

Труды XXIX научной конференции по радиофизике

СЕКЦИЯ
«ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН»

Председатель – А.В. Калинин, секретарь – В.А. Яшнов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.

ЛАБОРАТОРНЫЕ ИССЛЕДОВАНИЯ ДИФРАКЦИИ СВЧ-ИЗЛУЧЕНИЯ НА ПЛОСКИХ ТЕЛАХ ПРОИЗВОЛЬНОЙ ФОРМЫ

Н.А. Дугин^{1,3)}, Е.А. Панков^{1,3)}, Д.А. Смирнов²⁾

¹⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

³⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Последние несколько лет сотрудники НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского занимаются исследованием эффекта просветной радиолокации – частного случая бистатической радиолокации. При проведении экспериментов по локации как объектов космического мусора, так и воздушных целей [1, 2], основной проблемой была интерпретация результатов при неопределенном положении объекта относительно системы «передатчик-приемник». Для лучшего понимания процесса просветной дифракции и оценки ожидаемых уровней принимаемого рассеянного объектом сигнала было решено поставить лабораторный эксперимент по облучению плоских мишеней произвольной формы СВЧ излучением, определению зоны просветного эффекта и соотношения уровней рассеянного и прямого сигнала передатчика.

Измерения проводились в лабораторном помещении кафедры распространения радиоволн и радиоастрономии ННГУ им. Н.И. Лобачевского. Для проведения эксперимента использовались три схемы. В первой схеме эксперимента мишень передвигалась перпендикулярно линии излучатель-приемник в середине на расстоянии 6 метров от приемной и передающей антенн (рис. 1). Выбранное расстояние определено габаритами лабораторного помещения: при подобных параметрах приёмник и передатчик размещены на максимально возможное расстояние. Такая схема моделировала условия реального эксперимента, когда объект движется в пространстве между источником зондирующего сигнала и наземной приемной антенной. Во второй схеме мишень оставалась неподвижной, передвигалась приемная антенна; предполагалось сравнение диаграмм рассеяния, измеренных разными способами. В третьей схеме все три элемента экспериментальной установки оставались неподвижными. Облучаемый объект был расположен строго на линии между приёмником и передатчиком на том же расстоянии, что и в прошлой схеме. При этом изменялась частота сигнала, излучаемого передающей антенной.

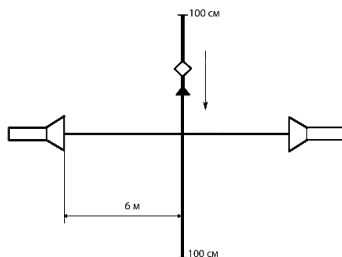


Рис. 1

Измерения проводились на четырех частотах: 8,2, 10, 11,8 ГГц (стандартный волновод 23x10 мм) и 17,8 ГГц (волновод 13x6,5 мм). Соответственно, длины волн составляли 3,66, 3,00, 2,54 и 1,68 см. Для всех указанных длин волн мишени находятся в ближней (промежуточной) зоне приемной антенны, но сокращение дальней зоны невелико и качественно не влияет на конечные результаты. Это подтверждается данными лабораторных работ на этой установке: ДН антенны сформирована и практически соответствует расчетной. Более важно то, что на мишень приходится не плоская, а сферическая волна, и на краях мишеней появляется дополнительный фазовый сдвиг. Для объектов симметричной формы это обстоятельство не влияет на центральный (просветный) максимум диаграммы рассеяния, для несимметричных мишеней возникают сложности с интерпретацией результатов.

В качестве излучателя в лабораторной установке применялся генератор Rohde & Schwarz SMF 100A в нашем частотном диапазоне – от 8 до 18 ГГц, в качестве приемника использовался спектроанализатор Rohde & Schwarz FSL18. Зондирующий сигнал излучался рупорными антеннами с широкими ДН для равномерного распределения мощности излучения по поверхности объекта во всей зоне его перемещения. Прием для повышения чувствительности проводился неподвижной узконаправленной антенной, ориентированной на передающую антенну.

Размеры, форма и материал исследуемых мишеней выбирались, исходя из трех основных положений просветной локации, которые заключаются в следующем:

- 1) рассеяние происходит на теневом контуре объекта и не зависит от его формы и материала;
- 2) размер объекта L должен быть много больше длины волны λ зондирующего сигнала ($L \gg \lambda$);
- 3) максимальная ЭПР объекта по направлению «вперед» рассчитывается по соотношению $\sigma = 4\pi (S/\lambda)^2$, где S – площадь апертуры объекта.

Поскольку в публикациях по этой тематике нигде не определена граница понятия «много больше», были выбраны мишени разных размеров и несколько длин волн излучателя, крайние из которых отличаются в 2,3 раза. Величина L/λ варьируется в пределах от 8 до 46.

В качестве мишеней использовались:

- 1) три рефлектора дипольных антенн - круглые диски диаметром 30, 43 и 55 см, изготовленные из углекомпозитного материала, аналогичного металлическому по отражательным свойствам;
- 2) рефлектор овальной формы с длинами осей 49x25 см;
- 3) комбинация круглого и овального рефлекторов;
- 4) поглощающий материал диапазона 10 ГГц – квадрат со стороной 34 см;
- 5) плоские фигуры неправильной формы, выполненные из композитного материала на 3D принтере ИПФ РАН [3]; две мишени имели гладкую форму, а две имели несколько острых углов.

Важным аспектом процедуры измерений был выбор зоны перемещения мишени и дискрет (шаг) единичного сдвига. Были опробованы варианты зоны ± 1 м, $\pm 0,5$ м и $\pm 0,25$ м и три величины сдвига 10, 5 и 2 см. Наиболее оптимальным оказалось сочетание

величины перемещения мишени $\pm 0,5$ м относительно центральной линии с шагом 2 см. Однако, при малом шаге с погрешностью установки мишени в нужную точку порядка ± 3 мм возростала неравномерность измеряемых зависимостей, что требовало аппроксимации измеренных кривых гладкими функциями.

На рис. 2 показаны графики изменения рассеянного сигнала от круглого диска размером 30 см на четырёх рабочих частотах, характерные для всех тел симметричной формы. Хорошо виден центральный (просветный) максимум, достаточно точно определяются его ширина и амплитуда в сравнении с «прямым» сигналом.

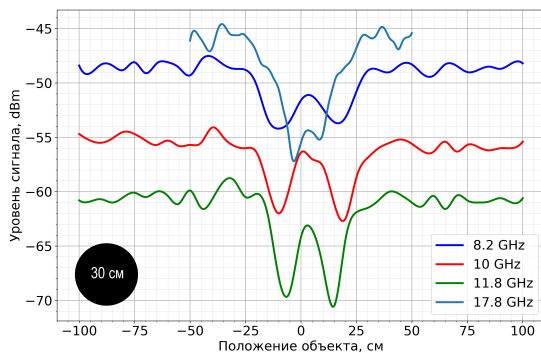


Рис. 2

На рис. 3 показаны графики изменения рассеянного сигнала от несимметричной мишени гладкой формы с максимальным размером 40 см. Форма и положение фигуры отображены в правом нижнем углу рисунка. На данных графиках хорошо видно отклонение максимума рассеянного луча от осевой линии и искажение его формы.

По результатам данных экспериментов сделаны следующие предварительные **выводы**.

Подтверждено наличие просветного максимума при дифракции СВЧ излучения на плоских телах, величина его варьируется в пределах (75 – 95)% от максимального («прямого») сигнала для фигур разного размера. Этот результат не соответствует приведенному выше расчетному соотношению для ЭПР, но физически более понятен: ЭПР не может быть больше площади, определяемой теневым контуром.

Оценена нижняя граница соотношения размеров мишеней к длине волны - предварительно объект должен быть более, чем в 15 раз больше; эти данные могут использоваться в планировании дальнейших экспериментов.

Форма главного максимума просветной диаграммы рассеяния близка к гауссовой функции для симметричных фигур и искажена для не симметричных.

Наблюдается сдвиг просветного максимума от осевой линии в зависимости от величины несимметрии формы объекта. Правильная интерпретация этого эффекта может быть сделана только при учете сферичности волны зондирующего сигнала.

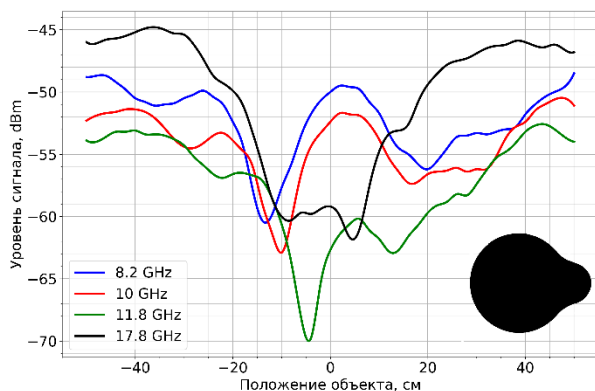


Рис. 3

Размеры помещения не позволяют провести дальнейшее увеличение рабочей частоты, которое желательно для получения как можно большего отношения размера мишени к длине волны. По результатам проведенных исследований будет определена необходимость повторения измерений на открытых площадках.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки: госзадание FSWR-2023-0038. Авторы также выражают благодарность проекту Н-029-0_2023-2025 (мнемокод FSWR-2023-0031) в рамках базовой части госзадания Минобрнауки за предоставление возможности проведения исследований на оборудовании кафедры распространения радиоволн и радиоастрономии радиофизического факультета ННГУ им. Н.И. Лобачевского (зав. кафедрой д.т.н. А.В.Калинин).

- [1] Дугин Н.А., Нечаева М.Б., Безруков В.В. // Изв. ВУЗов «Радиофизика». 2021. Т. 64, № 12. С. 994.
- [2] Дугин Н.А., Тихомиров Ю.В., Антипенко А.А., Чагунин А.К., Нечаева М.Б. // В кн.: Тр. II Всероссийской научной конференции «Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции волн» «Муром 2018». – Муром. 2018. С. 463.
- [3] Korolyov S., Goryunov A., Zemlyanukha P. // Sensors. 2022. Vol. 22, issue 19. P. 7132.

ВВЕДЕНИЕ ПОПРАВОК В КООРДИНАТЫ НАВЕДЕНИЯ АНТЕННЫ РТ-15 РАО НИРФИ-ННГУ «ЗИМЕНКИ»

Н.А. Дугин^{1,2)}, А.Е. Солин¹⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Без решения задачи эффективного управления приводными системами эксплуатации крупных антенн практически невозможна. Алгоритмы управления зависят от конструкции антенны и решаемых на ней задач. Обычно при стандартном графике работы требуется наведение антенны в заданную точку пространства и сопровождение источника излучения. Но при высокоточной калибровке усиления антенны, например, радиоастрономическим методом и в научных экспериментах по определению интенсивности излучения внеземных радиоисточниках необходимы нестандартные действия: многократные отведения от источника на заданный угол, определяемый шириной диаграммы направленности (ДН). Облучатель чаще всего смещен от геометрической оси антенны, а в многодиапазонных системах с несколькими облучателями они принципиально расположены не на оси, т. е. требуется введение поправок на «разъюстировку». Кроме того, большие зеркальные антенны подвержены весовым и температурным деформациям, приводящим к смещению точки фокусировки и, соответственно, к необходимости непрерывной коррекции координат наведения.

В настоящее время основной конструкторской схемой опорно-поворотных устройств (ОПУ) антенн является азимутально-угломестная монтировка, наиболее удобная для понимания пространственного положения и перемещения «луча» антенны. Реже для регулярных солнечных наблюдений используется экваториальная монтировка. Однако, в начале развития антенной техники применялись достаточно «экзотические» схемы ОПУ, обусловленные задачами сопровождения быстро движущихся объектов.

Антенна радиотелескопа РТ-15 в радиоастрономической обсерватории (РАО) ННГУ «Зименки» имеет именно такую схему монтировки с осями вращения E_1 и E_2 , связанными с азимутом A и высотой h следующими соотношениями:

$$\begin{aligned} tg(E_1) &= \frac{tg(h)}{\sin(A)} \\ \cos(E_2) &= -\cos(h) \cos(A), \end{aligned} \quad (1)$$

Радиотелескоп использовался в Службе Солнца НИРФИ в простом режиме непрерывного сопровождения Солнца на низких частотах, и такая схема ОПУ вызвала определенные трудности при калибровке и юстировке антенны перед серией других научных экспериментов на более высоких частотах [1, 2]. В первую очередь это коснулось измерений приращений сигнала от слабых источников излучения, т. к. процедура измерений требует отведения от источника только по азимуту для исключения влияния двух факторов: изменения поглощения излучения в атмосфере, зависящего от угла места (высоты) источника, и перераспределения излучения земли в боковые и задние лепестки ДН.

После полной замены приводных и следящих систем телескопа пульт управления был заменен на ЭВМ, для которой был разработан первый простейший вариант

программного обеспечения (ПО). В экспериментах 2023 г по наблюдению Солнца и навигационных КА на частоте 1.6 ГГц антенна уверенно наводилась в заданную точку и сопровождала источник. По измеренной ДН было определено смещение облучателя из фокуса (разъюстировка) с небольшим перекосом относительно геометрической оси зеркала, приведшем к искажению формы главного лепестка. Потери сигнала из-за неточного наведения доходили до 10%. Стала крайне актуальной необходимость в разработке дополнительного программного блока в ПО управления как для непрерывного введения поправок на разъюстировку, так и для периодических отведений антенны от источника на заданный угол по координатам (азимут, угол места). Алгоритм расчета поправок определяется соотношениями (1). При введении поправки по азимуту ΔA формулы преобразуются следующим образом:

$$\begin{aligned} E_1(\Delta A) &= \arctan \left(\frac{\sin(A + \Delta A)}{\tan(h)} \right) \\ E_2(\Delta A) &= \arccos(-\cos(h) \cos(A + \Delta A) + \sin(h) \sin(A + \Delta A)). \end{aligned} \quad (2)$$

При введении поправки по углу места Δh формулы преобразуются следующим образом:

$$\begin{aligned} E_1(\Delta h) &= \arctan \left(\frac{\tan(h) + \tan(\Delta h)}{\sin(A) * (1 - \tan(h) \tan(\Delta h))} \right) \\ E_2(\Delta A) &= \arccos(-(\cos(h) \cos(\Delta h) - \sin(h) \sin(\Delta h)) * \cos(A)). \end{aligned} \quad (3)$$

При значительных величинах разъюстировки по обоим координатам требуется коррекция положения облучателя в фокальной зоне. При стандартной монтажке измеряются поправки для азимута и высоты, рассчитываются величины смещения облучателя по горизонтали (азимут) и вертикали (высоты), проводится коррекция положения с последующими контрольными замерах новых значений разъюстировки. Измерение разъюстировки обычно проводится методом «на прохождение» источника через ДН: антенна выставляется в упреждающую точку походу движения источника по измеряемой координате, источник сопровождается по другой координате, проводится запись сигнала с контролем времени, по которой рассчитывается величина и знак разъюстировки.

