Расчет Nh-профилей ионосферы при зондировании сверху или снизу во многом определяет реальную мощь этого классического метода. Формально это решение интегрального уравнения Вольтерра для каждой в отдельности из магнитоионных компонент отраженного от ионосферы сигнала или для той или иной совместной комбинации подобных решений. На практике решение сводится к обращению треугольных матриц. В классе монотонных решений оно является единственным, если используется только одна магнитоионная компонента отраженного от ионосферы сигнала. Одновременное использование обеих компонент при наличии на ионограмме достаточной информации позволяет получать решения и в классе немонотонных функций. Однако, в области немонотонности – как правило, это «долина» между слоями E и F – достигнуть однозначного решения не удастся. Для получения большей информации стали использовать поляризационные ионозонды, на ионограммах которых отсутствуют области, где невозможно прочесть отсчеты действующих высот отраженных от ионосферы сигналов из-за поляризационного наложения сигналов один на другой. Появление подобных приборов позволяет уменьшить диапазон неопределенности решения для нахождения параметров электронной плотности, в так называемых областях «ненаблюдаемой ионизации» [2]. Под последними понимаются обычно слои ионизации, которые расположены в областях, где плазменные частоты ниже либо низшего порога частоты зондирования, на котором есть следы отражения от ионосферы при зондировании снизу, либо в долине между E and F слоями.

Разработка метода, создание аппаратуры и проведение космических экспериментов по трансионосферному радиозондированию привело к созданию методов расчета Nh-профилей ионосферы на основе решения интегральных уравнений Фредгольма, т.е. в формальном плане к обращению прямоугольных матриц. Единственность решения в этом случае достигается в классе «монотонных эквивалентов» [3]. Разработка метода нахождения Nh-профиля на основе решения уравнений Фредгольма продвинула вперед и возможности обычного метода определения Nh-профиля за счет использования в расчетах отражения от Земли, которое в этой терминологии является просто «двойной трансионограммой».

Высота орбиты станции «МИР» в среднем соответствовала высоте расположения основного максимума электронной плотности в ионосфере. Однако, ионосфера – среда весьма изменчивая во времени и в пространстве. Поэтому во время экспериментов станция «МИР» находилась то выше главного максимума плотности электронов, то ниже него.

Появление ионограмм спутникового радиозондирования при расположении ионозонда ниже максимума области F предоставило новые возможности в методах расчета Nh-профилей внутренней ионосферы. Эти возможности возникают вследствие комбинации решений на основе методов, использующих отражение радиоволн от ионосферы (т.е. на основе решений уравнения Вольтерра), и решений на основе радиопросвечивания (т.е. на основе решений уравнения Фредгольма). Разработанные методы опираются на возможность использования в расчетах, по крайней мере, одной точки на Nh-профиле, положение которой определяется из навигационных спутниковых данных с беспрецедентной для расчетов Nh-профилей точностью. Последнее означает, что и весь Nh-профиль рассчитывается значительно точнее.

Целью настоящей работы является сопоставление указанных выше данных, полученных на ОС МИР (прежде всего критической частоты и высоты пика ионизации) с результатами измерения этих (или близких к ним по смыслу, например, Nh-профилей) ионосферных параметров с данными наземных ионосферных станций и станций наблюдения GPS сигналов.

2. Особенности ионограмм с низко летящих ИСЗ

В зависимости от того выше или ниже максимума области F находится спутник, на ионограммах возникают детали, которые существенно отличают их друг от друга. Примеры таких ионограмм

на одном витке, когда станция пересекала сверху вниз максимум ионосферы, представлены на рис. 1.

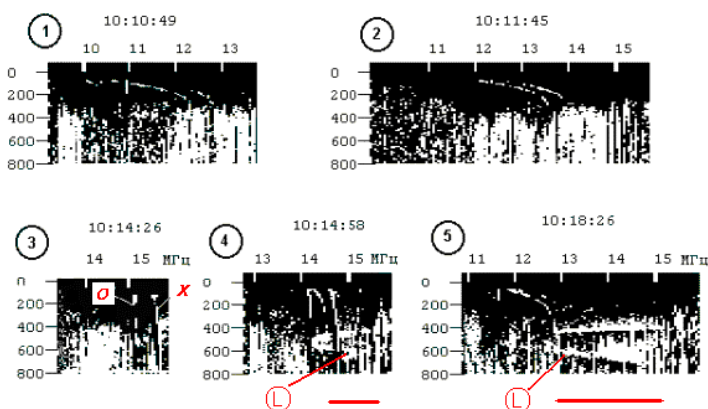


Рис.1

ненты - от 15.65 МГц до 15.7 МГц, $f_xF2 = 15.7$ МГц). Следы отражения обыкновенной и необыкновенной компонент указаны на рисунке значками «o» и «x» соответственно.

Фрагменты 4 и 5 являются характерным примером ионограмм с ИСЗ, находящимся ниже максимума слоя F. Основным их принципиальным отличием является несовпадение низшей частоты отражения зондирующих радиоволн от Земли с критическими частотами области F – f_oF2 и f_xF2 . Совпадение же указанных параметров является наиболее яркой чертой внешнего зондирования (т.е. радиозондирования, при котором ионозонд расположен выше - как правило, значительно - максимума плотности электронов в ионосфере) и вертикального распространения зондирующих радиоволн. В случае, если спутник расположен по высоте ниже максимума электронной плотности области F, то низшая частота отражения от Земли определяет плазменную частоту ионосферы в месте расположения станции. На ионограммах 4 и 5 виден необычный для topside soundings след отражения от Земли. Именно, он на низшей частоте зондирования, относящейся к плазменной частоте в месте расположения ОС МИР, делает плавный поворот и продолжается в сторону увеличения частоты (обозначен буквой L) при действующих дальностях существенно больших, чем те, которые определялись для рутинного отражения от Земли. Такой след является характерным признаком наличия крупной изолированной неоднородности ионосферы, находящейся на расстояниях 50 – 150 км от расположения станции. Диапазон частот, в котором «зашифрованы» параметры неоднородности, показан снизу на рис.1 горизонтальными линиями.

Одним из следствий того, что спутник находится вблизи максимума области F, является возникновение плазменных резонансов большей интенсивности, нежели на высотах 1000 км. Причиной этого является большая близость групповой скорости волн тепловым скоростям электронов, так как, групповая скорость волн вблизи частот отсечки мала. Лучше видимые плазменные резонансы являются прекрасными и высоко точными по высоте реперами для расчета Nh-профилей ионосферы.

3. Сравнение Nh-профилей ионосферы по данным радиозондирования

Нахождение Nh-профиля по ионограммам, представленным на рис.1, осуществлялось в зависимости от характера ионограммы на основе комбинирования различных методов расчета, изложенных в [4].

Для ионограмм 1 и 2 (рис.1) расчет производился от реальной высоты ИСЗ до высоты максимума слоя F2 непосредственно по следам o- и x- компонент, отраженным от ионосферы. Результаты этих расчетов помещены на рис.2 кривая 1. Поясним, что на этом рисунке сдвиги осей концентрации пропорциональны времени между соответствующими экспериментами. Для первых двух ионограмм интервал времени составил приблизительно 1 минуту.

