

ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

О ВОЗМОЖНОСТИ ИССЛЕДОВАНИЯ ТУРБУЛЕНТНЫХ ЯВЛЕНИЙ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ МЕТОДОМ РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ РАДИОВОЛН НА ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Н.В. Бахметьева¹⁾, Г.И. Григорьев¹⁾, В.Г. Лапин²⁾

¹⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

²⁾Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет

На высотах D - и E -областей турбулентность и атмосферные волны оказывают существенное влияние на свойства ионосферы и характеристики распространяющихся в ней сигналов. Исследования турбулентности в ионосфере проводятся различными методами, технические возможности которых во многом определяют различия в масштабах исследуемых турбулентных явлений. Метод резонансного рассеяния пробных радиоволн на искусственных периодических неоднородностях (ИПН) позволяет измерять скорость турбулентных движений, изучать ее быстрые и

медленные вариации, определять другие параметры турбулентности. На высотах ниже высоты турбопаузы диффузионный характер релаксации искусственных периодических неоднородностей по окончании нагрева нарушается под действием турбулентности, влияние которой приводит к уменьшению времени релаксации по сравнению с диффузионным временем [1]. Использование двух частот для создания ИПН с двумя разными пространственными масштабами позволяет одновременно определять турбулентную скорость V_t и коэффициент амбиплярной диффузии D согласно выражениям:

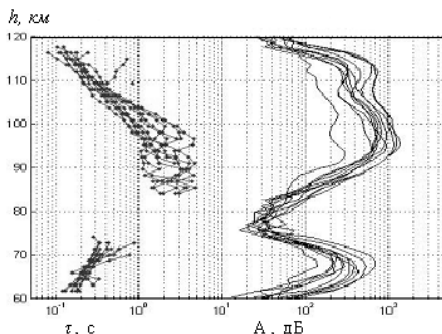


Рис. 1

$$V_t = \left(\frac{K_1}{K_2 \tau_2} - \frac{K_2}{K_1 \tau_1} \right) / (K_1 - K_2), \quad D = \left(\frac{1}{K_1 \tau_1} - \frac{1}{K_2 \tau_2} \right) / (K_1 - K_2), \quad (1)$$

где $K_{1,2} = 4\pi/\lambda_{1,2}$, $\lambda_{1,2}$ – длина мощной волны, создающей неоднородности, индексы 1 и 2 означают две разных частоты при создании ИПН, $\tau_{1,2}$ – времена релаксации сигналов, рассеянных ИПН, на каждой из частот. На рис. 1 приведены высотные профили амплитуды A и времен релаксации τ сигнала, рассеянного ИПН на частоте 4,7 МГц. В области высот ниже 95 км уменьшение τ обусловлено турбулентностью. На рис. 2а приведен пример вариаций турбулентной скорости V_t на высоте

97 км. По изменению фазы рассеянного сигнала измеряется скорость регулярного вертикального движения плазмы V .

На рис. 26 показано проявление волновых движений в ионосфере в изменении V во времени для высоты 117 км. Нами сделан вывод о существовании при определенных условиях на высотах 80–115 км перемежаемости турбулентности. Об этом свидетельствовала высокая корреляция вертикальной регулярной и турбулентной скоростей на разных высотах, что могло означать «заброс» турбулентных «вихрей» наверх, например, атмосферными волнами [1].