Методика измерений разъюстировки и коррекции положения облучателя радиотелескопа РТ-15 по предварительному анализу должна быть аналогичной. Измеряются величины разъюстировки ΔE_1 и ΔE_2 по двум осям методом «на прохождение», рассчитываются величины поправок по азимуту и высоте по соотношениям:

$$\begin{aligned} \Delta A &= \arctan \left(\frac{\Delta E_1}{\sin(A)} \right) \\ \Delta h &= \arccos \left(\frac{\Delta E_2}{\cos(A)} \right). \end{aligned} \quad (4)$$

На рисунке ниже приведены графики зависимости координат по осям E_1 и E_2 от азимута и высоты источника. Показано, как оси E_1 и E_2 изменяются в зависимости от азимута при фиксированных значениях высоты. Каждая кривая соответствует одной из

заданных высот. Так же приведены графики изменения осей в зависимости от высоты, где был установлен фиксированный азимут ($A = 330^\circ$).

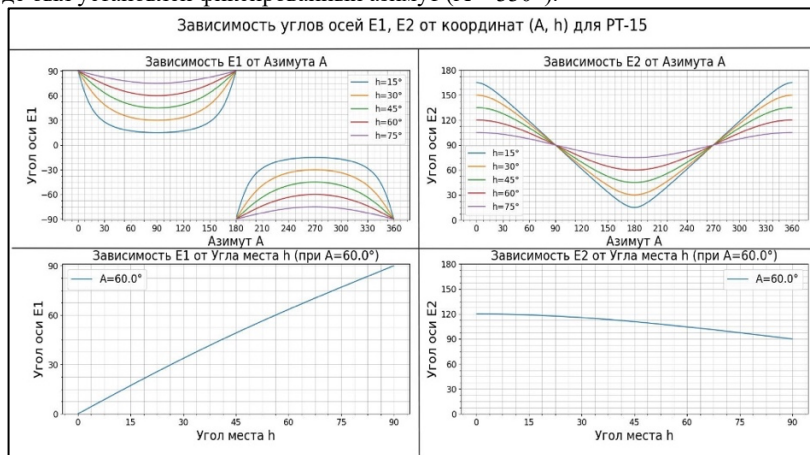


Рис.

Далее антенна устанавливается в исходное положение ($E_1 = 180^\circ$ и $E_2 = 30^\circ$ для подведения подъемного устройства к облучателю) и проводится коррекция положения облучателя по горизонтали и вертикали в плоскости, перпендикулярной геометрической оси зеркала. Процедура повторяется до достижения приемлемых значений разъюстировки (много меньше ширины ДН).

Основными этапами работ по совершенствованию системы управления РТ-15 будут: 1) установка и отладка ПО введения поправок к координатам, 2) проведение измерений разъюстировки вышеуказанной методикой по источникам малых угловых размеров с известными координатами и 3) коррекция положения облучателя.

Далее предоставлена таблица с расчетом поправок для РТ-15 при отведении по азимуту. Отведение обычно находится в пределах 3 градусов по азимуту и углу места (смотря, какая задача), в данной таблице были взяты значения, равные 3 градусам для азимута.

Табл.

$E_1, ^\circ$	$E_2, ^\circ$	$E'_1, ^\circ$	$E'_2, ^\circ$	$\Delta E_1, ^\circ$	$\Delta E_2, ^\circ$	T_{E_1}, c	T_{E_2}, c	$T_{общ}$
17,2	118,9	16,7	116	-0,5	-2,9	1,1	3,3	3,3
49,1	110,7	48,3	108,7	-0,8	-2	1,7	2,3	2,3
76,9	97,4	76,6	96,8	-0,3	-0,6	0,6	0,7	0,7

Здесь: E_1 и E_2 – углы наклона осей E1 и E2 без учёта отведения по азимуту,

E'_1 и E'_2 – углы наклона осей E1 и E2 с учётом отведения по азимуту,

ΔE_1 и ΔE_2 – углы отведения по осям E1 и E2,

T_{E_1} и T_{E_2} – времена отведения по азимуту для осей E1 и E2,

$T_{\text{общ}}$ – время, за которое антенна полностью отведётся на нужное значение поправки (в секундах). При отведении по углу места на тот же угол 3° максимальное время наведения в нужную точку не превышает 7 секунд. Так как оси на РТ-15 ортогональны и независимы друг от друга, то для расчетов берется самое большое время перемещения из двух осей.

В теории первые 2/3 пути отведения оси двигаются со скоростью переброса, оставшуюся 1/3 они линейно сбавляют скорость до скорости сопровождения. На данный момент точных экспериментальных сведений о том, как именно меняется скорость при отведении нет, и в дальнейшем она будет подбираться экспериментальным путем. Программный блок введения поправок представляет собой автоматическую систему для корректировки наведения антенны путем учета погрешностей позиционирования. Он может обеспечивать автоматическое введение поправок на разъюстировку антенны, минимизируя ошибки наведения. Таблица при отведении на 3° градуса по углу места аналогична, время отведения было максимальным 7 секунд.

Планируется дальнейшая интеграция разработанного блока ПО с системой управления РТ-15 для автоматического обновления параметров наведения в реальном времени с наименьшей задержкой ввода.

Работа выполнена при поддержке Минобрнауки: госзадание FSWR-2023-0038.

- [1] Антипенко А.А., Дементьев А.Ф., Дугин Н.А., Нечаева М.Б., Тихомиров Ю.В., Чагунин А.К. Юстировка антенн и калибровка РСДБ НИРФИ по сигналам космических аппаратов СРНС ГЛОНАСС и НАВСТАР – Препринт № 536. Нижний Новгород. 2011, 32 с.
- [2] Дугин Н.А., Нечаева М.Б., Антипенко А.А., Дементьев А.Ф., Тихомиров Ю.В. // Изв. ВУЗов «Радиофизика». 2011. Т. 54, № 3. С. 177.

ОСОБЕННОСТИ СПЕКТРОВ ИСКУССТВЕННЫХ УНЧ СИГНАЛОВ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ЭКСПЕРИМЕНТА FENIX-2024

Е.Н. Ермакова, А.В. Рябов

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

В ходе активного эксперимента FENICS-2024 на Кольском полуострове с использованием линии электропередачи в качестве горизонтальной излучающей антенны были зарегистрированы ультранизкочастотные сигналы диапазона 1-9 Гц на магнитных станциях, удаленных от передающей линии от ~1200 км до ~2100 км. Для теоретической интерпретации результатов эксперимента использована численная модель УНЧ волн, распространяющихся в 3D неоднородном волноводе Земля-ионосфера от горизонтального приземного тока. Эксперимент проводился в период с 26.07 по 08.08.2024. Исследованы амплитудные и поляризационные спектры УНЧ полей в приемных пунктах на разных удалениях от источника и при разном состоянии ионосферной плазмы над трассами распространения низкочастотных волн. Географические координаты источника и принимающих станций приведены в табл.1. В эксперименте FENICS-2024 были задействованы линия Л-400 Выходной – Оленегорск и линия Л-403 Выходной – Никель. Длина ЛЭП Л-400 составляла 205 км, а расстояние между пунктами VKH-OLE L=130 км, длина Л-403 - 95.6 км и расстояние между пунктами VKH-NIK 84 км. В ходе эксперимента генератор мощностью 200 кВт создавал в ЛЭП переменный ток с амплитудой от ~130-150 А на низких частотах. Ток в ЛЭП с заданной частотой подавался по расписанию сеансов с 00:00 до 04:00 мск, а 07-08.08 – с 19:40 до 23:45 мск.

Табл.1

Станция	код	Широта	долгота	R(км)
Выходной	VKN	68.84	33.08	0
Оленегорск	OLE	68.09	33.17	84
Никель	NIK	69.40	30.22	130
Борок	BOR	58.03	38.33	1231
Старая Пустынь	PUS	55.66	43.63	1600
Исток	IST	70.03	88.01	2100

Положение питающих линий Л-403, Л-400 приведены на рис. 1:



Рис. 1

На рис. 2 приведены графики экспериментальных и модельных спектров магнитных компонент СЮ и ВЗ в период работы линий Л-400 и Л-403 для станции PUS. Из графиков видно, что приближение точечного магнитного диполя для таких линий хорошо работает для расстояний больше 1000 км: адекватными получились сами значения магнитных компонент искусственных сигналов, а также соотношения между амплитудами компонент. При расчетах полей от линии Л-403 угол между направлением магнитного диполя и меридианом вычислялся по геометрическому размеру линии с учетом однородности земной коры вдоль нее и составлял $\sim 27^\circ$. Значения магнитных компонент для линии Л-403 варьировались в пределах $0.08 \div 0.25$ пТл. Для линии Л-400 амплитуда сигналов была примерно в 2 раза меньше, чем для Л-403. Вторая линия Л-400 оказалась менее эффективной для генерации УНЧ сигналов из-за меньшей протяженности и большой проводимости земной коры под ней: расчеты для этой станции проведены для $\sigma = 2 \cdot 10^{-4}$ См/м, для Л-403 - $\sigma = 8 \cdot 10^{-5}$ См/м, амплитуды приведены к току в 140 ампер.

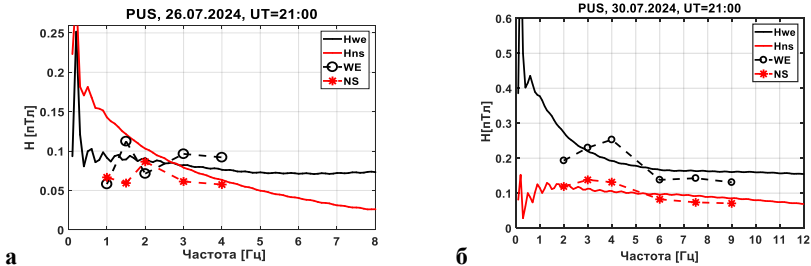


Рис. 2

На рис. 3 приведены для сравнения полные амплитуды магнитных компонент на станциях IST и PUS, приведенные к току в 1 ампер.

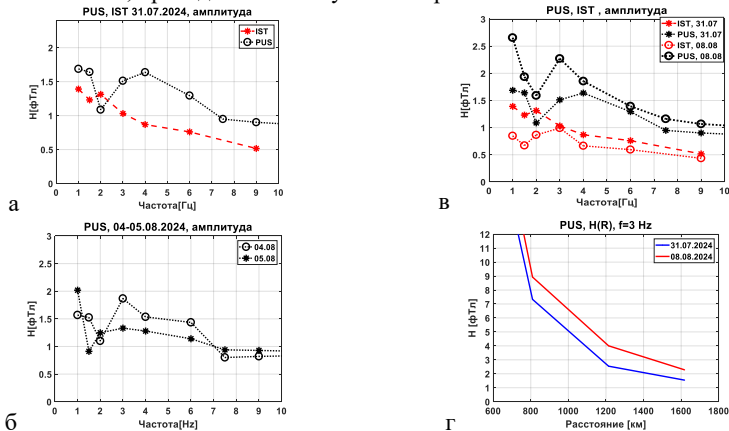


Рис. 3

Спектры амплитуды первых сеансов на станции PUS показывают немонотонный характер зависимости от частоты: увеличение на частотах 3-4 Гц или плато до 6 Гц. (рис. 3 а,б) Возможно, такой характер связан с влиянием структуры суб-ИАР. Далее будет показано, что влияние этого резонатора проявлялось в спектрах фоновых шумов. Графики демонстрируют более монотонное спадание амплитуды магнитных компонент на станции IST, чем на среднеширотной станции. Это связано тем, что IST находилась на освещенной стороне («полярный день») в период проведения кампании, и ионосфера была более плотной для трассы распространения УНЧ волн к этой станции. Разница в амплитудах магнитных полей сигнала на разных станциях отличается в 1.2-2 раза для первых сеансов. В период второго сеанса, когда работа передатчика начиналась в 19:40 мск, амплитуда магнитных сигналов на более низких частотах на станции PUS увеличивалась в 1.5 раза (рис. 3 в). Этот период примерно совпал с прохождением терминатора через PUS, поэтому амплитуда сигналов увеличилась по сравнению с первыми сеансами 30-31.07 из-за более плотной ионосферы. Моделирование зависимости амплитуды сигнала от расстояния (рис. 3 г) показывает увеличение амплитуды Н 08.08 примерно в 1.5 раза на частоте 3 Гц. На рис. 4 приведены спектры амплитуды сигнала на станции PUS 01.08 и 02.08.2024. Наиболее сильно различие в амплитудах в диапазоне до 6 Гц (рис. 4 а). 02.08 отсутствует рост амплитуды на 4 Гц, но наблюдается увеличение амплитуды на частотах 1 и 2 Гц. Добротность суб-ИАР была существенно ниже 02.08 по данным спектров поляризационного параметра фонового шума (рис. 4 б,в,г).

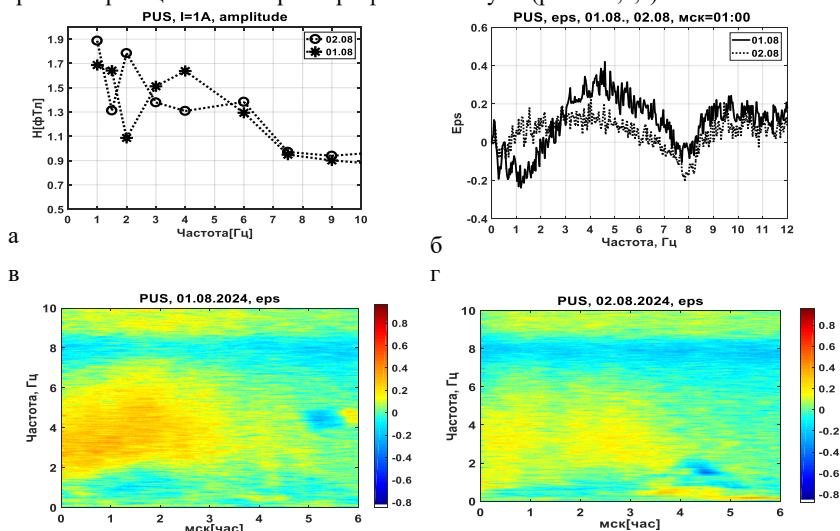


Рис. 4

Таким образом, 02.08 наблюдалось более монотонное спадание амплитуды УНЧ магнитных сигналов с частотой. На станции PUS для сеансов с использованием линии электропередач Л-403 всегда преобладала магнитная компонента ВЗ (рис. 3 б). Для

станции IST соотношение компонент менялось значительно: на частотах 1-4 Гц преобладала компонента СЮ, а на частотах > 5 Гц компонента ВЗ становилась сравнимой по амплитуде с компонентой СЮ и даже превышала ее (рис. 5 а). Положение этой станции практически на одной широте с источником делает соотношение компонент чувствительным даже к небольшим изменениям направления магнитного диполя (рис. 5 б). Причиной такого поведения источника может быть разная проводимость земной коры под разными частями линии из-за ее большой протяженности, и разная зависимость проводимости от глубины земной коры, а, следовательно, и от частоты. Данные наблюдений на станции IST взяты из [1].