Первая и вторая ионограммы получены, когда станция находилась выше максимума электронной концентрации, и напоминают обычные topside ионограммы с отчетливо видными следами отражения обыкновенной и необыкновенной компоненты от слоя F2.

На ионограмме 3 запечатлен редкий случай, когда станция пересекает максимум слоя F2. След отражения от максимума практически стал вертикальным, (плазменная частота обыкновенной компоненты меняется от 15.05 МГц до 15.1 МГц, последнее значение и является f_oF2 , а плазменная частота необыкновенной компо-

Для сравнения результатов радиозондирования с данными наземных ионосферных станций на рис. 2 помещен Nh-профиль внутренней и внешней ионосферы, отмеченный значком (*), опубликованный в [5]. Это результат расчета по двум ионограммам, одна из которых получена в аналоговом режиме наземной приемной станцией по каналу телеметрии на частоте 137 МГц. Вторая - наземным ионозондом в момент, когда ИСЗ находился наиболее близко к точке над наземной станцией зондирования.

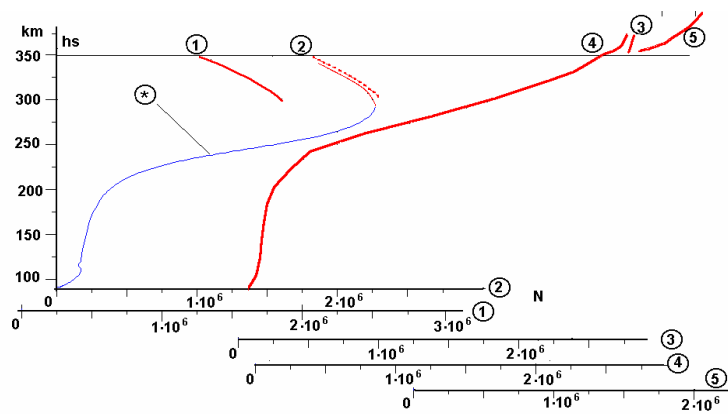


рис.2

На ионограмме 2, полученной на станции «МИР», след отражения сигнала от Земли отсутствует, поэтому ничего сказать о профиле концентрации ниже максимума слоя мы не можем, а выше максимума обе методики расчета дали одинаковые результаты. Аналогично и на ионограмме 1 след отражения сигнала от Земли отсутствует, поэтому тоже ничего нельзя сказать о профиле концентрации ниже максимума.

На ионограмме 3 станция пересекает максимум слоя. Это происходило в момент времени, когда для наблюдателя на о. Тайвань станция находилась под горизонтом. След отражения от максимума практически стал вертикальным, частотный диапазон кривой $h'(f)$ очень мал, однако, так как высота спутника известна, то ошибка в определении высоты максимума электронной концентрации совершенно незначительна и намного меньше ошибки определения $h_{max}F2$ с ИСЗ обычного внешнего (1000 км) зондирования.

Временной интервал между ионограммами 2 и 3 менее четырех минут.

Через 30 секунд станция находилась уже значительно ниже максимума слоя F2, что и запечатлено на ионограмме 4. Nh-профиль по этой и аналогичным ионограммам рассчитывался путем комбинации двух методов: выше ИСЗ до максимума слоя F2 по следам o- и x-компонент, отраженным от ионосферы, как и для рассмотренных выше ионограмм, и ниже ИСЗ по отчетливо видимому следу отражения сигналов от Земли с помощью метода трансionoсферного зондирования [1].

Ионограмма 5, полученная через 3,5 минуты после ионограммы 4, существенно не отличается от предыдущей. Спутник находится значительно ниже максимума F2. Результаты расчета Nh-профиля внутренней ионосферы от $h_{max}F$ до высоты станции Мир рассчитаны и приведены на рис.3 как кривая 5. Расчет Nh-профиля для высот ниже станции Мир совпадает с кривой 4 и на рисунке не отмечен. Выражения спутник находится выше или ниже максимума слоя F2 относительно. Высота орбиты спутника существенно не менялась, следовательно, изменение его положения относительно максимума свидетельствует, в данном случае, об увеличении высоты максимума. Менее чем за 8 минут наблюдения высота максимума F2 вдоль траектории спутника изменилась примерно на 100 км. При этом спутник преодолел расстояние примерно 3800 км.

Таким образом, этот расчет показывает, что, комбинируя различные описанные методы расчета Nh-профилей, можно всегда определить профиль плотности электронов в окрестности максимума слоя F. При этом, по крайней мере, часть параметров этого профиля будет вычислена более близко к действительности, нежели в стандартных методах расчета Nh-профилей снизу или сверху с высот около 1000 км.

Дальнейшее сравнение результатов расчетов Nh-профилей по данным станции «МИР» и данным наземного вертикального радиозондирования проводилась с наиболее аккуратной - с точки зрения авторов настоящей работы - станцией вертикального зондирования на планете, расположенной под Лондоном в Чилтоне (после переезда из Слау). Эта станция также публикует ионограммы вертикального зондирования и соответствующие Nh-профили через сеть Интернет.

Были отобраны сеансы, когда станция Мир пролетала над наземным ионозондом достаточно близко, и отсутствовали резкие изменения в ионосфере. Сравнения производились в разное время суток при различных условиях в ионосфере и различной удаленности станции от максимума слоя F2. Для иллюстрации, чтобы полностью исключить ошибки методов расчета, были выбраны случаи, когда станция находилась строго в максимуме слоя F2. Напомним, что когда станция «МИР»

находилась строго в максимуме слоя F2, то на ионограммах регистрировались только плазменные резонансы и (или) частоты отсечки этого максимума, а также следы отражения от Земли. Высота появления плазменного резонанса, то есть высота максимума области F2 определяется в этом случае высотой расположения станции «МИР» из космонавигационных данных, которая известна с беспрецедентной для расчета Nh-профилей точностью.

Следовательно, фактически происходит не сравнение точности расчета Nh-профиля по данным станции Мир, а исследовании точности расчета Nh-профиля ионосферы по данным наиболее точной наземной станции при сравнении с заведомо более точными данными станции «МИР».

Таблица 1

Станция, производящая радиозондирование	Время, UT	Критическая частота необыкновенной компоненты, $f_x F2$	Высота максимума слоя F2, $Z_m F2$
Чилтон (Лондон) 07.05.1999	04-00	5.35 MHz	326 km
Координаты Широта 51.83 град. Долгота -0.26 град.	03-55-32	5.34 MHz	358.30 km
Чилтон (Лондон) 07.05.1999	02-00	5.9 MHz	368 km
	фев.30	5.7 MHz	373 km
МИР 07.05.1999 Координаты Широта 49.15 град Долгота 0.04 град.	02-19-59	5.84 MHz	357.55 km

Сравнение основных параметров, определяемых со станции «МИР» и со станции вертикального зондирования в Чилтоне показало их полное совпадение для тех случаев, когда в ионосфере присутствует слой E. Однако для ночных ионограмм сравнение показало, что, если критическая частота слоя F2 определяется также точно как и днем, то высота максимума слоя определяется значительно менее точно. В таблице 1 приведены данные, иллюстрирующие эти различия.