В научных публикациях активно обсуждается природа атмосферной турбу-

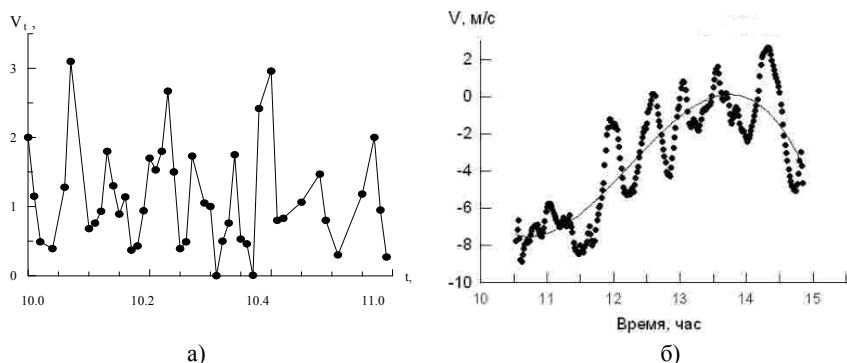


Рис. 2

лентности и образование упорядоченных вихревых структур при распространении внутренних гравитационных волн в стратифицированных течениях в атмосферном пограничном слое на высоте 1–2 км над поверхностью земли [2]. В последнее время подобный подход применяют для анализа упорядоченных вихревых образований в мезосфере и нижней термосфере, которые, как полагают, могут возникать на этих высотах [3]. Вероятно, примером подобных структур в нижней ионосфере может служить спорадический слой E, возникающий на средних широтах в результате перераспределения плазмы в магнитном поле Земли под действием градиента нейтрального ветра. Такие структуры должны оказывать влияние на ИПН, так как плазма на высотах нижней ионосферы является пассивной примесью и увлекается движением нейтрального газа. При этом будут изменяться амплитуда и время релаксации рассеянного сигнала. Авторы полагают, что совместный анализ многолетних измерений скоростей регулярных вертикальных и турбулентных движений позволит выявить мезосферные упорядоченные структуры и сформулировать задачу о влиянии этих структур на параметры рассеянного сигнала.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №№ 13-05-00511, 13-02-12074-офи_м, 13-02-97067) и Министерства образования и науки (государственный контракт № 14.518.11.7056).

- [1] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999, 156 с.
- [2] Zilitinkevich S.S. // Q.J.R. Meteorol. Soc. 2002. V. 128, No. 581. P. 913.
- [3] Чхетиани О.Г., Шалимов С.Л. // ДАН. 2010. Т. 431, № 1. С. 113.

ДИАГНОСТИКА ИСКУССТВЕННЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЕ МЕТОДАМИ ВЕРТИКАЛЬНОГО И НАКЛОННОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

**Н.В. Бахметьева¹⁾, В.Л. Фролов¹⁾, В.Д. Выхирев¹⁾, Е.Е. Калинина¹⁾,
А.Д. Акчурин²⁾, Е.Ю. Зыков²⁾**

¹⁾*Научно-исследовательский радиофизический институт*

²⁾*Казанский федеральный университет*

В докладе обсуждаются результаты экспериментов 2006–2011 гг. по исследованию механизма возникновения искусственных возмущений на высотах Е-области при отражении мощной волны в F-слое ионосферы [1]. Возмущение ионосферы проводилось мощной радиоволной обыкновенной поляризации, излучаемой передатчиками стенда СУРА на частоте 4,3 или 4,7 МГц, сеансами в течение нескольких секунд или нескольких минут. В последних экспериментах вертикальное и наклонное зондирование возмущенной области осуществлялось одновременно в двух наблюдательных пунктах: с помощью установки частичных отражений на частоте 2,95 МГц, расположенной на территории нагревного стенда в пос. Васильсурск, и с помощью модифицированного ионозонда «Циклон» на десяти частотах от 2 до 6,5 МГц в пункте Обсерватория Казанского федерального университета в 170 км к востоку от стенда. На основе измерений высотно-временных характеристик амплитуды зондирующего сигнала зарегистрировано влияние на него искусственного возмущения на высотах ниже высоты отражения мощной волны на 40–100 км. Обсуждаются возможные механизмы возникновения возмущения в нижней ионосфере и его влияния на пробные радиоволны. Одновременно снимались ионограммы вертикального зондирования. В приемных пунктах зарегистрированы одновременное появление дополнительных сигналов по отношению к сигналам вертикального зондирования в пос. Васильсурск и появление сигналов обратного ракурсного рассеяния в п. Обсерватория, коррелировавшие с интервалами включения нагревного стенда. Обсуждаются их характеристики и динамика. На рис. 1 приведен пример зависимости амплитуды пробной радиоволны от действующей высоты отражения и времени для сеансов нагрева длительностью 3 мин (2 сеанса) и 5 с (3 сеанса). Стрелками показаны сигналы, появившиеся во время нагрева (дополнительные). На рис. 2 наряду с сигналами вертикального зондирования показаны сигналы обратного рассеяния (COP), коррелировавшие с работой стенда.

Кратко сформулируем основные результаты наблюдений.

Дополнительный сигнал появлялся в интервале действующих высот на $40\div 120$ км ниже высоты отражения мощной волны, то есть существенно ниже высоты резонансного взаимодействия мощной волны с плазмой области F , на высотах, где в отсутствие нагрева сигнал вертикального зондирования не регистрировался. И дополнительные сигналы, и СОР появлялись и при длинных (минуты), и при коротких (секунды) временах нагрева.

В обоих пунктах сигналы при нагреве не были зарегистрированы, когда разность критической частоты слоя F_2 , где отражалась мощная волна, и частоты мощной волны превышала 1 МГц.