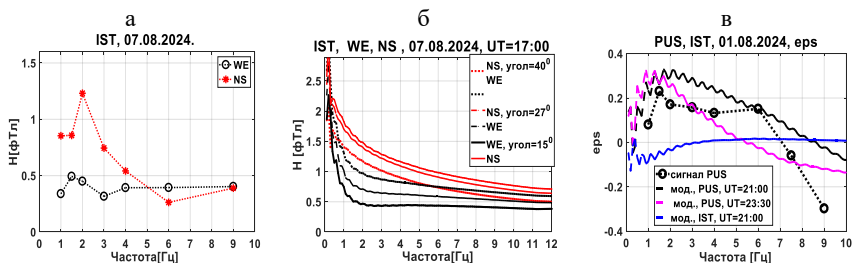


Рис. 5

На рис. 5 в представлены экспериментальные и модельные спектры поляризационного параметра сигнала 01.08 для станции PUS и модельный спектр для станции IST. Эллиптичность искусственных сигналов от горизонтальных линий определяется горизонтальной неоднородностью ионосферы вдоль трассы распространения УНЧ волн. В данном случае для станции PUS неоднородность волновода связана с разной освещенностью ионосферы. Абсолютная величина ϵ сигнала колеблется в пределах 0.2-0.3, что на порядок выше значения ϵ для однородного волновода.

Заключение

- Обнаружено влияние резонатора суб-ИАР на амплитудные спектры искусственного сигнала практически для всех сезонов на станции PUS и монотонный характер спада амплитуды на станции IST.
- Обнаружено влияние горизонтальной неоднородности ионосферы на трассе источник - PUS на спектры ϵ .
- Обнаружена сильная зависимость соотношения амплитуды компонент СЮ и ВЗ от частоты на станции IST.
- Динамика магнитных компонент УНЧ сигнала от сложного источника, адекватно интерпретируется расчетами УНЧ полей в дипольном приближении.

Работа выполнена по проекту № FSWR-2023-0038 в рамках базовой части Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

[1] Пилипенко В.А. и др. // Солнечно-земная физика. 2025. Т. 11, № 2. С. 1.

КВАЗИДЕТЕРМИНИРОВАННЫЕ ЭФФЕКТЫ В СТАТИСТИКЕ РЕНТГЕНОВСКОГО ИЗЛУЧЕНИЯ СОЛНЦА ПЕРЕД ВСПЫШКАМИ БОЛЬШОЙ МОЩНОСТИ

Л.П. Коган^{1, 2)}, А.Е. Вольвач²⁾, Л.Н. Вольвач²⁾

¹⁾ ННГАСУ

²⁾ ФГБУН «КрАО РАН»

Постановка задачи

Рассматриваются свойства статистики рентгеновского излучения Солнца в период перед вспышками высокой мощности. Применяемый подход позволяет оценивать уровень энтропии измеряемых процессов в режиме, близком к реальному времени. На интервалах времени порядка нескольких суток перед изучаемыми солнечными событиями обнаружено возникновение статистических зависимостей, близких к регулярным.

Целью данного исследования является определение статистических свойств рентгеновского излучения Солнца, которые могут интерпретироваться как предвестники приближения вспышки класса X. В статье показано, что вариации энтропии измеряемого поля возрастают при приближении солнечной вспышки высокой энергии. Поясним это теоретически. На рис. 1 схематически приведены зависимости плотности вероятности $\rho_1(w)$ и $\rho_2(w)$ для фонового шума $x_1(t)$ и соответственно дополнительного (независимого от фонового шума) случайного процесса $x_2(t)$, связанного с влиянием процесса подготовки приближающейся вспышки, а также плотность вероятности $\rho(w)$ «суммарного» случайного процесса $x(t) = x_1(t) + x_2(t)$, записанная в виде свертки вида $\rho(w) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho_1(w - w')\rho_2(w')dw'$. В [1] было показано, что сглаживание мелко-масштабных флуктуаций кривой $\rho_1(w)$ имеет место при условии, что стандарт флуктуаций случайной величины x_2 , определяющий ширину распределения $\rho_2(w)$, хотя бы в несколько раз превосходит интервал дискретизации h . Значение h задается при расчетах и определяет эффективный период указанных флуктуаций (см. рис. 1).

Для выявления подобных предвестников применяется статистический функционал, ранее введенный и апробированный в [1]:

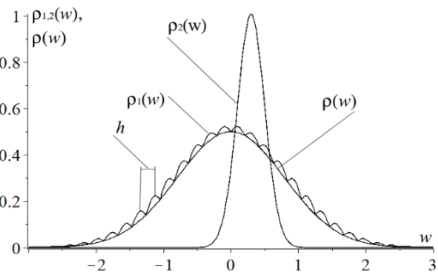


Рис. 1

$$L(\mu) = \frac{A}{M} \sum_{l=\mu-(M-1)}^{\mu} |L_l|, \quad L_l = \sum_{m=0}^{N-1} (-1)^m P_{m,l}. \quad (1)$$

Коэффициент $A = 1000$ вводится с целью перехода к удобной для анализа области значений функционала $L(\mu)$, каждое из которых отвечает времени завершения отрезка

реализации номер μ . Значение $M = 30$ определяет интервал усреднения по отдельным последовательным отрезкам реализации с одинаковой протяженностью в 3000 секунд, каждой из которых ставится в соответствие одно измерение интенсивности рентгеновского излучения $x(t)$. Коэффициенты $P_{m,l}$ во второй сумме – отвечающие отрезку реализации номер l вероятности попадания значений используемой в задаче вспомогательной функции $\sin(Sx)$ от непосредственно измеряемых значений $x = x(t)$ в локальный интервал номер m области значений вида

$$\sin(Sx)_{\min} + mh \leq \sin(Sx) < \sin(Sx)_{\min} + (m+1)h, \quad 0 \leq m \leq N-1. \quad (2)$$

В (2) нормировочный множитель $S = 10^8 \frac{\text{м}^2}{\text{Вт}}$ задается с тем, чтобы значения аргумента под знаком синуса были бы безразмерной величиной в интервале порядка $1 \div 100$. Переход к рассмотрению зависимости $\sin(Sx)$ вместо значений $x(t)$ объясняется тем, что в отличие от функции $\rho(w)$ распределения непосредственно измеряемой случайной величины $x = x(t)$, плотность вероятности $\rho_{\sin}(w)$ при $w \rightarrow \pm 1$ имеет интегрируемые особенности. Этот факт означает существенное усиление чувствительности предлагаемой методики [1]. Величина $h = 0.1$ в (2) есть ширина интервала дискретизации. При этом, с учетом свойств $\sin(Sx)$, общее число интервалов в (2) составляет $N = 2h^{-1} = 20$. Применяемый подход может быть назван методикой спектрально-вероятностного анализа.

Проведение численных расчетов

На рис. 2 приведена зависимость $L(n)$, соответствующая данным измерений интенсивности $x(t)$ рентгеновского излучения Солнца в диапазоне $(1 \div 8)\text{\AA}$ за период 15.08 – 6.09.2017. На горизонтальной оси значения $n = \frac{3000}{3600} \mu = \frac{5}{6} \mu$ соответствуют времени в часах от начала измерений в 00:00:00 15.08.2017. Зеленой и красной сплошными вертикальными прямыми отмечены вспышки класса X2.2 и X9.2, произошедшие 6 сентября 2017 года в 9.10 и соответственно 12.02 UTC. Здесь пара почти параллельных прямых 1 и 2 (угол между ними не превосходит 1.5°), проведенных через точки e, f и также g, a экстремумов кривой $L(n)$ образует канал [1]. Другая пара не менее параллельных прямых A_1 и A_2 (они проведены через точки a, j и, соответственно, d, m), называемых осевыми линиями [1], также формируют подобный канал. Все такие точки (их назовем направляющими точками (НП)) отбираются из максимумов и минимумов функционала $L(n)$ с помощью алгоритма с весьма жесткими ограничениями. Общее число направляющих точек всегда является ограниченным и на рис. 2 равно 12. Те из них, что не участвуют в построении границ указанных линейных структур, выделены либо красными (точки максимумов), либо зелеными (точки минимумов) прямоугольными контурами. (С целью иллюстрации уровня взаимной параллельности указанных двух пар прямых на рис. 2 приведены прямые линии l' и $2'$, а также A'_1 и A'_2 , параллельные соответствующим «не штрихованным» прямым.)

Как видно из рис. 2, несмотря на малое число НП, через них проходит несколько структур высокой степени детерминированности. Кроме указанных каналов, к числу таких структур относится прямая 3. Она проведена через НП f и j и при этом с высокой точностью проходит также и через направляющую точку i . Времени завершения

указанных линейных структур (см. [1]) сопоставляются моменты регистрации предвестников приближающейся вспышки. Им на рис. 2 отвечают зеленые и синие углощенные горизонтальные отрезки, соответствующие интервалам времени от момента регистрации предвестника и до начала первой из двух рассматриваемых вспышек.

На рис. 2 прямые, содержащие границы двух указанных каналов, формируют параллелограмм $abcd$. Моменты окончательного формирования такого рода параллелограммов (в данном случае это происходит в точке d) с высокой вероятностью укладываются в интервал порядка $20 \div 120$ часов перед соответствующей вспышкой X-класса.

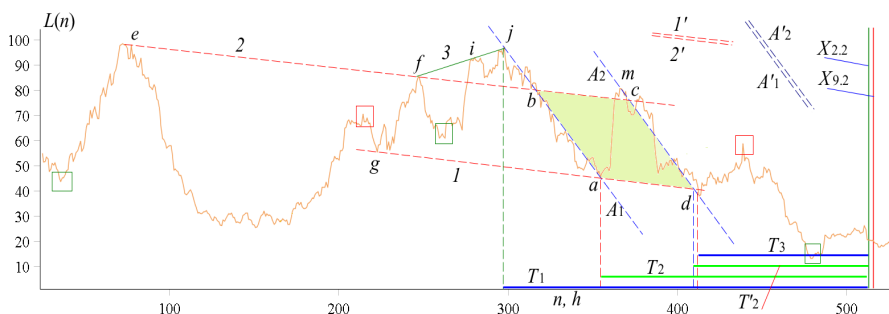


Рис. 2

Выводы

В работе анализируется феномен возникновения линейных структур высокой степени детерминированности для статистического функционала $L(n)$, построенного по статистике измерений интенсивности рентгеновского излучения Солнца и рассматриваемого как функция времени. Показано, что появление подобных линейных структур с большой вероятностью имеет место перед мощными солнечными вспышками класса X. Начало формирования таких объектов, как правило, отстоит на интервал порядка 5–10 суток от момента начала указанных солнечных событий. С учетом статистического и физического смыслов зависимости $L(n)$, возникновение подобных объектов свидетельствует о том, что перед началом солнечных событий X-класса уровень хаоса протекающих процессов начинает изменяться по существенно детерминированным законам.

- [1] Volvach A.E., Kogan L.P., Volvach L.N., Yakubovskaya I.V. // Advances in Space Research. 2025 (в печати).

ОБ ЭФФЕКТЕ ЛЕВИ ДЛЯ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ЗАВИСИМОСТИ СЛУЧАЙНОЙ ИНТЕНСИВНОСТИ ПОЛЯ В СЛОЕ С ПРЯМОУГОЛЬНЫМИ ФЛУКТУАЦИЯМИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПРОНИЦАЕМОСТИ

Л.П. Коган¹⁾, Т.М. Заборонкова^{2, 4)}, Г.И Григорьев³⁾

¹⁾ ННГАСУ

²⁾ НГТУ

³⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

⁴⁾ ИПФ РАН

Постановка задачи

Исследуется распространение плоской электромагнитной волны через одномерный случайно-неоднородный слой длины L с параметрами слоя, при которых может иметь место процесс блуждания Леви [1, 2]. Рассматривается случай нормального падения волны с напряженностью электрического поля $\mathbf{E}_0(x) = \mathbf{n} E_0 \exp(i\omega t - ikx)$. Диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon(x)$ задается в виде: вне слоя диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon(x) = \varepsilon^{(0)} = \text{const}$; внутри слоя $\varepsilon(x) = \varepsilon^{(0)} (1 + \sum_{m=1}^N A_m [H(x - x_m) - H(x - x_m - S_m)])$, где $H(z)$ – единичная функция Хевисайда, N – общее число неоднородностей прямоугольной формы, x_m – координата начала m -й неоднородности, которой отвечают ширина S_m и амплитуда $|A_m|$ (рис. 1). Считаем, что при всех индексах m ($1 \leq m \leq N$) параметры S_m и A_m – независимые случайные величины. При этом ширина неоднородности S_m распределена по Гауссу со средним значениями $\langle S_m \rangle = S$ и стандартом флуктуаций σ_S , а величина A_m равномерно распределена на интервале $[-\mathcal{A}, \mathcal{A}]$.

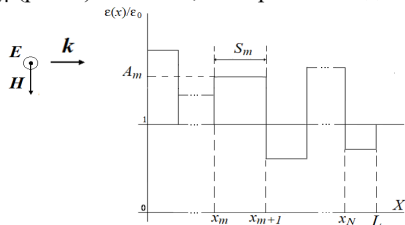


Рис. 1

Аналитическое выражение интенсивности волны для отдельной случайной реализации слоя

В [3] получено в явном виде следующее выражение интенсивности волны внутри слоя для его отдельной реализации (нормированной на интенсивность падающей волны):

$$J(x_m + S_m + 0) = \frac{T_m T_{m-1} \dots T_1 [\Lambda_{N,m+1} + \Phi_{N,m+1} (T_{N+1} T_N \dots T_{m+1})^2]}{\Lambda_{m,1} - \Phi_{1,m} \Phi_{N,m+1} (T_{N+1} T_N \dots T_1)^2}. \quad (1)$$

Функции $\Lambda_{m,1}$ и $\Lambda_{N,m+1}$, $\Phi_{m,1}$ и $\Phi_{N,m+1}$ в (1) определяются выражениями

$$\Lambda_{m,1} = 1 + \sum_{n=1}^{m-1} \sum_{j=n}^{m-1} \delta_n \alpha_{j+1}, \quad \Lambda_{N,m+1} = 1 + \sum_{n=m+1}^{N-1} \delta_n \left(\sum_{m=n+1}^N \alpha_m \right),$$

$$\Phi_{m,1} = \sum_{n=1}^m \alpha_n, \quad \Phi_{N,m+1} = \sum_{n=m+1}^N \alpha_n,$$

где $\delta_n = -R_n \prod_{s=n+1}^N T_s^2$, $n = 1, 2, \dots, N-1$; $\alpha_n = R_n \prod_{s=n}^N T_s^{-2}$, $n = 1, 2, \dots, N$.

В выражении (1) коэффициенты отражения R_m и прохождения T_m волны (по энергии) от границы неоднородности с номером m записываются в виде

$$R_m = \left| \frac{Z_m^2 - 1}{Z_m^2 + 1 - 2iZ_m \operatorname{ctg} \theta_m} \right|^2, \quad T_m = 1 - R_m.$$

Здесь $\theta_m = k S_m \sqrt{1 + A_m}$, а $Z_m = (1 + A_m)^{-1/2}$ – нормированный (на величину $[\mu_0/(\epsilon_0 \epsilon^{(0)})]^{1/2}$) импеданс неоднородности. Коэффициент $\delta_N = -R_N$.