Сравнение с наблюдением GPS-сигналов

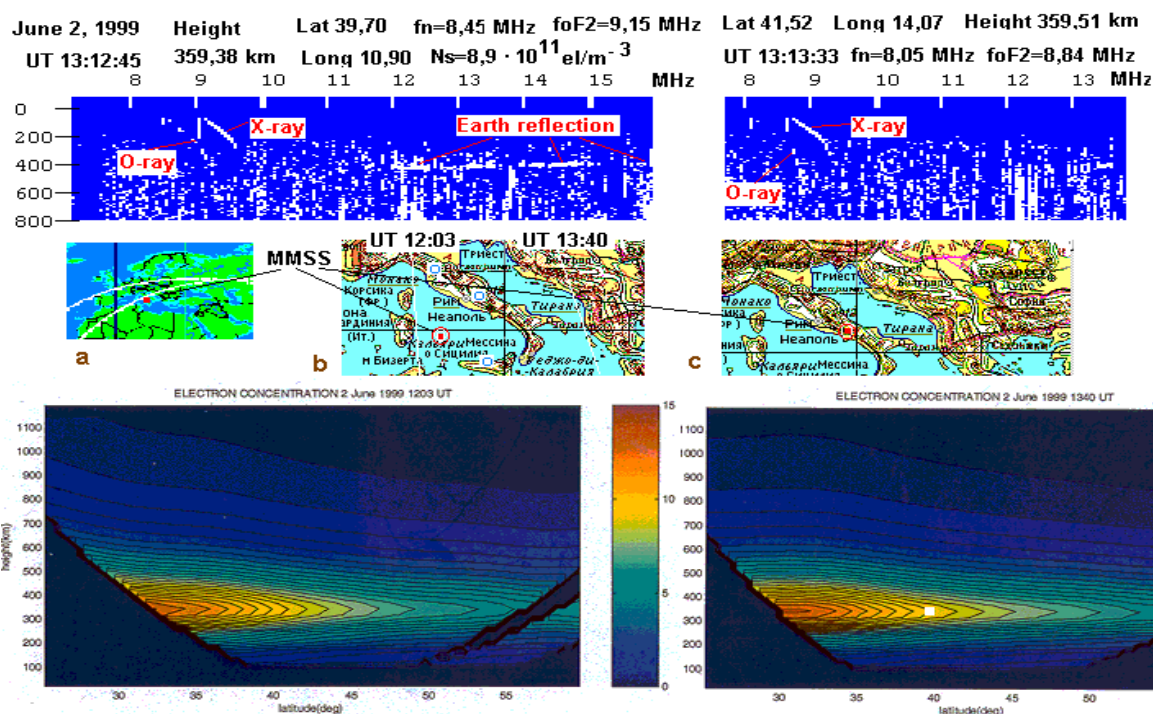


Рис. 3

Для сравнения результатов радиозондирования ионосферы со станции «МИР» с данными ионосферных разрезов, которые получаются при обработке сигналов навигационных ИСЗ, был выбран один день – 31 марта 1999 г, когда в течение 24 часов практически непрерывно производилось

радиозондирование со станции «МИР». Выборочно производилось также сравнение и в другие периоды времени (именно 2 и 3 июня 1999 г. по три пролета каждый день), когда в районе Италии пересекались орбиты ОК «МИР» и навигационных спутников системы NNSS. Ионосферные разрезы по данным GPS-сигналов были получены на цепочке трех ионосферных станций Италии при наблюдении ИСЗ системы NNSS. На рис.3 показаны эти станции на карте в синих кружках на белых квадратах.

Результаты сравнения ионосферных параметров для одного случая, когда траектории ОК МИР и спутников системы NNSS пересекались ориентировочно в одно и тоже время также показаны на этом рисунке. Следы на Земле траекторий всех ИСЗ и соответствующие времена приведены на картах в средней части рис. 3. На карте «а» большого масштаба показана траектория MMSS. На картах b and c показаны точные положения этой станции в указанные моменты времени, для которых в верхнем ряду показаны соответствующие ионограммы вместе с необходимыми для понимания ионограммы и её интерпретации данными. В нижней части рисунка показаны плоскостные сечения ионосферы по линии пролета навигационных ИСЗ, которые указаны на карте b белыми линиями и временем пролета. Данные ионозонда MMSS в виде белого квадрата, поставленного в нижней части рисунка на правом разрезе ионосферы показывают совпадение результатов измерений. Из рисунка 3 читатель также сам может оценить, с одной стороны, точности получения результатов в каждом из методов, а, с другой стороны, большие трудности сопоставления результатов столь разнородных экспериментов. Заметим, что именно сравнение так сильно непохожих экспериментов особенно ценно для убежденности в конечной правильности геофизического результата.

Из последнего рисунка также хорошо видны трудности сравнения данных, полученных на ИСЗ, которые летают по разным траекториям. Было трудно найти периоды времени для сопоставления данных. Тем не менее, 31 марта 1999 г. было найдено 6 периодов времени и 2 и 3 июня еще 5 периодов времени, когда измерения на обоих спутниках производились в районе Италии приблизительно одновременно. Временные и пространственные положения обоих ИСЗ были различны (также как и 2 и 3 июня 1999 г.), но во всех случаях мы зафиксировали совпадение полученных результатов с учетом точности определения геофизических параметров. При этом не было зарегистрировано ни одного случая, когда бы данные расходились принципиальным образом.

Заключение.

Экспериментально показано, что расположение ионозонда на борту ИСЗ, находящегося вблизи максимума слоя F2, действительно позволяет определять основные параметры ионосферы, как и было показано в модельном эксперименте.

Комбинация на основе использования методов трансionoсферного зондирования (расчет Nh-профиля по следу отражения от Земли) и стандартных методов расчета Nh-профилей позволяет строить Nh-профили внутренней ионосферы с точностью, сравнимой, а в некоторых диапазонах высотного профиля, значительно превосходящей точность наземных ионозондов.

Показано, что высота максимума ионосферы определяется ночью по данным наземных ионосферных станций недостаточно корректно. Можно ожидать, что если с обитаемой космической станции передавать ионограммы на соответствующие наземные ионосферные станции в зонах их видимости, то это позволит значительно увеличить точность расчетов высоты максимума ночной ионосферы на всех ионосферных станциях планеты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Danilkin N.P. Transionospheric radiosounding. JATP, 1994, v.56, n.11, p.1423
2. Данилкин Н.П., Вайсман Г.М. Расположение спутниковых ионозондов для глобального мониторинга ионосферы. Геомагнетизм и аэрoномия, 1997, т.37, N1, с.191-194.
3. Данилкин Н.П. Системное радиозондирование – основа построения службы контроля состояния ионосферы. / В кн. “Ионосферно-магнитная служба” / Под ред. Авдюшина С.И., Данилова А.Д. Л.: Гидрометиздат, 1987. С. 46 – 78.
4. Pulinet S. A., Jann-Yeng Liu, Chuo Y. J., Danilkin N. P., Depuev V.Kh., Kotonaeva N.G.. Mir space station topside sounder: Possibilities for equatorial anomaly study. Terr. Atmos. Ocean. Sci. J; September 2001, Vol.12, No. 3, p.525-536.