В приемном пункте Обсерватория регистрировались СОР в двух поляризациях, в то время как в пункте Васильсурск дополнительные сигналы обеих поляризаций регистрировались только в случаях, когда разность высот пробной и нагревной радиоволн не превышала $40\text{--}70$ км.

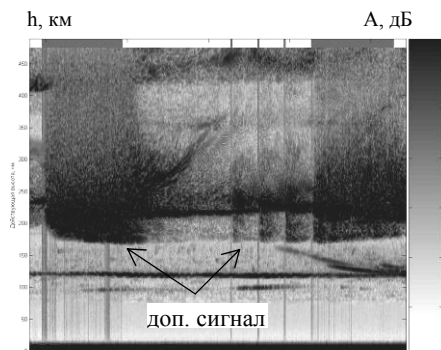


Рис. 1

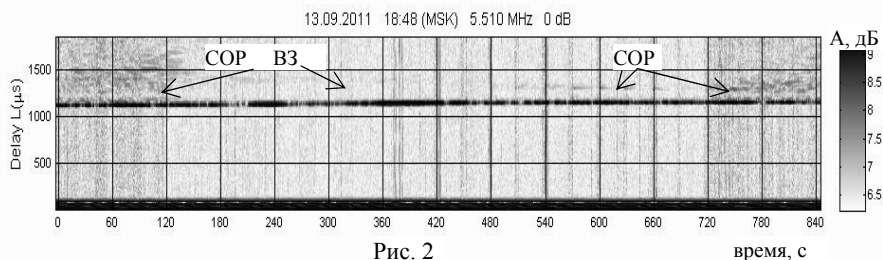


Рис. 2

Времена появления дополнительного и рассеянного сигналов после включения мощной волны составили $13\text{--}30$ с (вниз от высоты отражения зеркального сигнала) для первого и $5\text{--}30$ с для второго. Показано, что и дополнительные сигналы, и СОР формировались возмущением ионосферы на высотах области E . В последние годы интенсивные исследования сигналов ракурсного рассеяния проводились на среднеширотных трассах протяженностью 170 , 560 и 1080 км [2, 3].

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 13-05-00511, 13-02-12074-офи_м и 13-02-97067) и Министерства образования и науки (государственный контракт № 14.518.11.7056).

[1] Бахметьева Н.В., Фролов В.Л., Вяхирев В.Д., Калинина Е.Е., Болотин И.А., Акчурин А.Д., Зыков Е.Ю. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т.55, № 1–2. С. 106.

- [2] Сергеев Е.Н., Зыков Е.Ю., Акчурин А.Д., Насыров И.А., Вертоградов Г.Г., Вертоградов В.Г., Ким В.Ю., Полиматиди В.П., Грач С.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т.55, № 1–2. С. 79.
- [3] Болотин И.А., Фролов В.Л., Акчурин А.Д., Зыков Е.Ю., Юсупов К.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2012. Т.55, № 1–2. С. 66.

ПРОБЛЕМЫ ИСПОЛЬЗОВАНИЯ МНОГОПУНКТОВЫХ РАДИОЛОКАЦИОННЫХ СИСТЕМ ДЛЯ МОНИТОРИНГА АСТЕРОИДНОЙ ОПАСНОСТИ

**Н.А. Дугин, А.А. Антипенко, А.Ф. Дементьев, М.Б. Нечаева, Ю.В. Тихомиров,
А.К. Чагунин**

Научно-исследовательский радиофизический институт

Проблема создания системы предупреждения астероидно-кометной опасности является актуальной. Она значительно обострилась в связи с падением на Землю Челябинского и ряда более мелких метеоритов зимой 2013 года. К настоящему времени проведен ряд совещаний на высоком уровне по разработке систем мониторинга околоземного космического пространства [1].

Очевидно, что хорошо разработаны и достаточно экономичны оптические системы, ведущие непрерывный обзор неба, в том числе, для выявления объектов, представляющих угрозу для Земли. Оптические телескопы могут составить основу системы предупреждения астероидной опасности, однако они имеют ряд недостатков, а именно:

- обзор неба может проводиться только ночью и, следовательно, необходима глобальная сеть телескопов;
- оптические системы не являются всепогодными;
- объекты, приближающиеся к Земле со стороны Солнца, оптическими средствами трудно обнаружимы.