Формула (1) определяет интенсивность $J(x_m + S_m)$ для отдельной реализации слоя.

Выражение (1) справедливо при условии $\left(1 + \frac{MR^2_{Max}}{(1-R_{Max})^{2(M+1)}} \right) \ll 1$, а также

$\left(\frac{A_m}{2+A_m} \right)^2 N \leq 1$. Здесь $M = N - m$ номер неоднородности при отсчете от правого конца слоя. На основании указанного условия может быть определено максимальное число N одномерных дискретных возмущений относительной диэлектрической проницаемости и соответствующие этому числу максимально допустимые значения амплитуды A_m отдельных неоднородностей в любой реализации слоя.

Результаты численных расчетов

Расчеты проводились применительно к случаю равномерного распределения величины неоднородностей A_m на интервале $[-\mathcal{A}, \mathcal{A}]$ при $\mathcal{A} = 0.35$. Все численные результаты соответствуют нулевому значению средней амплитуды $\langle A_m \rangle = 0$ для общего числа неоднородностей в слое $N = 30$. Каждая кривая на рис. 2 и 3 отвечает случайной интенсивности $J(x)$ для одной независимой реализации слоя.

На рис. 2 приведены зависимости интенсивности поля $J(x)$ от координаты x внутри слоя при значениях $S = \lambda$ и $\sigma_S = 0.01\lambda$, а на рис. 3 – при $S = 3\lambda$ и $\sigma_S = \lambda$. Кривые 1, 2, 3 (на рис. 2 и рис. 3) отвечают отдельным реализациям слоя. Как следует из анализа зависимостей, представленных на рисунках, во всех случаях имеют место блуждания Леви, где резкие изменения («скачки») интенсивности на относительно коротких интервалах изменения координаты x чередуются с существенно более протяженными участками малого изменения интенсивности. Для наглядности, горизонтальными отрезками зеленого цвета (на оси x) отмечены квазистабильные зоны для красной кривой 1 (на рис. 2), и для синей кривой 3 (на рис. 3). Общая протяженность таких зон составляет порядка или более половины толщины слоя. Этот факт позволяет прийти к выводу о возможности описания свойств случайной интенсивности J как функции от пространственной координаты x процессами блуждания Леви.

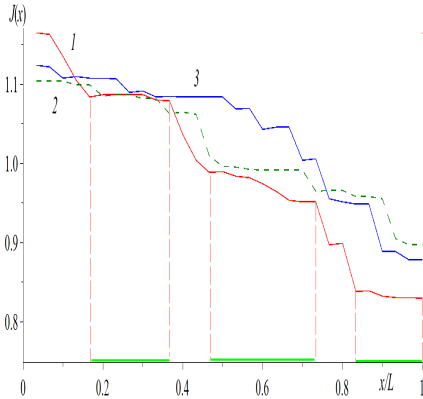


Рис. 2

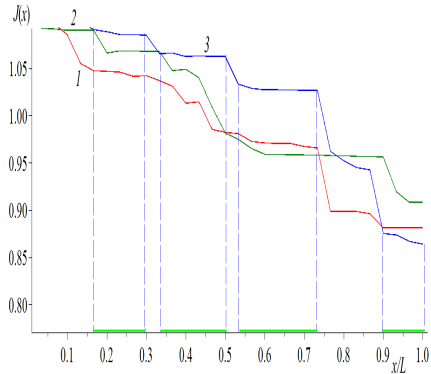


Рис. 3

Выводы

В работе рассмотрено возникновение блужданий Леви для пространственной зависимости интенсивности поля плоской волны, рассеянной на отдельной реализации слоя со случайно-неоднородными возмущениями диэлектрической проницаемости среды при сравнительно больших амплитудах флуктуаций ($|A_m| \lesssim 1$) прямоугольной формы. Показано, что блуждания Леви могут наблюдаться при условии соизмеримости амплитуды возмущений с фоновым значением диэлектрической проницаемости среды.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 24-12-00459).

- [1] Kincses D., Nagy M. & Csanád M. // Communications Physics. 2025. Vol. 8, Iss.1. P. 1.
- [2] Shadrivov I.V., Bliokh K., Bliokh Y.P., and Freilikher V. // Phys.Rev.Letter. 2010. Vol. 104, Iss. 12 :123902.
- [3] Humphries N.E., Queiroz N., Dyer J.R.M. et al. // Nature. 2010. Vol. 465, Iss.7301. P. 1066.
- [4] Коган Л.П., Заборонкова Т.М., Григорьев Г.И., Вольвач А.Е. // РЭНСИТ. 2025. Т. 17, № 2. С. 135.

АНАЛИЗ ПОГЛОЩЕНИЯ АТМОСФЕРЫ НА ДЛИНЕ ВОЛНЫ 1.35 СМ ПО ИЗМЕРЕНИЯМ НА РТ-22 ПРАО

А.В. Лапинов¹⁾, Д.А. Кондратьева²⁾, А.К. Киселёв²⁾,
Н.И. Лапин²⁾, Е.А. Трофимова¹⁾

¹⁾ ИИФ РАН

²⁾ НГПУ

Обсуждаются результаты детальных измерений прозрачности атмосферы на частоте 22.235 ГГц, проводившихся на РТ-22 Пушинской радиоастрономической обсерватории АКЦ ФИАН с марта 2023 г. по апрель 2025 г. при мониторинге мазеров H_2O . Точное знание поглощения атмосферы наряду с характеристиками используемых инструментов, таких как величина эффективной площади антенны, её зависимость от угла места и ошибки наведения, которые исследовались для РТ-22 нами ранее [1], крайне важны при измерениях потоков космических источников. Среди перечисленных факторов именно поглощение атмосферы является наименее предсказуемым и оказывающим наибольшее влияние на точность радиоастрономических наблюдений. Несмотря на то, что поглощение в земной атмосфере на 22.235 ГГц (длина волны 1.35 см), как и излучение наиболее ярких космических мазеров на этой же частоте, происходит в довольно высоко-возбуждённом вращательном переходе $J_{K_a, K_c} = 6_{1,6} - 5_{2,3}$ орто-состояния молекулы H_2O с энергией уровней ~ 640 К, именно водяной пар является определяющим радиопрозрачность в данном диапазоне. Типичные зависимости оптической толщины в зените на уровне моря в средних широтах от частоты в длинноволновом мм диапазоне приведены на рис.1. Красная кривая соответствует оптической толщине в летнее время, синяя – в зимнее время.

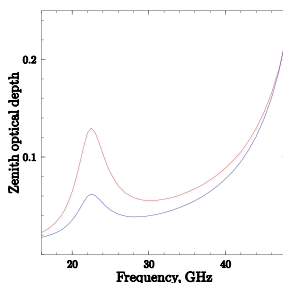


Рис. 1

В то время как подъём поглощения на оси частот справа обусловлен широкой кислородной полосой, состоящей из множества вращательных линий тонкой структуры молекулы O_2 , приходящихся на диапазон 50...70 ГГц, и практически зависит лишь от высоты над уровнем моря, величина поглощения вблизи резонансной линии H_2O крайне чувствительна к метеословиям и характеру облачности.

В настоящее время теория поглощения радиоволн в земной атмосфере является относительно хорошо изученной (см, например, [2]). Как показано в одной из наших предыдущих работ [3], особенно хорошее согласие между теоретическими расчётами поглощения на основе метеоданных и прямыми измерениями на различных обсерваториях достигается в мм – субмм диапазонах. Что же касается наблюдений в более длинноволновой области, а именно при измерениях на РТ-22 на длинах волн 1.35 см и 8 мм, то здесь в настоящее время коррекция поглощения в атмосфере проводится на основе полуэмпирической методики, изложенной в работе [4]. Последующий анализ этой методики позволил А.М. Толмачёву формализовать данный подход до уравнения, связывающего оптическую толщину в зените с приземной температурой, давлением и влажностью. Именно эта зависимость приведена в [5] и используется на РТ-22. Как нами было обнаружено, оценки поглощения на основе данного подхода несколько расходятся с расчётами, основанными на современной модели атмосферы, использованной нами в [3] и применённой к условиям РТ-22 ПРАО. Так на рис.2 нами приведены результаты расчёта оптической толщины в зените, усреднённые за 12 лет, для различных частотных диапазонов, представляющих интерес для РТ-22 ПРАО.

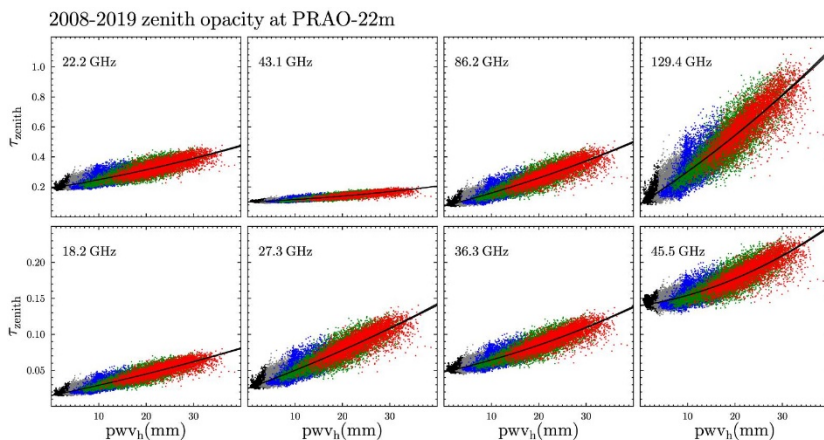


Рис. 2

Разным цветом показаны точки с шагом в 10°C в диапазоне температур от -20 до $+30^\circ \text{C}$ в зависимости от интегрального содержания водяного пара в атмосфере в единицах осадённого столба в мм, pwv . Естественно, что чем выше температура, тем больше значение pwv . Хорошо видно, что рассчитанные значения оптической толщины в зените по методике, описанной в [3], крайне редко опускаются на 22.235 ГГц ниже 0.2 даже в зимнее время. В то же время нами найдено, что значения τ в зените, вычисляемые по формуле А.М. Толмачёва, не достигают 0.2 даже в летнее время.

Для того, чтобы разрешить данное противоречие, мы на протяжении длительного времени с марта 2023 г. по апрель 2025 г. с периодом примерно в один месяц проводили измерения яркостной температуры Луны при разных углах места (метод Бугера), чтобы набрать статистику и корректно учесть поглощение при измерениях мазеров H_2O . Несмотря на то, что применённый метод теоретически можно было использовать непосредственно по измерениям сильных мазерных источников, мы выбрали Луну благодаря целому ряду факторов. Во-первых, в отличие от мазеров, её излучение является неполяризованным и, следовательно, сигнал не зависит от изменения позиционного угла при измерениях. Во-вторых, в силу большой глубины скин-слоя яркостная температура Луны на 22 ГГц крайне слабо зависит от фазы её освещения Солнцем [6]. В-третьих, измеряя Луну мы практически можем забыть о поправках наведения и изменениях доли мощности в основном луче диаграммы направленности по сравнению с соседними лепестками, т. к. всё равно все они смотрят на Луну. К тому же Луна в нашем диапазоне является очень ярким источником и её измерения даже при относительно небольших временах интегрирования характеризуются высоким отношением S/N и являются весьма наглядными.

В качестве примера в таблице ниже приведены результаты сравнения оптической толщины в зените для РТ-22 ПРАО, вычисленные по формуле А.М. Толмачёва на основе метеопараметров непосредственно в ходе измерений, и значений, определённых методом наименьших квадратов по измерениям яркостной температуры Луны за 2024 г. В скобках в третьем столбце указана среднеквадратичная ошибка.

Табл.

Дата	Расчёт τ по формуле А.М. Толмачёва	Определение τ по из- мерениям Луны	Отношение
22.01.2024	0.049	0.059(1)	1.2
19.03.2024	0.062	0.080(1)	1.3
16.05.2024	0.076	0.170(4)	2.2
07.06.2024	0.138	0.249(5)	1.8
28.08.2024	0.118	0.238(2)	2.0
29.08.2024	0.131	0.237(2)	1.8
30.08.2024	0.117	0.236(3)	2.0
24.09.2024	0.065	0.155(1)	2.4
18.11.2024	0.073	0.114(3)	1.6
18.12.2024	0.046	0.060(1)	1.3

В последнем столбце приведено отношение оптической толщины в зените, полученной нами из аппроксимации данных по Луне к расчёту по формуле А.М. Толмачёва.

В результате большого количества проведённых измерений найдено, что если в зимнее время расчёт поглощения в атмосфере, выполняемый на РТ-22 ПРАО, приблизительно совпадает с прямыми наблюдениями по Луне, хотя всё равно даёт систематически заниженные значения, то в летнее время расчеты по формуле А.М. Толмачёва дают примерно двукратное заниженные величины поглощения в зените. Подобная недооценка оптической толщины может приводить к особенно сильному занижению спектральной плотности измеряемых мазеров на низких углах. В частности, для

источника Sgr B2, кульминирующего в ПРАО на 7° над горизонтом, недооценка оптической толщины во время вспышки 07-06-2024 г. даёт занижение примерно в 2.5 раза.

Т. о. в ходе выполненных измерений нами наглядно показано, что на длине волны 1.35 см ни один из методов оценки оптической толщины в зените, описанных в [3, 5] не даёт правильных результатов. Оценка же поглощения по Луне является значительно более достоверным и наглядным методом, к тому же работающим не только в безоблачную погоду.

Работа выполнена при поддержке госзадания ИПФ РАН (тема FFUF-2024-0028).

- [1] Лапинов А.В., Толмачёв А.М., Лапин Н.И., Киселёв А.К., Чалова А.В. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике, посвящённой 100-летию со дня рождения Н.А.Железцова. 13–21 мая 2019 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 151.
- [2] The International Telecommunication Union Recommendation P.676, "Attenuation by atmospheric gases and related effects," <https://www.itu.int/rec/R-REC-P.676/en>.
- [3] Lapinov A.V., Lapinova S.A., Petrov L.Yu., Ferrusca D. // Proc. SPIE, 11453.
- [4] Жевакин С.А., Наумов А.П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1967. Т. 10, № 9 –10. С. 1213.
- [5] Конникова В.К., Лехт Е.Е., Силантьев Н.А. Практическая радиоастрономия: Учебное пособие – Москва: МГУ, 2011, 303 с.
- [6] Köppen J. // Lunar Radio Temperatures DF3GJ, Kiel, Dec 2020, <https://portia.astro-fysik.uni-kiel.de/~koeppen/JS/LunarTemps.html>.