РЕГИОНАЛЬНАЯ КОРРЕКЦИЯ МОДЕЛИ IRI ПО ДАННЫМ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ С ПИЛОТИРУЕМОЙ КОСМИЧЕСКОЙ СТАНЦИИ «МИР»

Данилкин Н.П., Котонаева Н.Г., Азизбаев М.Р.

Геомagnetизм и аэрономия, 2007, том 47, №5

Аннотация

В статье рассматривается региональная коррекция ионосферной модели IRI по данным спутникового радиозондирования с пилотируемой космической станции (ПКС) «МИР». Используется интерполяционный метод кригинга применительно к данным наземного и спутникового радиозондирования. На основании полученных экспериментальных данных построены карты критических частот скорректированной модели IRI. Проведена численная оценка точности метода, а также оценка тесноты связи между реальными и скорректированными значениями, показавшие обоснованность полученных результатов.

1. Введение

Практическое использование результатов мониторинга ионосферы целесообразно проводить на основе адаптации ионосферных моделей с помощью имеющихся в распоряжении исследователя данных, полученных с наземных и спутниковых ионозондов. Результатом такой адаптации может быть создание карт, например критической частоты слоя F2 (f_oF_2), которые удобно использовать как для геофизических исследований, так и для практических расчетов условий распространения радиоволн.

Сравнение данных модели с результатами непосредственных измерений, например - f_oF_2 , а также высоты расположения максимума ионосферы (h_{\max}^F), проведенное уже по результатам первого спутникового зондирования ионосферы [Бенькова и др., 1990] показало, что выбранные для сравнения модели (IRI-86 и СМИ-85 – последняя, которая была принята в качестве всесоюзного стандарта) «нуждаются в доработке». Такая «доработка» проводилась последние 20 лет, в результате чего модели сильно изменились в лучшую сторону. Тем не менее, сегодняшнее сравнение показывает отличие модельных значений от реальных на величину от 10-20 % до 50-70 % в зависимости от места и времени получения экспериментальных значений [Азизбаев, 2005; Барабашов, Мальцева, 2003]. Отмечалось, что наилучшее согласие между модельными и реальными значениями получается в тех местах и в те периоды времени, где давно и надежно работают наземные ионосферные станции, а также, когда наблюдается спокойное состояние ионосферы. Напротив, над океанами, в арктических и антарктических широтах, т.е. на большей части земного шара, в периоды резких изменений ионосферы, например, на восходе Солнца или во время ионосферных катаклизмов, наблюдаются значительные отличия реальных величин от модельных значений. С учетом данных обстоятельств сравнение модельных и реальных значений f_oF_2 по спутниковым измерениям в указанных районах и временных интервалах имеет особое значение.

К настоящему времени в нашей стране было проведено три спутниковых эксперимента по вертикальному радиозондированию ионосферы – Интеркосмос 19 (ИК-19), Космос 1809 (К-1809), и ионосферный эксперимент на пилотируемой космической станции (ПКС) «МИР». Первые два эксперимента были подробно обсуждены, в том числе и с точки зрения практического использования данных [Бенькова, Козлов, 1988; Коченова, 1988]. При этом широко практиковалось объединение данных наземного вертикального радиозондирования с одной [Васильев и др., 1985] или нескольких [Бенькова и др., 1985] станций и спутниковых данных.

Особенностью ионосферного эксперимента на ПКС «МИР» была высота расположения самой станции. Если во время первых двух экспериментов проводилось радиозондирование с высот около 1000 км (в последний период существования искусственного спутника Земли (ИСЗ) ИК-19 его перигей уменьшился до высот 500-600 км), то орбита ПКС «МИР» располагалась на высотах 340-390 км. Это означает, что станция постоянно находилась вблизи высоты максимума электронной концентрации, (иногда несколько выше или ниже него), или даже в самом максимуме. Если учесть, что основная ошибка в измерениях h_{\max}^F с высот в 1000 км происходит вследствие накопления ошибок при вычислении Nh-профилей ионосферы от места расположения ИСЗ до высоты максимума (т.е. на дальности около 700 км), а точность определения высоты обитаемой станции существенно превышает точность определения высоты автоматических ИСЗ, то вывод [Danilkin, 2001] о том, что

точность измерения $h_{\max}F$ на ПКС существенно выше, а точность измерения $foF2$, по крайней мере, не хуже, представляется убедительным. В этом случае адаптация модели по данным ПКС «Мир» имеет особое значение.

Настоящая работа и посвящена сравнению экспериментально определенных $foF2$ и $h_{\max}F$ по данным ионосферных измерений на ПКС «МИР» с моделью IRI, а также анализу условий и возможностей адаптации модели IRI по данным ПКС для практического использования в системе ионосферного мониторинга.

2. Однозначность определения основных ионосферных параметров в максимуме области F при наземном и спутниковом радиозондировании

При оценке точности определения основных ионосферных параметров главное внимание уделялось двум вопросам: восстановлению профиля электронной концентрации и определению критической частоты слоя F2 по данным наземного и спутникового радиозондирования, а также возможности сопоставления этих двух методов в одном численном исследовании. Точность определения указанных параметров и возможности их сопоставления изучались различными авторами. В настоящее время большинство исследователей убеждено в совпадении данных при зондировании сверху (с высот около 1000 км) и снизу (с Земли) и в их достаточной точности. Это, тем более, должно относиться к зондированию с ПКС «МИР», где точность определения основных параметров ионосферы выше [Danilkin, 2001].

Особенности полета ПКС «МИР» вблизи максимума слоя F2, отмеченные выше, требуют повышенного внимания к результатам обработки экспериментальных данных. Для иллюстрации особенностей вариации f_oF2 на картах изолиний приведен рисунок 1. На данном рисунке приведены соответствующие профили плазменной частоты по данным пяти последовательно снятых на ПКС «Мир» ионограмм [Данилкин, Котонаева, 2002].

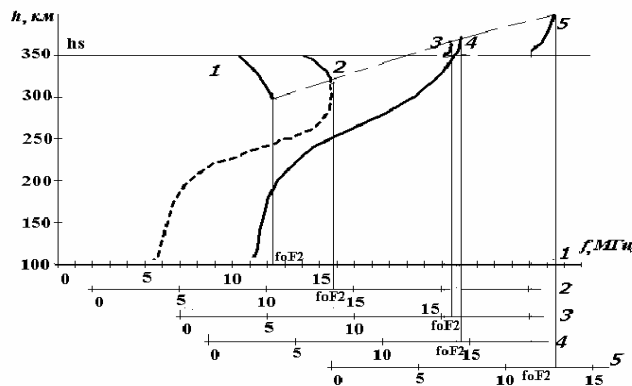


Рис. 1.