Естественным дополнением к оптическим системам наблюдений могут стать радиолокационные средства, в том числе, использующие метод РСДБ-локации, т.е. осуществляющие прием сигналов, излученных локатором и отраженных от объекта, сетью наземных приемных пунктов, работающих в режиме радиоинтерферометрии со сверхдлинной базой (РСДБ). Этот метод позволяет одновременно определять радиальную скорость, расстояние до объекта, его угловые координаты и угловые скорости. Ранее метод РСДБ-локации применялся в экспериментах по наблюдению объектов космического мусора в околоземном космическом пространстве [2, 3], а также проводились эпизодические наблюдения астероидов, находившихся на расстояниях от Земли более 400 тыс. км [4]. В этих экспериментах была достигнута точность определения радиальной скорости объектов космического мусора, существенно превышающая точность оптических средств.

В феврале 2013 года был проведен международный эксперимент по РСДБ-локации астероида 2012 DA14, пролетевшего на минимальном расстоянии от Земли. Облучение астероида проводилось передатчиком 70-м радиотелескопа в Евпатории (Украина) на частоте 5 ГГц. Прием отраженных сигналов осуществлялся 32-метровыми радиотелескопами в Медицине (Италия) и Вентспилсе (Латвия). Были получены уверенные отклики от астероида, находившегося на расстояниях 30, 40 и 50 тыс. км, обеими приемными антеннами; предельное расстояние, на котором был зафиксирован отраженный сигнал, при заданной в этом эксперименте мощности излучения составило 260 тыс. км. Измерены частоты Доплера в нескольких сеансах локации астероида, позволяющие уточнить радиальную скорость движения.

На основе опыта экспериментальной работы проанализирована возможность применения высокочастотных радиолокационных систем в задаче предупреждения астероидной опасности. Поскольку высокое угловое разрешение передающей и приемных антенн позволяет исследовать только очень малую пространственную зону неба, применение радиолокационных методов для непрерывного обзора больших областей неба представляется неэффективным и крайне затратным. Кроме того, в проведенных экспериментах по локации астероида было получено, что отраженный сигнал имел крайне нерегулярный квазипериодический характер с моментами практически полного затухания. Этот эффект может быть обусловлен вращением объекта, неровностью его отражающей поверхности и неизвестным коэффициентом отражения вещества, из которого состоит небесное тело, в рабочем частотном диапазоне используемого передатчика. Такой сигнал не может считаться надежным при решении задачи обнаружения объекта.

Тем не менее, многопунктовые системы РСДБ-локации с антеннами больших диаметров могут быть использованы для точного измерения параметров движения астероидов, обнаруженных оптическими средствами, в пределах лунной орбиты. Запас времени от момента начала слежения до предельного сближения объекта с Землей составит несколько часов. Эти сведения могут быть использованы для точного определения возможного места падения, предупреждения населения или передачи данных системам противодействия.

Исследования поддержаны РФФИ (проект 13-02-00586-а).

- [1] Шустов Б. М., Рыхлова Л. В. // Вестник Сибирского государственного аэрокосмического университета. 2011, Вып. 6 (39). С.4.
- [2] Нечаева М.Б., Антипенко А.А., Дементьев А.Ф., Дугин Н.А., Снегирев С.Д., Тихомиров Ю.В. //Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т.50, №7, С.577.
- [3] Nechaeva M. , Antipenko A. , et al. // Baltic Astronomy. 2013. V.22, No.1. P.35.
- [4] Molotov I., Nechaeva M., et al. // In Proc. of the Vth IVS General Meeting /Eds. A. Finkelstein, D. Behrend.– SPb: Nauka, 2008. P.30.

О ДИФфуЗИИ ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ, СОЗДАВАЕМЫХ СТЕНДОМ СУРА В НЕОДНОРОДНОЙ АТМОСФЕРЕ НА ВЫСОТАХ Е-ОБЛАСТИ

Г.И. Григорьев, Н.В. Бахметьева, А.В. Толмачева, Е.Е.Калинина

Научно-исследовательский радиофизический институт

Искусственные периодические неоднородности (ИПН) создаются в ионосфере на высотах от 50–60 км до уровня отражения мощной радиоволны, излучаемой наземным нагревным стендом. При воздействии на ионосферу радиоволнами с частотами 4–6 МГц вертикальный масштаб плазменных неоднородностей составляет 25–37 м, а горизонтальный порядка 3–5 км. Эти неоднородности наблюдаются в эксперименте при вертикальном зондировании периодической структуры пробными радиоволнами, имеющими ту же частоту и поляризацию, что и нагревающая, на стадии ее релаксации после окончания нагрева. Одним из основных параметров ИПН, используемых далее для определения характеристик атмосферы, является время жизни ИПН или время их релаксации τ . При теоретическом анализе времени жизни ИПН решалась одномерная задача о диффузионном распылении неоднородностей в изотермической атмосфере. Получено и решено уравнение для возмущений концентрации плазмы N с экспоненциально изменяющимся коэффициентом диффузии D :

$$\frac{\partial N}{\partial t} = D \left(\frac{\partial^2 N}{\partial z^2} + \frac{3}{2H} \frac{\partial N}{\partial z} + \frac{N}{2H^2} \right), \quad (1)$$