УСТОЙЧИВОСТЬ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ЧАСТОТНЫХ ГРАНИЦ ЭМПИРИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ МНОГОЛУЧЕВОСТИ ПО ДАННЫМ НАКЛОННОГО РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

А.О. Щирий

ИЗМИРАН

Введение

Использование узкополосных каналов (порядка 3 кГц), характерных для традиционных систем связи, не позволяет разделять по задержке принимаемые парциальные моды ионосферного распространения коротковолнового (КВ) радиосигнала, и они интерферируют между собой. Интерференция приводит к тому, что амплитудно-частотная характеристика (АЧХ) линии связи становится изрезанной [1]. Использование широкополосных сигналов позволяет разделить принимаемые моды. В данной работе исследование эффектов многолучевого распространения КВ основано на данных наклонного зондирования ионосферы (НЗИ) широкополосным линейно-частотно-модулированным (ЛЧМ) сигналом [2-4]. Актуальность исследования эффектов многолучевого распространения КВ обусловлена необходимостью адаптации радиотехнических систем КВ диапазона к условиям распространения. Данная работа посвящена одному обнаруженному в ходе таких исследований факту, который может представлять интерес и с точки зрения радиофизики.

Методика исследований

Результат НЗИ обычно представляется в виде ионограммы, показывающей зависимость амплитуды принятого сигнала от частоты и времени группового запаздывания. Для систематизации результатов исследования эффектов многолучевого распространения КВ в ионосфере в [5] был предложен подход классификации по т.н. эмпирическим моделям многолучевости (ЭММЛ), когда диапазон распространения разбивается на интервалы по числу и типам мод распространения сигнала, а ось частот нормирована относительно максимальной наблюдаемой частоты (МНЧ). Однако в указанной работе [5] не был затронут ряд важных характеристик многолучевости, в том числе из-за ограниченной измерительной аппаратуры.

Нами были обработаны 5500 ионограмм НЗИ среднеширотных радиолиний (в скобках их обозначения) Хабаровск – Йошкар-Ола (2-1), Великобритания – Йошкар-Ола (3-1) и Кипр – Йошкар-Ола (4-1) за 2001-2010 гг. Были решены задачи выявления ЭММЛ (см. табл.1 и рис.1), установление частотей ЭММЛ, а также для наиболее вероятных (частых) ЭММЛ получения различных статистических характеристик [6,7], в том числе о частотных границах (ЧГ) ЭММЛ.

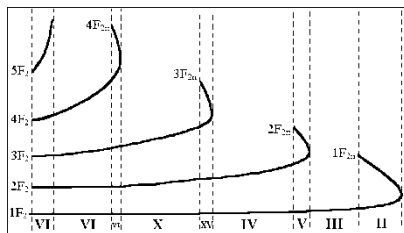


Рис. 1

Полученные результаты

В ходе анализа выявлено 15 ЭММЛ (пронумерованы римскими цифрами, см. табл. 1) и установлено [6,7], что наиболее вероятными являются ЭММЛ, образованные следующими модами (в скобках обозначения для двухскачковой 2-1): II – $1F_2$, $1F_{2n}$ ($2F_2$, $2F_{2n}$); IV – $1F_2$, $2F_2$ ($2F_2$, $3F_2$); X – $1F_2$, $2F_2$, $3F_2$ ($2F_2$, $3F_2$, $4F_2$); в названиях мод подстрочными “п” обозначены Педерсеновские моды.

Табл. 1

М	N	Моды для 1-скачковых	Моды для 2-скачковых	Расположение треков мод на ионограмме (схематично)
I	1	$1E$ ($1Es$)	$2E$ ($2Es$)	
II	2	$1F_2$, $1F_{2n}$	$2F_2$, $2F_{2n}$	
III	1	$1F_2$	$2F_2$	
IV	2	$1F_2$, $2F_2$	$2F_2$, $3F_2$	
V	3	$1F_2$, $2F_2$, $2F_{2n}$	$2F_2$, $3F_2$, $3F_{2n}$	
VI	3-8	$1F_2$, $2F_2$, $3F_2$, $4F_2$, $4F_{2n}$, $1E$, и др.	$2F_2$, $3F_2$, $4F_2$, $5F_2$, $5F_{2n}$, $2E$, и др.	
VII	3	$1F_2$, $1F_{2nO}$, $1F_{2nX}$	$2F_2$, $2F_{2nO}$, $2F_{2nX}$	
VIII	3	$1F_2$, $2F_{2O}$, $2F_{2X}$	$2F_2$, $3F_{2O}$, $3F_{2X}$	
IX	3	$1F_2$, комб., $2F_2$	$2F_2$, комб., $3F_2$	
X	3	$1F_2$, $2F_2$, $3F_2$	$2F_2$, $3F_2$, $4F_2$	
XI	1	$2F_2$	$3F_2$	
XII	1	$1F_{2n}$	$2F_{2n}$	
XIII	2	$2F_2$, $2F_{2n}$	$3F_2$, $3F_{2n}$	
XIV	2	$2F_2$, $3F_2$	$3F_2$, $4F_2$	
XV	4	$1F_2$, $2F_2$, $3F_2$, $3F_{2n}$	$2F_2$, $3F_2$, $4F_2$, $4F_{2n}$	

В таблицах 2, 3, 4 приведены статистические данные – математические ожидания M и среднеквадратичные отклонения (СКО) σ – о ЧГ ЭММЛ в относительных частотах, в т.ч. в последних колонках таблиц приведены диапазоны, занимаемые ЭММЛ. Отметим также, что в случаях, когда МНЧ выходила за пределы ионограммы (т.е. была больше конечной частоты зондирования), производилась оценка МНЧ мод, выходящих за пределы ионограммы по МНЧ мод более высоких порядков; это стало возможным благодаря установленной корреляции (равной 0.99) между МНЧ соседних мод [8]. На

рисунках 2 и 3 показаны вариации ЧГ ЭММЛ в течение одних суток для радиолиний 2-1, 3-1.

Табл. 2

Модель	f_0 / МНЧ		f_1 / МНЧ		$M(f_1 / \text{МНЧ}) - M(f_0 / \text{МНЧ})$
	M	σ	M	σ	
II	0.94	0.11	1.00	0.01	0.06
III	0.78	0.16	0.94	0.11	0.16
IV	0.62	0.09	0.78	0.16	0.16
VI	0.36	0.06	0.53	0.08	0.17
X	0.54	0.08	0.62	0.09	0.08

Табл. 3

Модель	f_0 / МНЧ		f_1 / МНЧ		$M(f_1 / \text{МНЧ}) - M(f_0 / \text{МНЧ})$
	M	σ	M	σ	
II	0.89	0.09	0.95	0.02	0.06
III	0.74	0.12	0.89	0.09	0.15
IV	0.51	0.07	0.74	0.12	0.23
VI	0.31	0.07	0.38	0.05	0.07
X	0.38	0.05	0.51	0.07	0.13

Табл. 4

Модель	f_0 / МНЧ		f_1 / МНЧ		$M(f_1 / \text{МНЧ}) - M(f_0 / \text{МНЧ})$
	M	σ	M	σ	
II	0.76	0.10	0.97	0.04	0.21
III	0.69	0.09	0.76	0.10	0.07
IV	0.54	0.13	0.66	0.08	0.12
VI	0.24	0.04	0.43	0.04	0.19
X	0.43	0.04	0.52	0.09	0.09

Малые значения СКО относительных ЧГ для основных ЭММЛ (II, III, IV, VI, X) свидетельствует об их устойчивости. Устойчивы они и в течение суток (см. рис.2). Могут, однако, наблюдаться более сильные вариации вызванные, видимо, возмущениями (см., например, рис. 3).

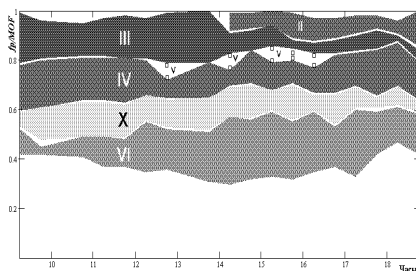


Рис. 2

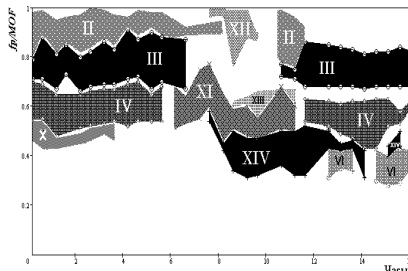


Рис. 3

Сравнительно высокие значения СКО (0.13-0.16) характерны для ЧГ между III и IV ЭММЛ для радиолиний 2-1, 3-1. Этот эффект объясняется тем, что между этими ЭММЛ иногда может существовать относительно редкая ЭММЛ V [7]. Для радиолинии 4-1, где

вероятность ЭММЛ V выше [7], СКО ЧГ между ЭММЛ III и IV вдвое меньше и составляет 0.08.

Для ЧГ между II и III ЭММЛ характерно также сравнительно высокое СКО (0.09-0.11), что обусловлено сильными вариациями диапазона прохождения верхнего луча $1F_{2n}$, который более чувствителен к ионосферным возмущениям, чем нижний луч $1F_2$. Высокие значения СКО характерно также для ЧГ ЭММЛ V и XV на радиолинии 4-1 (СКО, соответственно, 0.21-0.22 и 0.08-0.12), и ЭММЛ граничащих с ними, что так же объясняется нестабильностью верхних лучей, входящих в ЭММЛ V и XV (это, соответственно, $2F_{2n}$ и $3F_{2n}$).

Заключение

Малые значения СКО найденных относительных частотных границ ЭММЛ свидетельствует об устойчивости этих границ. Указанный факт может представлять интерес для радиофизики. Задачами дальнейших исследований являются его интерпретация и теоретическое обоснование.

- [1] Колчев А.А., Щирий А.О., Недопекин А.Е. Математические модели и методики измерения АЧХ многолучевых ионосферных коротковолновых радиолоний: монография / Мар. гос. ун-т. – Йошкар-Ола, 2013. 147 с.
- [2] Щирий А.О. // Новые информационные технологии в автоматизированных системах. 2015. № 18. С. 144.
- [3] Щирий А.О. // Журнал радиоэлектроники. 2022. № 10.
<https://doi.org/10.30898/1684-1719.2022.10.4>
- [4] Колчев А.А., Шумаев В.В., Щирий А.О. // Известия высших учебных заведений. Приборостроение. 2008. Т. 51, № 12. С. 73.
- [5] Хмельницкий Е.А. Оценка реальной помехозащищенности приема сигналов в КВ диапазоне. – М.: Связь, 1975. 232 с.
- [6] Щирий А.О. Разработка и моделирование алгоритмов автоматического измерения характеристик ионосферных коротковолновых радиолоний: Автореф. дис. ... канд. техн. наук; Санкт-Петербургский гос. ун-т телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича. СПб., 2007. 19 с. EDN: QMISDO
- [7] Колчев А.А., Шумаев В.В., Щирий А.О. // Информационные технологии моделирования и управления. 2007. № 1 (35). С. 70.
- [8] Щирий А.О. // Информационные системы и технологии. 2023. № 2. С. 31.

ПРЕДВАРИТЕЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ПРИМЕНЕНИЯ ЕМ-АЛГОРИТМА ДЛЯ ВЫДЕЛЕНИЯ СИГНАЛА НА ИОНОГРАММАХ РАДИОЗОНДИРОВАНИЯ ИОНОСФЕРЫ

А.О. Щирий

ИЗМИРАН

Введение

По данным радиозондирования ионосферы коротковолновыми (КВ) сигналами можно получить информацию о процессах в ионосферной плазме, о ее структуре и состоянии; эти данные также крайне важны для радиотехнических систем, работающих в КВ диапазоне [1,2]. Важнейшей проблемой при автоматической обработке ионограмм (результатов радиозондирования ионосферы) является выделение треков различных мод радиосигнала [3]. Существующие методы выделения треков не обеспечивают приемлемое качество выделения (особенно для ионограмм наклонного зондирования) по ряду причин [4]. Поэтому, для качественного выделения треков приходится прибегать к полуавтоматическим методам [5]. Таким образом, несмотря на многочисленные попытки (см., например, [6,7]), задача выделения треков по-прежнему остается актуальной.

Первым этапом автоматического выделения треков может быть выделение компонент полезного сигнала («сигнальных пикселей») на ионограмме, без отнесения их к каким-либо трекам. Например, в [8] для решения задачи выделения спектральных компонентов сигнала на ионограмме НЗИ нами был применен метод обнаружения резко выделяющихся значений выборки. Несмотря на работоспособность и практическую полезность алгоритма [8], при низком отношении сигнал/шум его точность может быть недостаточной, что и обуславливает актуальность поисков других алгоритмов выделения компонент полезного сигнала на ионограмме.

Предлагаемый алгоритм обработки

Бурное развитие машинного обучения (теории обучения машин) в последние годы вдохновляет к использованию алгоритмов машинного обучения и для задач обработки ионограмм. Вообще, для задачи выделения треков на ионограммах перспективным видится применение нейросетей (см., например, [4, 9]), однако этот подход требует построения больших обучающих выборок размеченных ионограмм. Возникает соблазн попробовать т.н. алгоритмы «без учителя», т.е. без размеченной обучающей выборки. Заметим, что предпринимавшиеся нами ранее попытки применения простых алгоритмов кластеризации [10] показывают, что такие алгоритмы работоспособны лишь в случае «простых» ионограмм с сильным полезным сигналом (высоким отношением сигнал/шум), к тому же без сосредоточенных помех – наличие которых полностью нарушает работу простых алгоритмов кластеризации. Все эти обстоятельства привели к мысли использования более сложного и универсального ЕМ-алгоритма.

Основная идея ЕМ-алгоритма (Expectation-Maximization algorithm, алгоритм ожидания-максимизации) [11] состоит в итеративном уточнении оценок параметров статистической модели путем поочередной оценки скрытых переменных (Е-шаг) и максимизации функции правдоподобия при заданных скрытых переменных (М-шаг). Этот процесс

позволяет находить оценки параметров, когда прямое вычисление невозможно из-за неполноты данных.

Возвращаясь к задаче выделения сигнальных пикселей ионограммы, в терминах ЕМ-алгоритма, наблюдаемыми переменными будут точки ионограммы, а искомыми скрытыми (латентными) переменными – принадлежность точек сигналу [12].

Важной особенностью применения ЕМ-алгоритма является необходимость задания исходной вероятностной модели. То есть, ЕМ-алгоритм – это не универсальный метод извлечения структуры из данных, а скорее способ оптимизации параметров заданной вероятностной модели. Выбор начальных значений может влиять на скорость сходимости и на то, к какому локальному максимуму сойдется алгоритм. Таким образом, выбор подходящей вероятностной модели критически важен для успеха ЕМ-алгоритма: если модель плохо описывает данные, то алгоритм может сойтись к неверному решению или не сойтись вообще. Если нет априорной информации о вероятностной модели, то её можно (и даже нужно) задавать случайно. По аналогии с градиентным спуском с многократным запуском бороться со сходимостью к локальному максимуму также позволяет многократный запуск работы ЕМ-алгоритма.

Предварительные результаты

На рис. 1 и 2 в качестве примера показаны результаты работы ЕМ-алгоритма со случайно заданной вероятностной моделью (рис. 1 – исходная ионограмма, рис. 2 – карта вероятностей нахождения полезного сигнала).