На рисунке 1 сдвиги осей плазменных частот пропорциональны времени между соответствующими экспериментами. Для первых двух ионограмм интервал времени составил приблизительно 1 минуту, для ионограмм 2 и 3 – менее четырех минут, а для ионограмм 4 и 5 – около 3.5 минут.

Данный рисунок показывает динамику изменения $foF2$, а так же то, что на участке орбиты протяженностью около 3,5 тысяч км высота максимума слоя F2 изменяется, примерно от 300 до 400 км. Рисунок 1 хорошо иллюстрирует условность проведения изолиний $foF2$ на

мировых картах. Будучи проведенными для одной высоты $h_{\max}F$, они в действительности относятся к различным высотам.

Несмотря на то, что вопрос о возможности сопоставления данных о высоте максимума плотности электронов при зондировании сверху и снизу уже был описан во многих работах, в том числе [Бенькова и др., 1985], мы дополнительно рассмотрели его для специфического случая зондирования с ПКС «МИР». Для построения рисунка 1 были использованы сеансы, когда ПКС «МИР» пролетала над наземным ионозондом станции Chung-Li (Тайвань), на расстоянии от 25 км до 300 км. В это время отсутствовали резкие изменения в ионосфере. Для сравнения на рисунке 1 приводится профиль, восстановленный по данным ионограммы наземного зондирования - он изображен пунктирной линией. Выше максимума концентрации этот профиль построен по данным ионограммы, принятой с ПКС «МИР» на той же наземной станции по данным аналоговой телеметрии. Результаты расчетов высоты максимума совпадают. Профиль нижней ионосферы на кривой 4 построен по данным ПКС «МИР», когда станция ушла «за горизонт» для наземной ионосферной станции. Поэтому этот профиль построен по методике расчета Nh-профилей для трансionoсферного радиозондирования.

Использованные наземная и ионограмма с ПКС «МИР», снятые в один момент времени, приведены на рисунке 2, где (а) – ионограмма наземного зондирования, (b) – ионограмма с ПКС «МИР» и (с) – соответствующий Nh-профиль, численные значения которого, пересчитанные в плазменные частоты и приведены на рисунке 1.

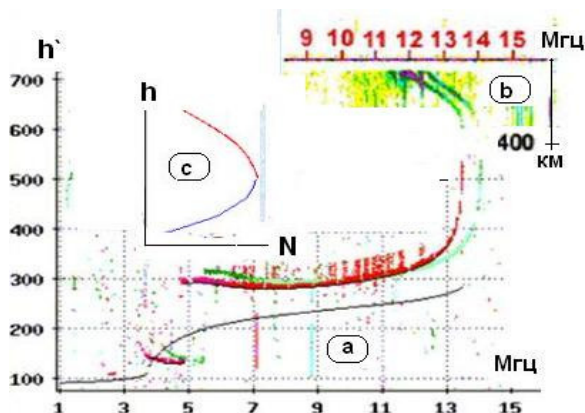


Рис. 2.

В работе [Данилкин, Котонаева, 2002] производились сравнения $foF2$ и $h_{max}F$ по данным наземных станций и спутникового радиозондирования в разное время суток при различных условиях в ионосфере и различной удаленности спутника от максимума слоя F2. Чтобы максимально исключить ошибки, были выбраны случаи, когда спутник находился строго в максимуме слоя F2. Сравнение показало полное совпадение $foF2$ и $h_{max}F$ для дневных ионограмм (т.е. для случаев, когда в ионосфере присутствует слой E и уверенно указывается высота его основания). Для ночных ионограмм полное совпадение относится только к критической частоте слоя

F2. Высота максимума слоя F2 по данным радиозондирования с ПКС «МИР» определяется существенно точнее, чем по данным наземного радиозондирования.

Таким образом, можно утверждать, что значения критической частоты, полученной при помощи спутникового и наземного радиозондирования, тождественны и для дневных и для ночных условий. Это позволяет проводить численные исследования, сопоставляя данные наземного и спутникового радиозондирования одновременно, а также корректировать ионосферную модель IRI, в частности, строить карты критической частоты ионосферы с учетом данных обоих типов.

3. Метод адаптации модели IRI

Для коррекции модели IRI использовался метод кригинга [Samardjiev and Bradley, 1993], представляющий собой интерполяционный метод, в котором значение в расчетной точке получается путем взвешенного усреднения по начальным (заданным) значениям. Этот метод построен и применяется, в основном, для определения величин максимально применимых частот (МПЧ) в средней точке радиотрасс по измерениям критических частот на наземных ионосферных станциях. В применении к построению карт критических частот метод адаптируется следующим образом.

Входными данными является массив точек вида $(X_i, Y_i, foF2_i)$, где X_i и Y_i – географические широта и долгота i -й экспериментальной точки, а $foF2_i$ – критическая частота в этой же точке. Далее в каждой входной точке рассчитывается величина $\Delta foF2_i$, равная разнице между реальной критической частотой и частотой модели IRI в данной точке. Результат интерполяции представляет собой вычисляемую критическую частоту Z_0 в расчетной точке:

$$Z_0 = \sum_i \Delta f_oF2_i * Коef_{i0} * W_i + f_oF2_{IRI}$$

где $foF2_{IRI}$ – значение, вычисленное по модели IRI в расчетной точке, а W_i – весовые коэффициенты, являющиеся решениями системы линейных уравнений:

$$\sum_{i=1}^N V_{ij} * W_i = V_{j0}, \quad j=1,2,...N, \quad \sum_{i=1}^N W_i = 1.$$

В данной системе уравнений V_{j0} – представляет собой расстояние от j -й точки до точки, в которой производится коррекция, а V_{ij} – расстояние между i -й и j -й точками, для расчета которого используется следующая формула

$$V_{ij} = \sqrt{(X_i - X_j)^2 + [SF * (Y_i - Y_j)]^2}.$$

В данной формуле SF – широтный фактор, который имеет значения 2.0 для средних, 0.8 для низких и 2.1 для высоких широт, его значения взяты из [Stanislawska, Tulunay et al., 1995].

Дополнительный множитель $Коef_{i0}$ определяется следующим образом:

$$\text{Koeff}_{i0} = \exp\left(-\frac{D_{\text{Lati}0}^2}{D_{\text{lat}}^2} - \frac{D_{\text{Loni}0}^2}{D_{\text{lon}}^2}\right),$$

где $D_{\text{Lati}0}$ и $D_{\text{Loni}0}$ – расстояние по широте и долготе, соответственно, между i -й экспериментальной точкой и точкой, в которой производится коррекция. Смысл введения данного множителя состоит в усилении влияния точек, наиболее близко расположенных к области коррекции и в ослаблении вклада точек, удаленных от данной области. Расстояния D_{Lat} и D_{Lon} представляют собой характерные расстояния по широте и долготе, на которых критическая частота меняется в e раз. В условиях спокойной ионосферы они составляют 500 и 1000 км, соответственно [Stanislawski, Tulunay et al., 1995].