где $D = D_0 \exp(z/H)$, H – высота однородной атмосферы. Для начального распределения возмущений при $t = 0$, заданного в виде периодической структуры $N_0 = \Delta N \cos(Kz)$ в интервале высот $z_1 < z < z_2$, получено решение:

$$N(z, t) = \frac{\Delta N}{2\sqrt{\pi Dt}} \int_{z_1}^{z_2} \cos(Kz_0) \exp \left[-\frac{(z - z_0)^2}{4Dt} \right] dz_0. \quad (2)$$

Формула (2) легко обобщается на случай произвольного начального распределения электронной концентрации. Для очень длинной периодической структуры, когда интервал интегрирования можно заменить на $-\infty < z_0 < +\infty$, получаем выражение для $N(z, t)$ в виде

$$N = \Delta N \cos(Kz) \exp(-K^2 Dt). \quad (3)$$

Из этой формулы следует вывод, что время релаксации τ периодической структуры меняется с высотой и определяется приближенным соотношением [1]

$$\tau \approx [K^2 D(z)]^{-1}, \quad (4)$$

где $K = 4\pi n / \lambda_0$, где λ_0 – длина мощной радиоволны волны, n – показатель преломления.

Оценка времени жизни ИПН согласно (4) для атмосферы с линейным профилем температуры $T(z) = T_0(1 + az)$ [2] дается следующим выражением:

$$\tau = \tau_0 / (1 + \alpha z)^2 + (\alpha H_0)^{-1}, \quad (5)$$

где $\tau_0 = (D_0 K^2)^{-1}$, H_0 – значение высоты однородной атмосферы при $T = T_0$.

Проведено сравнение рассчитанных теоретически времен релаксации с измеренными временами при наблюдении искусственных периодических неоднородностей, создаваемых нагревным стендом СУРА. Получено, что рассчитанные теоретически высотные зависимости времен релаксации ИПН хорошо согласуются с наблюдаемыми величинами. Высотные зависимости $\tau(z)$ по измерениям ИПН 18.09.2010 г. и рассчитанные теоретически для разных значений показателя преломления, начальной высоты и начального значения коэффициента диффузии D_0 , приведены на рисунке. Здесь измеренные в эксперименте величины τ показаны звездочками и кружками для двух сеансов измерений. Расчетные кривые маркированы квадратами (нижняя кривая) и треугольниками (верхняя кривая). Нижняя кривая (квадраты) получена для $n=0,65$, определенного по данным вертикального зондирования ионосферы. В расчетах начальная высота взята равной 100 км. Коэффициент диффузии $D_0=73 \text{ м}^2/\text{с}$ рассчитан для $M=30$ (в атомных единицах массы) с учетом определенных ранее

в эксперименте атмосферных параметров: температуры нейтральной атмосферы $T \approx 160 \text{ К}$ и числа соударений ионов с молекулами $v_{int} \approx 1,2 \cdot 10^3 \text{ с}^{-1}$.

Верхняя кривая (треугольники) соответствует расчетным значениям τ при $n=0,8$ и $D_0=27,5 \text{ м}^2/\text{с}$ и начальной высоте, равной 98 км. Пунктирной линией показана зависимость $\tau(z)$, рассчитанная согласно (4) для значений $n = 0,65$, $D_0=73 \text{ м}^2/\text{с}$ (на $z=100 \text{ км}$) и $H=5 \text{ км}$.

Видно хорошее соответствие теоретических и экспериментальных зависимостей времени релаксации ИПН с высотой для конкретных значений атмосферных и ионосферных параметров.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты № 13-05-00511, 13-02-12074-офи_м и 13-02-97067) и Министерства образования и науки (государственный контракт № 14.518.11.7056).

- [1] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью искусственных периодических неоднородностей. – Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999, 156 с.
- [2] Бахметьева Н.В., Григорьев Г.И., Толмачева А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2010. Т.53, № 11. С.695.

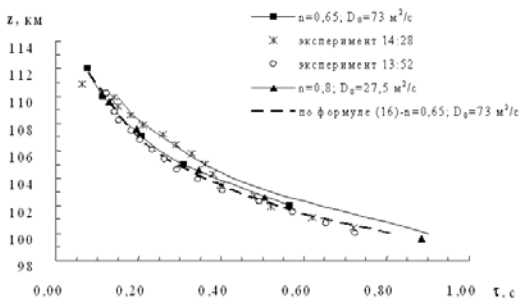


Рис.