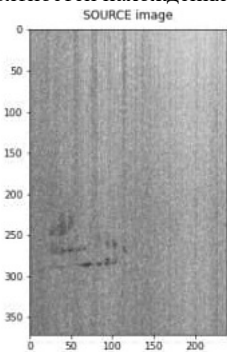


Рис. 1

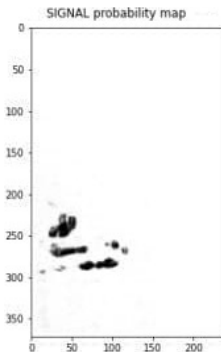


Рис. 2

По представленным рисункам видно, что даже со случайно заданной вероятностной моделью ЕМ-алгоритм неплохо работает на «простых» ионограммах. Многократный запуск и подбор вероятностной модели принятыми в машинном обучении методами перебора гиперпараметров позволят лучше «настроить» алгоритм.

Заключение

Представленные в работе предварительные результаты применения ЕМ-алгоритма демонстрируют его работоспособность и потенциальную перспективность для выделения сигнала на ионограмме. Важнейшими задачами дальнейших исследований являются подбор гиперпараметров (исходной вероятностной модели), оценка качества

работы алгоритма (для этого потребуются вручную размеченные «эталоны», в качестве метрики для такой оценки можно ввести меру Жакарда между двумя бинарными масками), а также сравнение с другими методами выделения сигнала на ионограмме.

- [1] Филипп Н.Д., Блаунштейн Н.Ш., Ерухимов Л.М., Иванов В.А., Урядов В.П. Современные методы исследования динамических процессов в ионосфере. – Кишинев: Штиинца, 1991. 286 с.
- [2] Акимов В.Ф., Калинин Ю.К. Введение в проектирование ионосферных загоризонтных радиолокаторов. – М.: Техносфера, 2017. 491 с.
- [3] Щирий А.О. // Журнал радиоэлектроники. 2022. № 10.
<https://doi.org/10.30898/1684-1719.2022.10.4>
- [4] Щирий А.О. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2024. Т. 29, № 5. С.55.
- [5] Щирий А.О. Разработка и моделирование алгоритмов автоматического измерения характеристик ионосферных коротковолновых радиолиний: Автореф. дис. ... канд. техн. наук; Санкт-Петербургский гос. ун-т телекоммуникаций им. проф. М.А. Бонч-Бруевича. СПб., 2007. 19 с. EDN: QMISDO
- [6] Егосин А.Б. Автоматизированная система адаптивной обработки сигналов со сверхбольшой базой для радиозондирования ионосферных радиолиний. Автореф. дис. ... канд. техн. наук. Марийский гос. техн. ун-т. Йошкар-Ола, 2003. 25 с.
- [7] Патент РФ №2697433. Цыбуля К.Г. Способ автоматического определения параметров ионосферных слоев по ионограммам. Дата заявки: 26.10.2018. Дата публикации: 14.08.2019.
- [8] Колчев А.А., Щирий А.О. // Сборник докладов 12-ой Всеросс. конф. “Математические методы распознавания образов”. – М.: МАКС Пресс, 2005. С. 344.
- [9] Долгачева С.А., Макарова Л.Н., Николаев А.В. // Physics of Auroral Phenomena. 2020. Т. 43, № 1. С. 105.
- [10] Grachev A., Shiriy A. // SCAKD 2016 – The Second International Workshop on Soft Computing Applications and Knowledge Discovery. July 18, 2016. Proceedings of the Second International Workshop on Soft Computing Applications and Knowledge Discovery. Vol. 1687. CEUR Workshop Proceedings, 2016. P. 87.
- [11] Кристофер М. Бишоп. Распознавание образов и машинное обучение: Пер. с англ. – СПб.: ООО "Диалектика", 2020. 960 с.
- [12] Заявка № 2023135724 на изобретение. Способ автоматического выделения полезного сигнала на ионограмме радиозондирования ионосферы, основанный на машинном обучении (варианты) / А.О. Щирий; Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН им. Н.В. Пушкова, Москва; Заявл. 26.12.2023.

О ВОЗМУЩЕНИЯХ В F2 ОБЛАСТИ ИОНОСФЕРЫ, ВЫЗВАННЫХ ГАММА ВСПЛЕСКАМИ

О.А. Шейнер¹⁾, Ф.И. Выборнов^{1, 2)}

¹⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского,

²⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

О том, что гамма-всплески могут вызывать ионосферные возмущения, впервые сообщили в 1988 году по результатам наблюдений гамма-всплеска 1 августа 1983 года [1]. Измеренное объемное воздействие на ионосферу представляло собой изменение амплитуды радиосигналов очень низкой частоты, что является доказательством возмущения, вызванного в нижней части ионосферы этим очень энергичным внесолнечным событием. Во время космических гамма-всплесков интенсивный поток фотонов высокой энергии может аномально ионизировать нижнюю часть ионосферы, вызывая значительное увеличение плотности свободных электронов. Как следствие, концентрация электронов растет, что приводит к изменению проводимости ионосферы.

Хотя специализированные спутники регистрировали в среднем более одного гамма-всплеска в день за последнее десятилетие, интенсивные ионосферные реакции наблюдались редко. Фактически, лишь в нескольких статьях сообщается об обнаружении ионосферных возмущений, вызванных событиями гамма-всплесков, всегда в нижней части ионосферы.

Интенсивность возмущения, а также его пространственная протяженность могут быть определены путем анализа уровня увеличения ионизации. Эти результаты дают нам представление о связи между гамма-лучами и ионизированным слоем атмосферы Земли.

В данном сообщении рассмотрены возможные отклики ионосферы на гамма-всплески, зарегистрированные 27 декабря 2004 г. и 22 октября 2022 г.

Данные и Метод

В исследовании используются данные вертикального зондирования ионосферы, полученные из регулярных наблюдений на различных ионосферных станциях. В качестве параметра ионосферы рассматривается поведение во времени критической частоты f_0F2 ионосферы.

Как было показано в [2], для повышения точности предпочтительно анализировать поведение во времени величин отклонения измеренных значений частот от их средних значений по предложенной методике для исследования возмущений критической частоты ионосферного слоя F2 (f_0F2).

При регулярных наблюдениях регистрация ионограмм обеспечивает непрерывную временную запись критических частот в течение дня. Каждое измеренное значение отмечается как f_{0jk} , где j – номер точки в течение дня, k – номер дня в месяце. Девияция критических частот ионосферы рассчитывается как $\Delta f_{0jk} = f_{0jk} - \bar{f}_{0j}$, где $\bar{f}_{0j} = \sum_{k=1}^N f_{0jk} / N$, а N – количество дней в месяце.

Дифференциальный параметр, предлагаемый нами для исследования данных вертикального зондирования ионосферы, позволяет повысить чувствительность и устранить стационарные зависимости (например, исключить суточное поведение).

Результаты

Сильная вспышка гамма-излучения 27.12.2004 от магнетара SGR 1806-20 достигла Земли 27 декабря 2004 г. в 21:30:26.5 UT по данным спутника Geotail. Импульс гамма-излучения воздействовал на ионосферу Земли, эпицентр ионосферного возмущения находился в Тихом океане (146.2°W и 20.4°S).

Исследования о влиянии данного всплеска на электромагнитное поле Земли и ионосферу на основе наземных наблюдений в сверхнизкочастотном (СНЧ) и в сверхдлинноволновом (СДВ) диапазонах показали, что на шести станциях в различных частях Земного шара во время гамма-вспышки был обнаружен сигнал в несколько раз превосходящий амплитуду обычного шумановского резонанса, а изменение ионизации ионосферы вызвало возмущения в СДВ/ДВ сигналах. Однако возмущения наблюдались не на всех трассах.

Нами рассматриваются данные вертикального зондирования ионосферы на станциях Kokubunji, Wakkanai, Jicamarca и Gakona, наиболее близко расположенных к эпицентру и наблюдавших ионосферу в это время (координаты приведены в табл. 1). Взаимное расположение станций и центр возмущения ионосферы показаны на рис. 1.

Табл. 1

Станция ВЗ	Координаты
Kokubunji	35.42°N, 139.29°E
Wakkanai	45.23°N, 141.41°E
Gakona	62.38 N, 215.0 E
Jicamarca	-12.0 N, 283.2E



Рис. 1

Данные вертикального зондирования ионосферы на всех четырех станциях нестабильны. Поэтому после применения предложенного метода обработки не удалось корректно представить их в виде частотно-временной диаграммы. Ниже приводим сопоставление временных профилей f_0F_2 за 27-28 декабря 2004г. до и после регистрации гамма-всплеска (см. рис.2). Вертикальная линия обозначает время регистрации гамма-всплеска 27.12.2004 в 21:30 UT.

Как видно из рисунка, только увеличение f_0F_2 , отмеченное на станции Gakona, возможно, и есть отклик на гамма-вспышку, что соответствует выводам наблюдений на станции Палмер (Антарктида) о продолжающейся в течение более 1 часа повышенной проводимости, вызванной началом данного гамма-всплеска.

9 октября 2022 года в 13:21 UT очень яркий и продолжительный гамма-всплеск вызвал срабатывание многих космических обсерваторий рентгеновского и гамма-излучения (Swift, Fermi, MAXI, AGILE и INTEGRAL), наблюдался большинством действующих телескопов и на Земле. Согласно [3] максимум гамма-излучения находился над

Индией, а поток фотонов гамма-вспышки освещал Европу, Африку, Азию и часть Австралии.

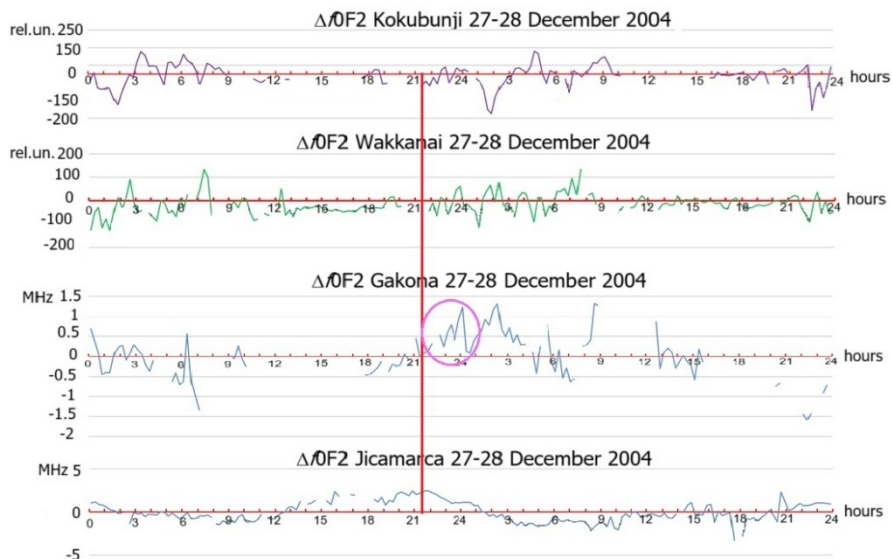


Рис. 2

Координаты пунктов наблюдений за ионосферой приведены в табл. 2, расположение их цифрами схематично обозначено на рис. 3. Выбор станций был обусловлен тем, насколько координаты пунктов наблюдений ионосферы соответствуют сектору анализа полного электронного содержания (ПЭС), проведенного авторами [3]. Для сравнения нами проанализированы также данные наблюдений ионосферы в Васильсурске (координаты 56.1 N, 46.1 E, номер 8 на схеме).

Табл. 2

	Станция ВЗ	Координаты
1	Juliusruh	54.6 N, 13.4 E
2	Pruhonice	50.0 N, 14.6 E
3	Sopron	47.6 N, 16.7 E
4	San Vito	40.6 N, 17.8 E
5	Athens	38.0 N, 23.5 E
6	Gibilmanna	37.9 N, 14.0 E
7	Nicosia	35.0 N, 33.1 E



Рис. 3

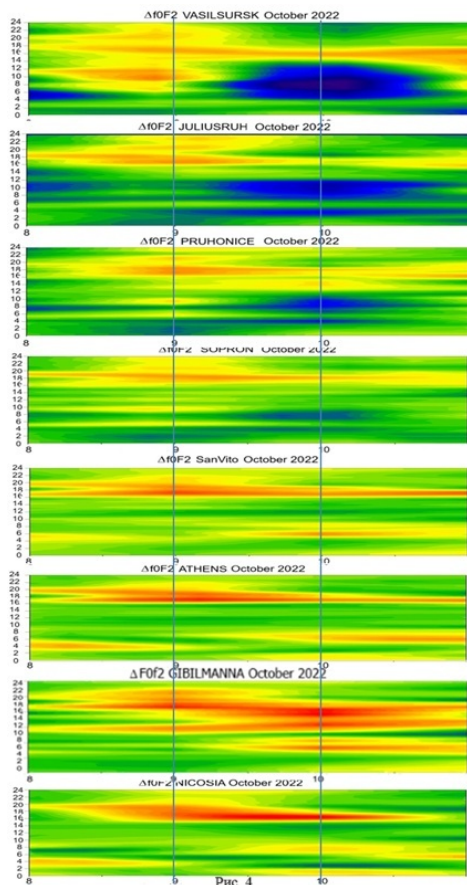


Рис. 4

сферы (f_0F_2), полученных из регулярных наблюдений на нескольких мировых станциях в период регистрации мощных гамма-всплесков 27.12.2004 и 09.10.2022, показано: наблюдаемые ионосферные возмущения в большинстве случаев коррелируют с зарегистрированными гамма-всплесками.

Работа выполнена в рамках Государственного задания, проект FSWR-2023-0038.

- [1] Fishman G.J., Inan U.S. // *Nature*. 1988. Vol. 331. P. 418.
- [2] Sheiner O., Rakhlin A., Fridman V., Vybornov F. // *Adv.Sp.Res.* 2020. Vol. 66, No. 6. P. 1415.
- [3] Piersanti M., Ubertini P., Battiston R. et al. // [Nature Communications](#). 2023. Vol. 14, Article number: 7013.

На рис. 4 приведены девиации критической частоты (Δf_0F_2) на используемых пунктах в интервале 3 дня (8-10 октября), диапазон частот (-2; +2) МГц. Для удобства восприятия на рисунок нанесены вертикальные линии, показывающие границы дня.

Как видно из рис. 4, 9 октября наблюдается увеличение девиации (желтый цвет), т.е. увеличение концентрации в ионосфере, по сравнению с 8 октября на станциях Nicosia, Gibilmanna, Athens и SanVito, что соответствует результатам исследований ПЭС. В то же время, на остальных станциях увеличение концентрации смещено на 8 октября, и наоборот, 9 октября наблюдается уменьшение концентрации (синий цвет), постепенно увеличивающееся со станции Sopron до Васильсурска.

Таким образом, можно утверждать, что наблюдаемое увеличение концентрации 9.10.2022 подтверждает ионизирующий эффект интенсивного гамма-всплеска, зарегистрированный приемниками Глобальной навигационной спутниковой системы в районе Средиземноморья [3].