4. Региональная коррекция ионосферной модели IRI

Для рассмотрения метода коррекции по данным наземного и спутникового радиозондирования были выбраны некоторые серии ионограмм, полученные на станции «МИР» 31 марта. Для численных расчетов был отобран участок траектории в Южном полушарии в районе Австралии, поскольку в этой области находилось наибольшее число наземных ионосферных станций, рядом с которыми пролетала ПКС «МИР».

Участком траектории, использованным в численных расчетах, стал участок траектории ПКС «МИР» с 16:18 по 16:28 универсального времени (UT). При коррекции использовалась информация с 15 ионограмм и 5 наземных ионосферных станций. В таблице 1 приведены названия использованных ионосферных станций и номера ионограмм с ПКС «МИР» (первая колонка), а также отношение разности критических частот, полученных в эксперименте и вычисленных по модели IRI, к экспериментальной частоте, выраженное в процентах относительно последней (колонка $\Delta F_{\text{мод}}$, %). Величина ($\Delta F_{\text{корр}}$, %) будет объяснена ниже.

На основании входных данных карта критических частот строилась в трех видах: скорректированная по наземным станциям, по ионограммам с ПКС «МИР» и по совместным данным наземного и спутникового зондирования. Результаты представлены на рисунке 3. Рассмотрим последовательно каждое из этих построений.

Как видно из рисунка 3 и данных таблицы 1, в среднем относительное отклонение эксперимента от модели составило 15%, варьируясь в пределах от 3.5% до 40.6%. Наибольшее расхождение между моделью и экспериментом наблюдается на двух станциях – Vanimo и Darwin. В оставшихся трех точках хоть и есть отличие от модели, однако величина его меньше. Особый интерес представляют Vanimo и Darwin, поскольку по карте модели IRI эти станции находятся примерно в области с одинаковым «фоном» критической частоты – от 6.5 МГц до 7.5 МГц. Несмотря на это, на одной из станций имеет место значительное превышение реальной критической частоты над моделью, а на другой – частота значительно меньше реальной. Иначе говоря, имеет место область, где изменение свойств ионосферы на коротких расстояниях значительно.

Как следует из рисунка 3, изменения на карте 2, построенной по скорректированной по наземным станциям модели IRI, коснулись, в основном, формы линий одинаковой критической частоты. На карте 2, в сравнении с картой 1, построенной по модели IRI, они изогнулись таким образом, чтобы через экспериментальные точки прошли линии изочастоты с соответствующими значениями. Однако принципиально новых деталей на карте не отмечено.

Вторым этапом работы стало проведение коррекции по данным ПКС «МИР». Были отобраны 15 ионограмм с участка траектории, находящегося примерно в том же районе, что и наземные станции. Результаты коррекции приведены на карте 3 рисунка 3, где также отмечены места расположения ПКС «МИР» во время съемок ионограмм. Как видно из таблицы 1, относительное отличие модельных критических частот от реальных в среднем составило 10%, варьируясь в пределах от 1.9% до 29.1%.

Таблица 1.

№ ионограммы / название станции	$\Delta F_{\text{мод}}$, %	$\Delta F_{\text{корр}}$, %
532	29.1	21.1
533	6.5	3.3
534	4.3	0.6
535	14.9	5.3
536	15.4	0.2
537	14.5	2.2
538	12.2	3.3
539	13.8	6.8
540	5.7	1.5
542	3.3	1.9
544	3.5	1.1
546	1.9	0.2
548	3.9	2.4
549	8.0	3.6
550	12.9	7.8
Vanimo	40.6	37.4
Darwin	19.8	14.4
Townsville	7.6	1.3
Brisbane	3.5	10.5
Canberra	3.6	8.9

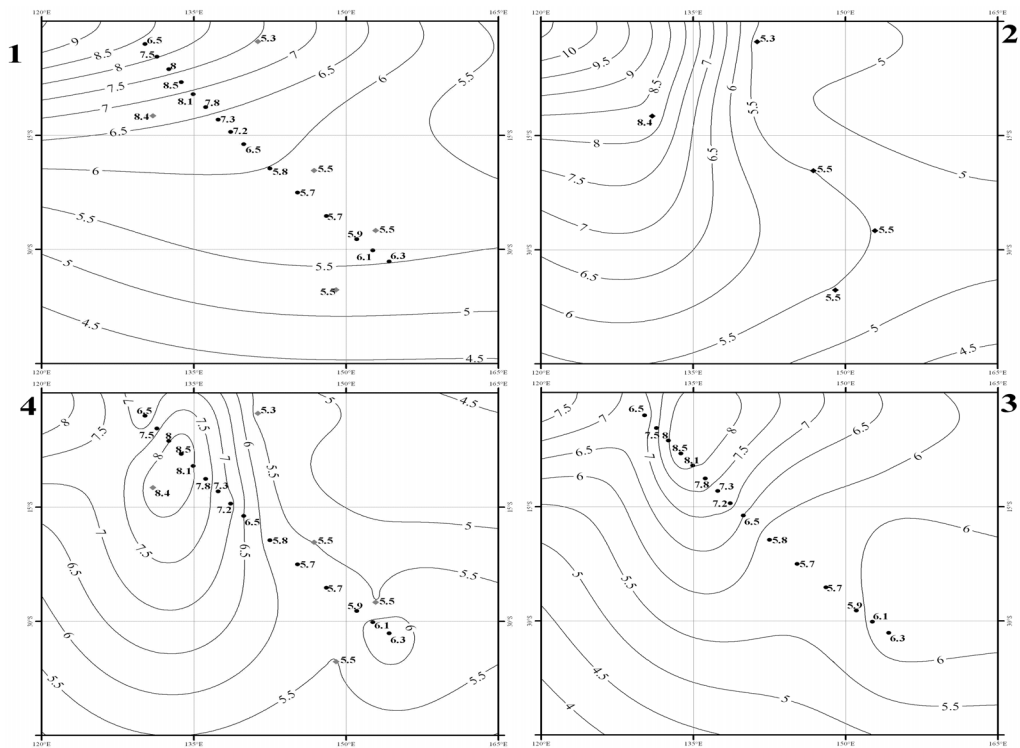


Рис. 3.

Стоит обратить внимание на то, что, как и в случае с наземными данными, в точках, расположенных в области широт от 0 до 15 градусов, величина относительного отклонения модели от эксперимента имеет наибольшее значение. Более того, с 532 по 535 ионограмму (таблица 1) сначала наблюдается рост критической частоты до 8.5 МГц, а потом критическая частота начинает спадать до уровня, соответствующего модельному. Можно предположить, что на этом участке траектории наблюдается некоторое «возмущение» критической частоты с максимумом в точке съемки 535 ионограммы. Эта экспериментальная особенность также подтверждает то, что характер ионосферы в данной области отличен от спокойного.