О ВЛИЯНИИ ВИХРЕВЫХ ДВИЖЕНИЙ В АТМОСФЕРЕ НА ЭВОЛЮЦИЮ СИГНАЛА, РАССЕЯННОГО ИСКУССТВЕННЫМИ ПЕРИОДИЧЕСКИМИ НЕОДНОРОДНОСТЯМИ

В.Г. Лапин

Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет

Есть основания полагать, что упорядоченные вихревые структуры, аналогичные «роллам», наблюдающимся в пограничном слое Земли, возникают также на высотах мезосферы и нижней термосферы [1]. Наличие такого движения нейтральной компоненты атмосферы должно увлекать за собой плазму, которую можно считать на данных высотах пассивной примесью. В результате этого искусственная периодическая структура начнёт искажаться со временем, а вместе с ней амплитуда рассеянного поля будет иметь времена изменения, связанные с параметрами вихрей.

Рассмотрим однородный вихрь, имеющий горизонтальную ось, направленную вдоль оси ОУ:

$$\text{rot } \mathbf{V} = 2\Omega \cdot \mathbf{j} = \text{const}, \quad \mathbf{V} = \Omega \times \mathbf{r}. \quad (1)$$

где Ω – угловая скорость, $\mathbf{r} = x\mathbf{i} + y\mathbf{j} + z\mathbf{k}$. Такая модель соответствует случаю большого размера вихря. Противоположный предельный случай, когда в объёме рассеяния много вихрей, соответствует турбулентной диффузии.

Если в начальный момент концентрация плазмы определяется функцией $n(0, x, y, z) = n_0 + \Delta n_0 \sin(2kz)$, где z – вертикальная координата, а k – волновое число возмущающей волны, эволюция концентрации определяется уравнением непрерывности:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \text{div}(n\mathbf{V}) = 0, \quad (2)$$

решением которого для данного поля скоростей и описанного начального условия является функция:

$$n(t, x, y, z) = n_0 + \Delta n_0 \cdot \sin(2kz \cdot \cos(\Omega \cdot t) + 2kx \cdot \sin(\Omega \cdot t)). \quad (3)$$

Амплитуда импульса, обратно рассеянного на такой структуре, определится обычным выражением с использованием малоуглового приближения:

$$\begin{aligned} E(t) &= \frac{k^2}{4\pi} \int_W \Delta \varepsilon(\mathbf{r}, t) \cdot \exp(-i2kr) = \\ &= \frac{k^2}{4\pi} \cdot \int_{z_0 \pm \Delta z/2} \frac{dz}{z^2} \cdot \iint_{\pm \infty} dx \cdot dy \cdot \Delta \varepsilon(x, y, t) \cdot \exp\left(-i2kz - \frac{ik(x^2 + y^2)}{z}\right), \end{aligned}$$

где интегрирование ведётся по объёму рассеяния с размером вдоль распространения волны $\Delta z = cT/2$ (T – длительность импульса), $\Delta \varepsilon = -\Delta n(\mathbf{r}, t) \omega_p^2 / (n_0 \omega^2)$. В резуль-

тате интегрирования, используя удалённость $z_0 \gg \Delta z$ рассеивающего объёма, а также условие квазимонохроматичности импульса $k\Delta z \gg 1$, получим выражение:

$$\frac{E(t)}{E(0)} = \exp(ikz_0 \sin^2(\Omega t)) \cdot \frac{\sin\left(k\Delta z \cdot \sin^2\left(\frac{\Omega \cdot t}{2}\right)\right)}{k\Delta z \cdot \sin^2\left(\frac{\Omega \cdot t}{2}\right)} \quad (4)$$

Видим, что поле меняется с периодом, определяемым периодом движения вещества в вихре. Однако, как ясно из (4) и видно из рисунка, характерное время t_0 убывания рассеянного поля до нулевого значения определяется выражением:

$$t_0 = \frac{2}{\Omega} \cdot \arcsin\left(\sqrt[4]{\frac{\pi}{2k\Delta z}}\right) \approx \frac{2}{\Omega} \cdot \left(\sqrt[4]{\frac{\pi}{2k\Delta z}}\right) \ll \frac{2\pi}{\Omega},$$

следовательно, может быть заметно меньше периода вихря. Заметим также, что время изменения фазы рассеянного сигнала заметно меньше времени изменения амплитуды.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант 13-02-97067).