Заключение

На основании анализа данных вертикального зондирования ионо-

РАДИОДИАГНОСТИКА ПАРАМЕТРОВ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК 20 ЯНВАРЯ 2022 ГОДА И 16 ИЮЛЯ 2023 ГОДА С УЧЕТОМ ВОЗМОЖНОГО АНИЗОТРОПНОГО РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

Д.А. Смирнов^{1, 2)}, В.Ф. Мельников^{1, 2)}

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ГАО РАН

Введение

Данная работа посвящена фитированию микроволновых спектров из вспышечных областей Солнца. В качестве предмета изучения были выбраны вспышки, произошедшие 20 января 2022 года и 16 июля 2023 года. Радиодиагностика данных событий уже проводилась в работе [1], но она осуществлялась в предположении изотропного питч-углового распределения излучающих электронов. Однако, данный подход может давать значительные ошибки при восстановлении параметров, если реальное распределение электронов по питч-углам имеет некоторую анизотропию. Поэтому целью работы является нахождение возможных погрешностей в оценках магнитного поля и параметров ускоренных электронов, возникающих при фитировании микроволновых спектров излучения из вспышечных областей Солнца в предположении как изотропного, так и анизотропного распределения электронов, а также проведение радиодиагностики с учетом возможной анизотропии и сравнение полученных результатов с имеющимися [1].

Нахождение возможных погрешностей

Для решения данной задачи производилось восстановление модельных спектров с известными параметрами с использованием алгоритма, подробно описанного в работе [1], и последующие оценки погрешности восстановления этих параметров.

Табл. 1

№ модели	n_0 , см^{-3}	B , Гс	θ , град	$n_b(E > 0.1 \text{ МэВ})$, см^{-3}	E_{break} , МэВ	δ_1	δ_2	α_0		
Модель №1	$1 \text{e}10$	350	85	$2.2 \text{e}5$	0.3	4	8	0	30	90
Модель №2	$5 \text{e}10$	200	65	$7.2 \text{e}5$	0.5	3	5			

Анализ проводился с использованием двух модельных радиоисточников с разными заданными параметрами, включая параметры, описывающие питч-угловые распределения электронов (см. табл. 1). Во второй модели, по сравнению с первой, было значительно (в ~ 9 раз) увеличено отношение электронной концентрации плазмы к напряженности магнитного поля для усиления эффекта Разина и оценки его роли при проведении диагностики. Питч-угловое распределение электронов задавалось анизотропным в виде гауссова пучка:

$$g(\mu) = A \cdot \exp \left[-\frac{(\mu - \mu_0)^2}{\Delta \mu^2} \right], \quad (1)$$

где $\mu_0 = \cos \alpha_0$, угол между направлением скорости электронов в максимуме распределения по питч-углам и магнитным полем α_0 принимался равным 0, 30 и 90 градусов, $\Delta\mu$ – ширина пучка, была принята равной 0.2 (примеры распределений с различными параметрами представлены на рис. 1)

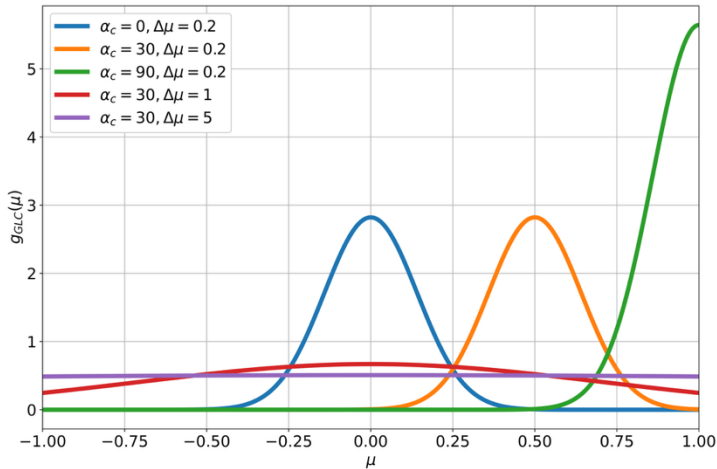


Рис. 1

В результате анализа установлено, что диагностика в предположении существования анизотропности потоков электронов обеспечивает более точное восстановление параметров по сравнению с изотропным, особенно при значительной продольной анизотропии, принятой в модели (см. табл. 2). Также установлен эффект занижения восстановленного (в предположении изотропии) значения магнитного поля при возрастании продольной анизотропии, максимальное относительное отклонение восстановленного параметра от модельного составило более 90%. Это может быть причиной явления уменьшения магнитного поля во время вспышки, обнаруженного в работе [2], где диагностика проводилась именно в предположении изотропного источника, без учёта возможной продольной анизотропии питч-углового распределения электронов, генерирующих гиротропное излучение.

Табл. 2

Модель/приближение	α_c	$\Delta B / B_m, \%$
Модель № 1 - изотропное	0	- 40.7
	30	- 34.4
	90	+ 8.3
Модель № 1 - анизотропное	0	- 0.02
	30	+ 13.6
	90	- 0.07
Модель № 2 - изотропное	0	- 90.3
	30	- 75.1
	90	+ 0.9
Модель № 2 - анизотропное	0	- 9.2
	30	+ 3.7
	90	+ 5.2

Анализ вспыхечных событий

Была произведена повторная радиодиагностика вспыхечных событий 20 января 2022 года и 16 июля 2023 года, но уже в предположении возможной анизотропии излучающих электронов. Сравнительные графики эволюции значений магнитного поля, полученные в работе [1] и в данном исследовании, приведены на рис. 2 и рис. 3.

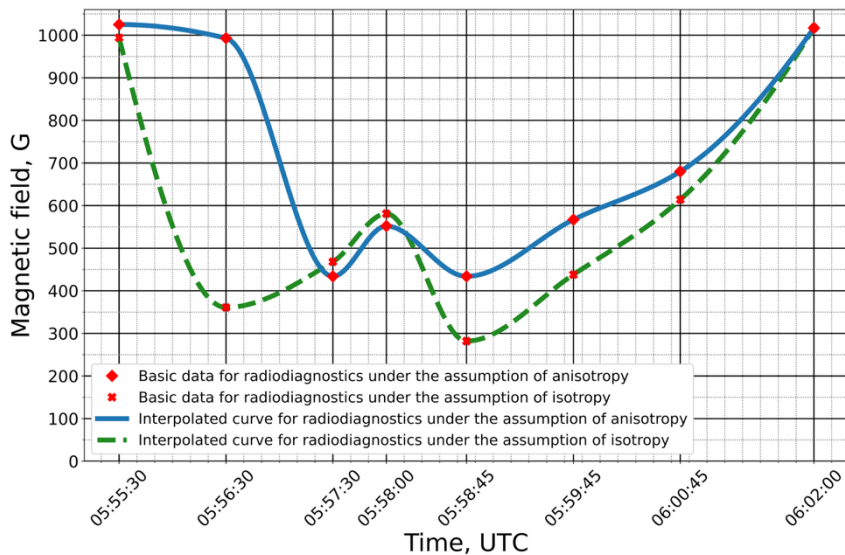


Рис. 2

При анализе установлено, что в исследуемых вспыхках для большинства моментов времени действительно присутствует определенная степень анизотропии излучающих электронов. При этом между результатами восстановления параметров в предположении изотропии и с учетом возможной анизотропии можно увидеть разницу, хотя характер эволюции параметров в целом аналогичен. Однако присутствуют моменты времени, где различия в поведении параметров значительны, по большей части это относится к значению магнитного поля и угла между направлением поля и лучом зрения.

Для вспыхки 20 января 2022 года наибольшая разница для значений магнитного поля, полученных в предположении изотропии и анизотропии достигается в момент времени 05:56:30 (см. рис. 2), для вспыхки 16 июля 2023 года – в моменты времени 08:25:45 и 08:26:00 (см. рис. 3). Для этих временных отсечек в ходе повторной диагностики было определено довольно низкое значение параметров μ и a_c , что говорит о высокой степени продольной анизотропии в эти моменты времени. В обоих случаях значение величины, полученное в приближении анизотропии, больше, чем полученное в приближении изотропии, вплоть до нескольких раз. Данный факт соотносится с

результатами анализа погрешностей восстановления параметров, где был установлен эффект занижения восстановленного значения магнитного поля при возрастании продольной анизотропии, и демонстрирует необходимость использования такого подхода в будущих исследованиях.

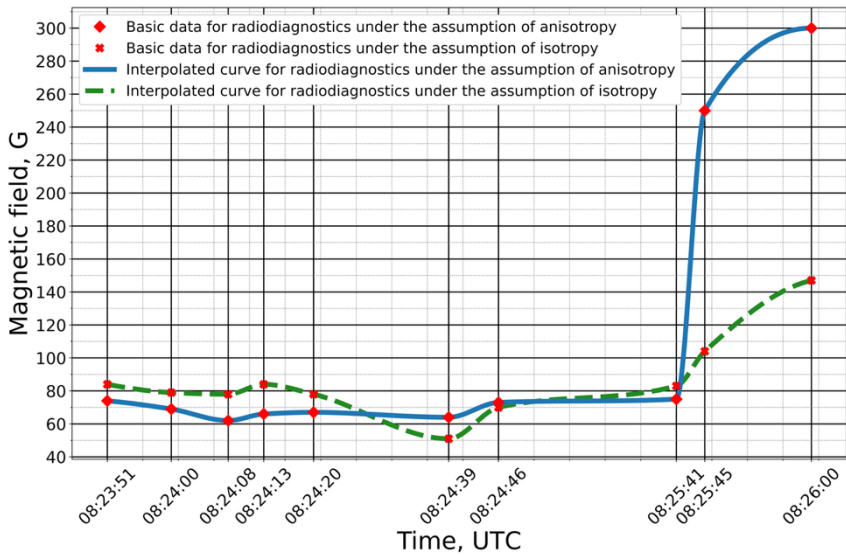


Рис. 3

Работа выполнена при поддержке гранта РФФ № 25-12-68052.

- [1] Смирнов Д.А., Мельников В.Ф. // Солнечно-земная физика. 2024. Т. 10, № 3. С. 27. DOI: 10.12737/szf-103202404.
- [2] Fleishman G.D., Nita G.M., Chen B. et al. // Nature. 2022. Vol. 606. P. 674.

ОЦЕНКИ КИНЕТИЧЕСКОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ГАЗА В ОБЛАСТИ ЗВЕЗДООБРАЗОВАНИЯ S255IR ПО СПЕКТРАЛЬНЫМ ЛИНИЯМ МОЛЕКУЛЫ CH_3CN .

И.А. Зайчикова^{1, 2)}, И.И. Зинченко^{1, 2)}

¹⁾ ИПФ РАН

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

Молодые звёзды большой массы могут испытывать процессы аккреции. Эти процессы в свою очередь существенно влияют на эволюцию звезды, структуру окружающего её протопланетного диска и его химический состав. Аккреционные события приводят к увеличению массы, температуры и светимости объекта. Индикаторами таких событий могут служить необычные вспышки метанольных мазеров. В объекте S255IR несколько лет назад была зарегистрирована вспышка светимости, обусловленная событием эпизодической аккреции, и были обнаружены новые субмиллиметровые мазерные линии метанола, не предсказанные существующими моделями.

В работе выполнен анализ данных наблюдений области образования массивных звезд S255IR в линиях серии J = 19-18 молекулы CH_3CN на антенной решетке ALMA в диапазоне длин волн 0.9 мм. Методом вращательных диаграмм были получены оценки вращательной температуры и лучевой концентрации CH_3CN в различных областях S255IR: там, где наблюдается субмиллиметровое мазерное излучение метанола, там, где оно отсутствует, и в густке SMA2.

Спектр молекулы CH_3CN

Молекула ацетонитрила CH_3CN – нелинейная молекула типа симметричного волчка, вследствие чего является хорошим индикатором температуры.

Если движение в молекулах рассматривать отдельно, то есть движение электронов, колебательные движения ядер и вращательные движения молекулы как целого, то полную энергию молекул можно представить как сумму энергий этих движений, при этом будет выполняться соотношение между энергиями: $E_{\text{эл}} \gg E_{\text{кол}} \gg E_{\text{вращ}}$.

Температура облаков межзвездного газа, как правило, низкая, поэтому наблюдаются в основном переходы между вращательными уровнями молекул с низкой энергией возбуждения. То есть, наблюдаются вращательные спектры молекул, которые лежат в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах длин волн.

Для нелинейных молекул вращательному движению соответствуют три степени свободы, поэтому в зависимости от соотношения между величинами моментов инерции I_x, I_y, I_z относительно осей, связанных с молекулой, возможны несколько случаев квантования энергии. В молекуле типа симметричного волчка, у которой два из трех моментов инерции равны, можно разделить колебательное и вращательное движения. Выражение для энергии вращательных уровней такой молекулы будет иметь вид:

$$E_{JK} = \frac{\hbar^2}{2I_y} J(J+1) + \left(\frac{\hbar^2}{2I_z} - \frac{\hbar^2}{2I_y} \right) K^2, \quad (1)$$

где J – вращательное квантовое число, K – квантовое число проекции момента импульса на ось симметрии молекулы. Для таких молекул существуют следующие правила отбора для квантовых чисел: обычное правило для вращательного квантового числа $\Delta J = \pm 1$, и для проекции момента импульса на ось симметрии молекулой, $\Delta K = 0$. Так как $\Delta K = 0$, то запрещены радиационные переходы между различными « K -лессенками». Переходы между ними могут быть только за счет соударений, а скорость переходов за счет соударений определяется, в том числе, температурой. Таким образом, распределение по уровням выстраивается в соответствии с температурой газа, поэтому молекула является хорошим индикатором температуры.

Метод вращательных диаграмм для оценок температуры

Населенности вращательных энергетических уровней имеют значения как при локальном термодинамическом равновесии, то есть их можно описать с помощью формулы Больцмана. Чтобы получить общее число молекул на луче зрения, необходимо соотносить уравнение для числа молекул на одном энергетическом уровне с числом молекул во всех энергетических состояниях:

$$\frac{N_{\text{tot}}}{N_u} = \frac{Q_{\text{rot}}}{g_u} \exp\left(-\frac{E_u}{kT_{\text{ex}}}\right). \quad (2)$$

Решая уравнение переноса излучения и считая, что среда оптически тонкая, можно получить выражение для полной концентрации молекул на луче зрения:

$$\frac{3k \int T_A dV}{8\pi^3 \nu S \mu^2} = \frac{N_{\text{tot}}}{Z} g_l g_K \cdot \exp\left(-\frac{E_u}{kT}\right). \quad (3)$$

Прологарифмировав это выражение, получим следующее уравнение:

$$\ln\left(\frac{\int T_A dV}{g_l g_K (J^2 - K^2)}\right) = -\frac{E_u}{kT} - \ln\left(\frac{3kJZ}{8\pi^3 \nu \mu^2 N_{\text{tot}}}\right). \quad (4)$$

График зависимости значения логарифма в левой части уравнения от энергии называется вращательной диаграммой. Если аппроксимировать полученную зависимость прямой, то кинетическая температура может быть найдена как обратная величина тангенса угла наклона этой прямой. Оценить концентрацию молекул на луче зрения можно как значение в точке пересечения оси ординат и проведенной прямой.