Скорректированная методом кригинга карта 3 подтверждает это предположение. На ней в области 5° S 135° E. легко заметить образование некоторой замкнутой структуры с центром в указанной точке. Линии изочастоты изменяют свою форму таким образом, чтобы вписать эту замкнутую структуру в общую карту критических частот. Стоит отметить также и тот факт, что, несмотря на ориентированность начальных данных вдоль траектории спутника, новая структура на скорректированной карте выглядит ориентированной перпендикулярно направлению движения ПКС, а не вдоль неё, как этого можно было бы ожидать. Иначе говоря, даже при использовании данных, расположенных практически вдоль прямой линии, результат коррекции представляет собой не одномерную структуру.

Результат построения карты, скорректированной совместными данными от наземных станций и ПКС «МИР», приведен на рисунке 3 (карта 4). Общая картина говорит о наличии в области 10° S 132° E ионосферной неоднородности замкнутого типа. Данная неоднородность имеет положительный знак, поскольку значение критической частоты внутри нее превышает уровень, соответствующий частоте модели IRI.

Следующим этапом расчетов стала численная проверка метода. Для этого из входного массива поочередно убирались экспериментальные точки, и скорректированные значения частоты для этих точек сравнивались со значениями, зафиксированными в этих точках экспериментально. При таком сравнении точки расположения ионосферных станций и ПКС «МИР» выступают с одной стороны как абстрактные точки, в которых рассчитывается значения критической частоты по описываемому методу, а с другой стороны, как точки, в которых значение критической частоты известно с точностью проведения эксперимента. Данные подобного сравнения приведены в последнем столбце ($\Delta F_{\text{корр}}$, %) таблицы 1, где приведено отношение (выраженное в процентах) разности критических частот, полученных в эксперименте и вычисленных по адаптированной модели (при проведении коррекции без участия самой этой точки) к экспериментальной частоте. Как следует из таблицы 1,

до коррекции величина относительного отклонения модели от реальности составляла в среднем величину 11.2%, находясь в пределах от 1.9% до 40.6%. После проведения коррекции отклонение критической частоты от модели составило в среднем 6.7%, варьируясь в пределах от 0.2% до 37.4%. Таким образом, проведение коррекции позволило снизить погрешность в определении реальной критической частоты в отдельно взятой точке практически в два раза.

Между расчетами, проводимыми по любой ионосферной модели (как адаптированной, так и нет), и результатами экспериментальных исследований можно численно оценить тесноту связи [Кремер, 2006] путем расчета коэффициента корреляции. В нашем случае для оценки адекватности рассмотренного метода следует сравнить коэффициенты корреляции между множествами экспериментальных и модельных значений, а также между множествами скорректированных и экспериментальных значений. Чем выше теснота связи между множествами, тем ближе к единице будет значение коэффициента корреляции между этими множествами. Для получения вывода о практической значимости использования математической модели принято в статистике давать качественную оценку показателям тесноты связи с использованием, так называемой, шкалы Чеддока.

Коэффициент корреляции между экспериментальными данными и модельными значениями до проведения коррекции составлял 0.53. После проведения коррекции по совместным данным он стал 0.79. Таким образом, можно сказать, что по шкале Чеддока связь между моделью и экспериментом характеризуется как «заметная», а между скорректированной по совместным данным моделью и экспериментом – как «высокая». Отметим, что указанная разница (0,26) больше чем разница между соседними категориями шкалы Чеддока (0,2).

5. Выводы

1. Совместное использование данных наземного и спутникового радиозондирования ионосферы позволяет улучшить региональную модель ионосферы IRI по сравнению с улучшением, которое достигается применением каждого из методов по отдельности. В частности, на контурных картах плазменной частоты в максимуме области F2 появляются новые детали, неучет которых может существенно ухудшить условия радиосвязи, прогнозируемые по этим картам.

Совместное использование данных наземного и спутникового зондирования позволяет улучшить соответствие региональной модели ионосферы IRI экспериментальным данным по сравнению с тем улучшением, которое достигалось бы применением каждого из методов по отдельности.

2. При проведении коррекции предлагаемым методом, основанным на методе кригинга, в конкретном примере величина относительного отклонения критической частоты модели от реальности изменилась в среднем от величины 11.2% до проведения коррекции до величины 6.7% после проведения коррекции. При этом коэффициент корреляции между экспериментальными данными и модельными значениями изменился от 0.53 (до проведения коррекции) до 0.79 (после коррекции и по спутниковым и по наземным данным), что соответствует изменению тесноты связи с «заметной» до «высокой» по шкале Чеддока.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Азизбаев М.Р. Оценка модели IRI-2001 по данным ионограмм с «задержанным нижним следом» // Труды государственного ин-та прикладной экологии, М.: 2005, с. 140-144.
2. Барабашов Б.Г., О.А. Мальцева Ионосферное обеспечение однопозиционных пеленгаторов-дальномеров диапазона дециметровых волн // Труды научно-исследовательского института радио. М.: 2003, с. 122.
3. Бенькова Н.П., П.В. Кица, Е.Ф. Козлов и др. Профили внешней ионосферы и их модельное представление // Геомагнетизм и аэрономия, 1990, т. 30, №6, с. 945-947.
4. Бенькова Н.П., У.Ф. Козлов Главный ионосферный провал по данным ИСЗ ИК-19 // Тезисы докладов Международного семинара «Результаты комплексных исследований по данным ИСЗ «ИК-19». с.12. Калуга.: 1988.
5. Бенькова Н.П., Е.Ф. Козлов, Н.А. Коченова и др. Высотно-широтное распределение электронной плотности в субавроральной ионосфере по данным ИСЗ «Интеркосмос 19» и наземных ионосферных станций // Геомагнетизм и аэрономия, 1985, т. 25. №6. с. 893-899.
6. Васильев Г.В., Л.П. Гончаров, Ю.В. Кушнеревский, и др. Предварительные результаты зондирования внешней ионосферы с борта ИСЗ «Интеркосмос 19» // Геомагнетизм и аэрономия. 1985, т. 25. №3. с. 451-456.
7. Данилкин Н.П., Н.Г.Котонаева Расчет высотных профилей электронной концентрации в ионосфере по ионограммам космической станции «МИР» // Радиопизика, 2002, т. 75. №5. с. 367-374.

8. Коченова Н.А. Модельные представления крупномасштабной структуры ионосферы средних и низких широт по данным ИСЗ "Интеркосмос-19" // Тезисы докладов Международного семинара «Результаты комплексных исследований по данным ИСЗ «ИК-19». с. 13. Калуга.: 1988.
9. Кремер Н.Ш. Теория вероятностей и математическая статистика // с. 425. М.: 2006.
10. Danilkin N.P. The results of the satellite radio sounding of the ionosphere in the vicinity of the F layer maximum // Int. J. Geomagn. Aeron. 2001, v. 3, №2, p. 173.
11. Samardjiev T., Bradley P.A. Ionospheric mapping by computer contouring techniques // Electronics Lett., 1993, v. 29. № 20.
12. Stanislawska I., Tulunay Y., Gulyaeva T.L. Transportable ionosonde in PRIME project Proc. Of COST238 // PRIME Workshop El Arenosillo. p. 91-100. Spain.:1995.