- [1] Чхетиани О.Г., Шалимов С.Л. // Доклады Академии наук. 2010. Т.431, № 1. С.113.

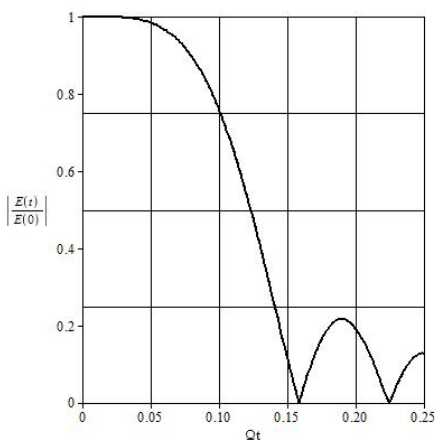


Рис. Эволюция поля при $k\Delta z=500$.

МЕТОДИКА КОМПЕНСАЦИИ ВЕСОВЫХ ДЕФОРМАЦИЙ 70-МЕТРОВОЙ ЗЕРКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ ПО РЕЗУЛЬТАТАМ РАДИОГОЛОГРАФИЧЕСКИХ ИЗМЕРЕНИЙ

А.В. Калинин, С.С. Лешев

Нижегородский госуниверситет

Радиоголографический метод антенных измерений позволяет восстанавливать по измеренной комплексной диаграмме направленности распределение поля в апертуре, которое наглядно демонстрирует возможные недостатки зеркальной и облучающей систем. В частности, восстановленное фазовое распределение может быть использовано для дополнительной юстировки антенны – регулировки поло-

жения элементов отражающей поверхности главного зеркала, а также коррекции положения облучателя и контррефлектора.

Известно, что на характеристики наземных полноповоротных антенн с зеркалами диаметром в несколько десятков метров существенно влияют гравитационные деформации. Такие деформации, изменяющиеся при работе на разных углах места, могут приводить к существенному снижению усиления антенны, особенно в диапазоне сантиметровых и миллиметровых волн. Для минимизации потерь усиления из-за весовых деформаций при разработке больших полноповоротных антенн применяется т.н. гомологический принцип, заключающийся в том, что при наклонах по углу места конструкция каркаса главного зеркала должна обеспечивать сохранение отражающей поверхности в форме параболоида с переменным положением фокуса.

Целью данной работы является разработка алгоритмов и программ, обеспечивающих возможность компенсации переменных крупномасштабных искажений поля в апертуре большой зеркальной антенны на основе результатов радиоголографических измерений.

Измерения комплексной диаграммы направленности антенны проводятся по сигналам геостационарных ИСЗ или естественных радиоисточников. В случае если в восстановленном распределении фазы поля в апертуре наблюдаются крупномасштабные линейные, квадратичные или кубические составляющие, для их компенсации могут быть определены значения поправок к положению облучателя или контррефлектора с учетом геометрии зеркал и возможностей регулировок.

Рассматриваемая методика была разработана и применена для 70-метровой зеркальной антенны П-2500, расположенной в центре космической связи «Уссурийск». Форма отражающей поверхности главного зеркала этой антенны представляет собой квазипараболоид вращения, форма семиметрового контррефлектора – квазиэллипсоид вращения. Внесение согласованных отклонений профилей зеркал от параболоида и эллипсоида позволяет сформировать оптимальное распределение амплитуды поля в апертуре и сохранить его синфазность. Для компенсации весовых деформаций имеется возможность смещения контррефлектора вдоль оси, а также поперек оси в вертикальной плоскости с одновременным его разворотом.

С учетом геометрии зеркал антенны П-2500 была разработана ее электродинамическая модель, позволяющая, в частности, рассчитать искажения поля в апертуре, возникающие при смещениях контррефлектора имеющимися механизмами. Разработанные программы позволяют определять значение оптимальных поправок к положению контррефлектора, компенсирующих наблюдаемые в измерениях искажения фазы поля в апертуре. Критерием оптимальности является минимум среднеквадратичного отклонения фазы в апертуре, либо максимум апертурного коэффициента использования поверхности (КИП).

Проверка эффективности разработанных алгоритмов проводилась путем сравнения результатов моделирования с данными радиоголографических измерений, выполненных при известных смещениях контррефлектора от исходного положения. На рис. 1 показан пример сравнения результатов моделирования фазовых искажений в центральном угломестном (вертикальном) сечении распределения поля в апертуре с экспериментальными данными, полученными при смещении контрреф-

лктора на 70 мм. Пунктиром обозначены данные полученные в ходе измерений, штрих пунктиром – результат моделирования. Проведенное сравнение подтвердило соответствие результатов моделирования экспериментальным данным.