Также, можно учесть оптическую толщину следующим образом:

$$\ln\left(\frac{\int T_A dV}{g_l g_K (J^2 - K^2)}\right) = -\frac{E_u}{kT} - \ln\left(\frac{3kJZ}{8\pi^3 \nu \mu^2 N_{\text{tot}}}\right) - \ln C_\tau, \quad (5)$$

где $C_\tau = \frac{\tau}{1 - e^{-\tau}}$ – коэффициент поправки на оптическую толщину.

Таким образом, вращательная диаграмма используется для определения «вращательной температуры», которая определяет распределение населенностей по уровням в случае локального термодинамического равновесия и близка к кинетической температуре газа.

Оценки температуры S255IR и SMA2

По данным наблюдений S255IR на антенной решетке ALMA на длине волны 0.9 мм был выполнен анализ спектра, идентификация линий молекулы CH_3CN , соответствующих переходу $J = 19-18$ и построение вращательных диаграмм. На рис.1 изображен источник и отмечены области, где выполнялись оценки температуры. Области, отмеченные цифрами 1 и 2 – области с мазерным излучением, область 3 – без мазерного излучения. В области 4 линии CH_3CN слабые, поэтому в этой области оценку получить не удалось. Также были получены оценки для плотного сгустка SMA2. Алгоритм для обработки спектра, построения вращательных диаграмм и оценки оптической толщины был написан на языке Python.

Примеры оценок кинетической температуры и лучевой концентрации без учета и с учетом поправки на оптическую толщину представлены на рис. 2 для области 1 (слева – без учета, справа – с учетом). Результаты оценок для областей 2, 3 и для SMA2 представлены на рис. 3-5.

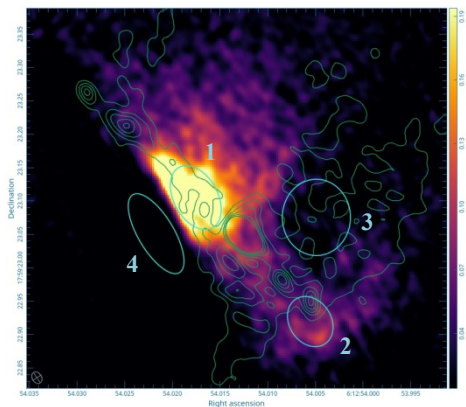


Рис. 1

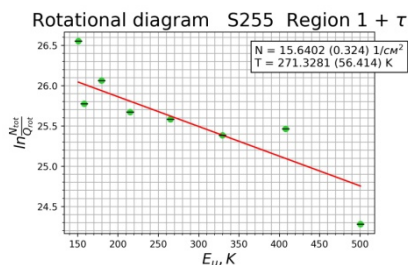
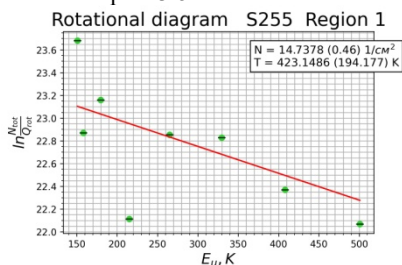


Рис. 2

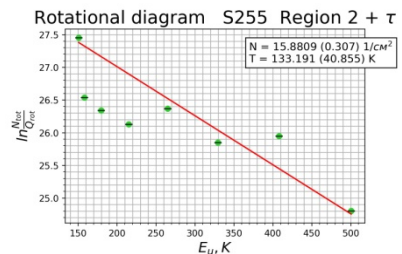


Рис. 3

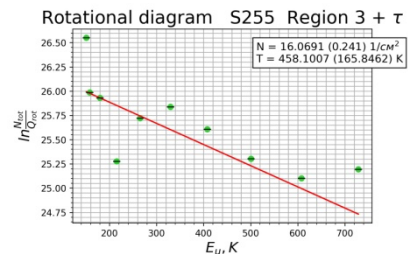


Рис. 4

Выводы

Использование спектральных линий молекулы CH_3CN является эффективным методом для оценки температуры газа в области звездообразования.

Данный метод оценки кинетической температуры газа с помощью молекулы CH_3CN в сочетании с другими методами полезен для более глубокого анализа процессов, происходящих в межзвездных облаках.

Полученные оценки в целом согласуются с оценками, полученными ранее по метанолу (CH_3OH) [1]. С учетом погрешностей, значимой разницы между областями с мазерным излучением и областями без мазерного излучения нет, что согласуется и с оценками по метанолу.

Оценки, полученные для SMA2, могут указывать на то, что там образуется горячее ядро, которое обычно наблюдается вокруг протозвезд большой массы (больше $8M_\odot$), хотя прежние оценки для SMA2 показывали массу только в несколько масс Солнца.

Работа поддержана грантом РФФИ 24-12-00153.

[1] Салий С.В., частное сообщение.

[2] Zinchenko I., Liu S.-Y., Su Y.-N., Wang K.-S., Wang Y. // The Astrophysical Journal. Vol. 889. No. 1. DOI 10.3847/1538-4357/.

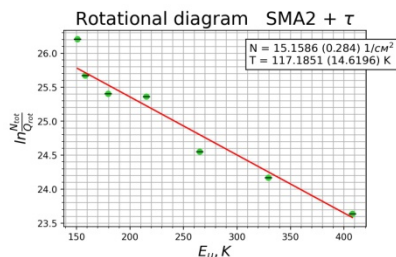


Рис. 5

ВЕРТИКАЛЬНЫЕ ДВИЖЕНИЯ ПЛАЗМЫ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ ИЗМЕРЕНИЙ НА СТЕНДЕ СУРА

И.Н. Жемяков, Н.В. Бахметьева, Г.И. Григорьев, Е.Е. Калинина, А.А. Лисов

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

До сих пор наименее изученными остаются вертикальные движения плазмы и нейтральной компоненты на высотах нижней термосферы и мезосферы. При этом вертикальные движения являются одним из важных механизмов влияния на состав атмосферы и электродинамические процессы [1]. Для данной высотной области плазма является пассивной примесью, которая переносится потоком нейтрального газа со скоростью нейтральной среды.

Большинство методов исследования вертикальной динамики не позволяют получить сведения о скорости в большом высотном интервале, в отличие от метода создания искусственных периодических неоднородностей (ИПН). В данной работе проведен анализ новых экспериментальных данных, полученных методом создания ИПН во время захода и восхода Солнца в 2024 году, а также обсуждается вклад вертикальных движений в динамику нейтральной атмосферы.

Скорость вертикального движения плазмы во время захода и восхода Солнца

Метод ИПН основан на создании искусственных периодических неоднородностей в ионосферной плазме при воздействии на нее мощным коротковолновым радиоизлучением. В области Е разрушение (релаксация) неоднородностей происходит под действием амбиполярной диффузии [2]. На стадии релаксации неоднородностей проводится зондирование ИПН пробными радиоволнами и измеряется амплитуда и фаза рассеянного сигнала, при этом можно получить сведения о большом числе ионосферных и атмосферных параметров: скоростях вертикальных и турбулентных движений, электронной концентрации, температуре и плотности нейтральной атмосферы. По изменению фазы φ во времени определяется скорость вертикального движения плазмы:

$$V = \frac{\lambda}{4\pi} \frac{d\varphi}{dt} = \frac{c}{4\pi f n} \frac{d\varphi}{dt}, \quad (1)$$

где f и λ – частота и длина мощной и пробной радиоволн; n – показатель преломления, c – скорость света. Непосредственное измерение фазы сигнала, рассеянного неоднородностями, позволяет определять скорость вертикального движения с большой точностью. В [2] показано, что при обычных ионосферных условиях погрешность определения скорости не должна превышать 0,05 м/с.

На высотах мезосферы и нижней термосферы метод ИПН позволяет с высокой точностью исследовать как короткопериодные изменения параметров среды, так и более долговременные вариации. В 2024 году в экспериментах 23–25 сентября были проведены измерения методом ИПН во время захода и восхода Солнца, в нестационарных условиях. Во время захода Солнца на графиках зависимости скорости от времени на трех действующих высотах Е-области (рис. 1) до 18:00 наблюдаются вариации скорости от -6 до $+6$ м/с и постоянная смена направления движения. Также наблюдаются

волновые вариации с периодом от 15 минут до трех часов. Изменения вертикальной скорости во времени обусловлены наличием в нижней ионосфере волновых процессов, включая внутренние гравитационные волны [3, 4]. Отметим высокую корреляцию временных вариаций скорости на высотах 100 и 112 км (коэффициент корреляции 0,4) и низкую корреляцию их с вариациями скорости на высоте 105 км (коэффициент корреляции 0,19).

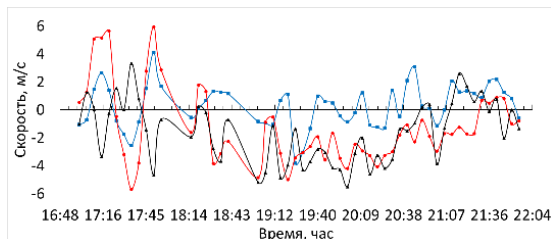


Рис. 1. Зависимость вертикальной скорости от времени на трех действующих высотах 23 сентября 2024 года: 100 км (синие точки) 105 км (красные точки) и 112 км (черные точки) во время захода Солнца

В эксперименте во время восхода Солнца (рис. 2) наблюдались вариации скорости от -4 до $+4$ м/с с увеличением до $-6/+8$ при прохождении терминатора около 07:00 LT. Коэффициент корреляции временных вариаций скорости на высотах 105 и 112 км имеет значение около 0,6, при этом коэффициент корреляции вариаций скорости на высотах 100 и 105 км, а также 100 и 112 достаточно низкий, около 0,26.

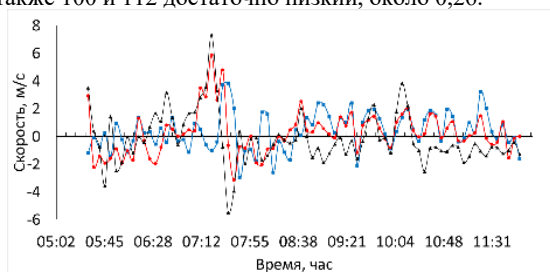


Рис. 1. Зависимость вертикальной скорости от времени на трех действующих высотах 24 сентября 2024 года: 100 км (синие точки) 105 км (красные точки) и 112 км (черные точки) во время восхода Солнца

Вариации температуры нейтральной компоненты

Изменение свойств атмосферы напрямую зависит от химических реакций, происходящих в ней, а теплообмен, важную роль в котором играют вертикальные движения, напрямую влияет на скорость химических реакций. На высотах области E справедлив диффузионный механизм релаксации неоднородностей т.е. время их релаксации пропорционально температуре и возможно определить температуру методом ИПН. Методика определения температуры подробно изложена в [2]. На графике представлены

зависимости температуры от времени на трех высотах в Е-области для 24 сентября 2024 года (рис. 3), наблюдаются вариации с периодами от 15 до 3-х часов, при этом температура изменялась от 60–70 К до 300 К. Отметим, что после восхода Солнца наблюдался постепенный рост температуры на 50–100 К.

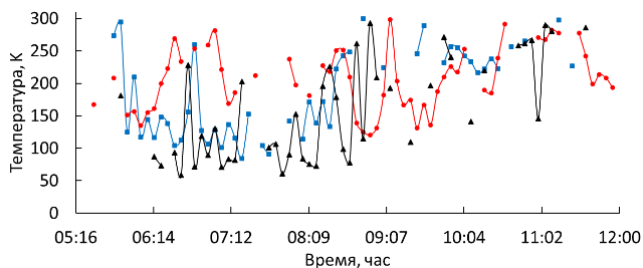


Рис. 3. Зависимость температуры от времени на трех истинных высотах Е-области 24 сентября 2024 года: 100 км (синие точки), 105 км (красные точки) и 112 км (черные точки)

В экспериментах с помощью метода ИПН были получены разнообразные высотные профили температуры: плавные, с наличием минимума и максимума, а также профили с нерегулярным изменением температуры с высотой. Интервал изменения температуры – от 60 К до 300 К. В основном профили определялись на высотах 90–115 км. Иногда наблюдалась корреляция профилей температуры и вертикальной скорости (рис. 4), при этом одним из факторов влияния на корреляцию могут быть конвективные потоки или изменение уровня турбопаузы.

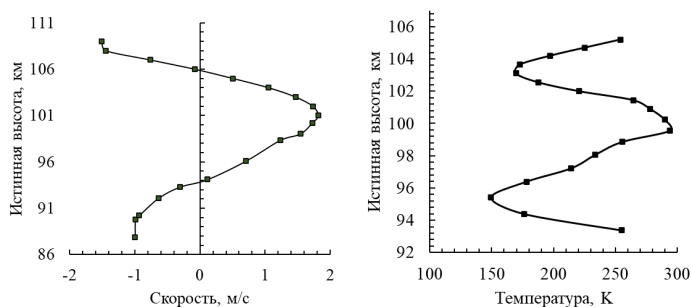


Рис. 4. Высотные профили скорости вертикального движения плазмы (левая панель) и температуры нейтральной атмосферы (правая панель), усредненные по интервалу времени 15 минут, за 24 сентября 2024 года.

Выводы

В результате анализа динамики нижней ионосферы по данным измерений скорости вертикального движения плазмы и температуры нейтральной компоненты,

выполненных методом ИПН на стенде СУРА в нестационарных условиях в сентябре 2024 г., возможно сформулировать следующие выводы.

1. Изменения вертикальной скорости происходили с периодами 15, 30 и 60 минут, а также с долгопериодными колебаниями (2-3 часа), характерными для внутренних гравитационных волн. Наблюдались быстрые вариации скорости по величине и направлению на высотах D-области.

2. Вертикальная скорость имела переменное направление: её значения изменялись в диапазоне от -10 м/с (движение вверх) до $+10$ м/с (движение вниз), при этом усредненные за 5-ти минутный интервал времени значения скорости составляли от -4 до $+4$ м/с.

3. В периоды восхода и захода Солнца в части экспериментов получен коэффициент корреляции более 0,4 между вариациями вертикальной скорости плазмы и температуры нейтральной компоненты.

4. Фактором влияния на корреляцию могут быть конвективные потоки сверху и снизу, которые могут накладываться на волновые вариации скорости и искажать их. Так же, изменение со временем уровня турбопаузы может приводить к росту вклада турбулентных движений в определяемую величину температуры, увеличивая погрешность и снижая корреляцию.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, грант № 25–27–00031.

[1] Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. – М.: Наука, 1988. 528 с.

[2] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью ИПН. – Н. Новгород: ИПФ РАН. 1999, 156 с.

[3] Бахметьева Н.В., Жемяков И.Н // Химическая физика. 2022. Т. 41, № 10. С. 65.

[4] Fritts D.C., Alexander M.J. // Rev. Geophys. 2003. Vol. 41, No. 3. P. 1.

Секция «Излучение и распространение радиоволн»

Заседание секции проводилось 15 мая 2025 г.

Председатель – А.В. Калинин, секретарь – В.А. Яшнов.

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.