Заключение

Наземно-космическая система радиозондирования ионосферы в XXI веке

Ионозонд может обеспечить полный контроль параметров ионосферы и атмосферы. Для этого необходимо установить все существенные связи в самосогласованной системе, берущей свое начало от обработки всех параметров каждого отраженного или прошедшего ионосферу насквозь сигнала во всех видах радиозондирования. А также на системном уровне использовать синхронную работу бортовых и наземных ионозондов.

Каким должен быть наземный сетевой ионозонд в начале XXI века?

Наиболее характерной чертой ионозонда должна быть возможность получения всей информации в режиме системного радиозондирования. Это означает, что, кроме вертикального радиозондирования (ВЗ) и наклонного (НЗ), наземная ионосферная станция должна регистрировать ионограммы внешнего радиозондирования (ВнЗ) и трансionoсферного (ТИЗ) - прямого или обратного - с борта КА. При этих условиях ионосферная станция значительно расширяет зону, в которой она контролирует состояние ионосферы. Кроме информации ВЗ, она теперь получает информацию об обширной области (около 5000 км при высоте ИСЗ в 1000 км) вдоль трассы ИСЗ из ионограмм ВнЗ. Это позволяет получить $N(h)$ профили внешней и внутренней ионосферы. Вычисление $N(h)$ профилей сверху и снизу позволяет более точно определить два важнейших для прикладных программ параметра ионосферы – $N_{\max}F$ и $h_{\max}F$. Регистрируемые при внешнем зондировании $h'(f)$ -кривые отражения от Земли позволяют вычислить $N(h)$ профили внутренней ионосферы в модельном приближении. Эта модель корректируется при каждом прохождении ИСЗ над очередным наземным ионозондом. Получаемые здесь же трансionoграммы (прямые и обратные) дополнительно дают сведения о состоянии ионосферы ориентировочно вдоль наклонных лучей, которые соединяют ИСЗ и наземную станцию. Эта дополнительная информация о параметрах ионосферы, расположенной в местах, которые не совпадают с областями ионосферы, контролируемыми при внешнем зондировании. Фиксируемые при этом углы прихода радиоволн с ИСЗ при прямом трансionoсферном зондировании дают дополнительную серию параметров для вычисления состояния ионосферы, в том числе, возможность проводить диагностику ионосферных неоднородностей. Если в зоне видимости наземной ионосферной станции оказывается ИСЗ (например, обитаемая космическая станция), находящийся ниже высоты максимума концентрации электронов в области F2, то резко увеличивается чувствительность системы для диагностики ионосферных неоднородностей. Следует также иметь в виду, что при стандартном расположении антенного поля наземной ионосферной станции, при котором излучающая антенна одна, а приемных антенн насчитывается от 4-х до 16-ти, сигналы ТИЗ и ОТИЗ могут распространяться по различным траекториям, что может дать дополнительные параметры для восстановления пространственной структуры ионосферы.

Возможны различные схемы работы ионосферной станции, оборудованной аппаратурой системного радиозондирования. Для того чтобы не прерывать длительные и ценные ряды наблюдений, проводимых многими ионосферными станциями уже в течение нескольких десятилетий через каждые 15 минут, можно, например, рекомендовать следующий режим. При отсутствии ИСЗ в зоне радиовидимости настоящей станции она проводит стандартное 15-минутное (или более частое в специальные дни) зондирование ионосферы в режимах ВЗ и НЗ. При этом кроме дистанционно-частотных характеристик (т.е. ионограмм) снимаются также многочастотные поляризационные зависимости поглощения радиоволн, которые дают возможность определения $N(h)$ профилей внешней и внутренней ионосферы, в том числе и в D- области ионосферы, а также проводятся другие измерения.

При появлении ИСЗ в зоне видимости ионосферной станции его бортовая аппаратура переводится в режим, когда полученные ионограммы ВнЗ здесь же передаются на Землю. На ионосферной станции из этих сигналов выделяются синхронизирующие импульсы, которые управляют работой передатчика ВЗ таким образом, чтобы его излучение попало в соответствующие временные и частотные «окна» приемной аппаратуры бортового ионозонда. В этом случае на ионограмме ВнЗ регистрируются сигналы ОТИЗ, которые вместе с ионограммой ВнЗ поступают на обработку на ионосферную станцию. Таким образом, на ионосферной станции одновременно должны регистрироваться ионограммы ВЗ, НЗ, ВнЗ, ТИЗ и ОТИЗ.

В случае одновременной регистрации результатов различных видов зондирования в одном месте могут возникнуть затруднения, когда при данной системе синхронизации групповые задерж-

ки будут одинаковыми, т.е. будут накладываться друг на друга, создавая взаимные помехи. Такое возможное осложнение, которое может быть особенно заметно в местах расположения нескольких ионосферных станций, тем не менее, не носит принципиального характера. Его можно устранить, либо изменяя окна синхронизации, либо за счет использования приемных антенн с разными диаграммами направленности. Возможны и другие методы. В особых случаях, когда указанный эффект несмотря на принятые меры все же остается, можно проводить мешающий вид зондирования в другое, достаточно близкое, время, например, провести сеанс НЗ сразу после сеанса ВЗ и ВнЗ, выделяя отдельные сеансы для каждого направления.

Понятно, что такая перестройка работы ионозондов повлечет за собой изменение материалов, выдаваемых ионосферными станциями (f -графиков, месячных таблиц и др.) Однако эти изменения в силу внутреннего сходства выбранных методов зондирования, основанных, как отмечалось, на однородном анализе дисперсных свойств ионосферы, не носят принципиального характера. Так, например, параметры ТИЗ могут дополнительно, если необходимо, регистрироваться на тех же f -графиках и т.п.

В целом же информация, которая будет регистрироваться на ионосферных станциях системного радиозондирования, существенно (ориентировочно до 5000 км) расширит зону действия этих станций. При этом будет проводиться диагностика как внешней, так и внутренней ионосферы, а число атмосферных и ионосферных параметров, регистрируемых ионосферной станцией значительно увеличится.

Сборник научных трудов

ТРУДЫ
ИНСТИТУТА ПРИКЛАДНОЙ ГЕОФИЗИКИ
ИМЕНИ АКАДЕМИКА Е.К. ФЁДОРОВА

ВЫПУСК 87

**РАДИОЗОНДИРОВАНИЕ ИОНОСФЕРЫ
СПУТНИКОВЫМИ И НАЗЕМНЫМИ ИОНОЗОНДАМИ**

Редактор С.И. Авдюшин
Технический редактор А.В. Константинова
Компьютерная верстка А.В. Константинова
Дизайн обложки Н.Н. Беляева

Подписано в печать 17.07.2008. Тираж 100 экз.
М.: ИПГ им. академика Е.К. Фёдорова