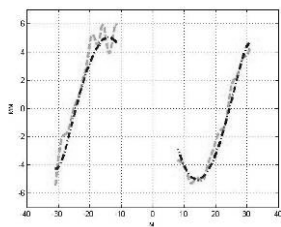


Рис. 1

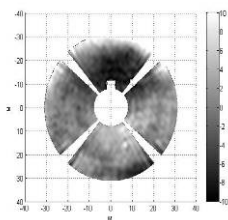


Рис. 2

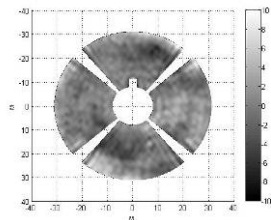


Рис. 3

На рис. 2 показан пример восстановленного радиоголографическим способом распределения фазы поля в апертуре антенны П-2500 на частоте 4 ГГц при неоптимальном положении контррефлектора. Апертурный КИП по этим данным составляет 0,89 на рабочей частоте 4 ГГц (здесь и далее приведены оценки КИП для равномерного амплитудного распределения). Для более высоких частот, например, для 8,4 ГГц, оценка КИП антенны при таком состоянии составляет 0,58. При этом абсолютные радиоастрономические измерения на частоте 8,4 ГГц показали снижение эффективной площади антенны примерно в два раза от расчетного значения.

На рис. 3 представлено фазовое распределение в апертуре, ожидаемое после смещения контррефлектора в расчетное оптимальное положение. Наблюдаемые остаточные фазовые искажения не могут быть скомпенсированы смещением контррефлектора. Оценки КИП антенны в данном случае составляют 0,97 на частоте 4 ГГц и 0,85 на 8,4 ГГц.

РАЗРАБОТКА АЛГОРИТМОВ БЕСФАЗОВОЙ РАДИОГЛОГРАФИИ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЯ В АПЕРТУРЕ 70-МЕТРОВОЙ ЗЕРКАЛЬНОЙ АНТЕННЫ

С.П. Моисеев, А.В. Калинин

Нижегородский госуниверситет

Эксплуатация больших полноповоротных зеркальных антенн связана с различного рода воздействиями на конструкцию антенной системы, которая в результате может прийти в состояние, отличное от спроектированного. Подобные изменения, как правило, приводят к ухудшениям рабочих характеристик антенны. В связи с этим возникает задача своевременной диагностики подобных антенных систем с целью профилактики, а также при осуществлении дополнительной юстировки. Помимо необходимости поддержания антенн в надлежащем состоянии, соответствующем расчетным характеристикам, возникают задачи улучшения технических

характеристик эксплуатируемых антенн с целью расширения полосы рабочих частот в верхнюю область, а именно повышения усиления на высоких частотах.

Одним из эффективных методов электромагнитной диагностики является радиоголография. Она позволяет получить наиболее полную информацию о состоянии антенной системы при помощи восстановления распределения амплитуды и фазы поля в раскрыве антенны. Проведение традиционных радиоголографических измерений требует использования дополнительного оборудования (вспомогательной антенны и двухканального приемника), которое не всегда может быть доступно. Помимо этого, сложность фазовых измерений существенно затрудняет использование радиоголографии на нижнем участке диапазона сантиметровых волн и миллиметровых волнах.

В связи с этим актуален вопрос о восстановлении распределения комплексного поля в апертуре антенны с использованием информации только об амплитуде излучаемого антенной поля. Подобные методики восстановления называются бесфазовой радиоголографией.

В ходе проводимых исследований ставится задача нахождения оптимальных и эффективных алгоритмов, которые могут успешно использоваться для практического применения бесфазовых радиоголографических методов на реальных излучающих системах. Проведена разработка и предложены реализация и сравнительный анализ непрямых методов восстановления комплексного поля в апертуре антенны по данным только об интенсивности поля в дальней зоне антенны.

Радиоголографические методы, основанные на минимизации функционала заданной формы (функционал задает квадратическую невязку между Фурье-образом комплексной функции поля в апертуре и амплитудным распределением поля в дальней зоне) [1], были представлены моделью, использующей математический алгоритм глобальной оптимизации BFGS. Итерационные методы, использующие прямое и обратное преобразование Фурье для распределения поля в апертуре и распределений поля в дальней (диаграммы направленности) или промежуточной зоне на каждом шаге, были представлены моделью, основанной на алгоритме Misell'a [2]. В качестве входных данных для

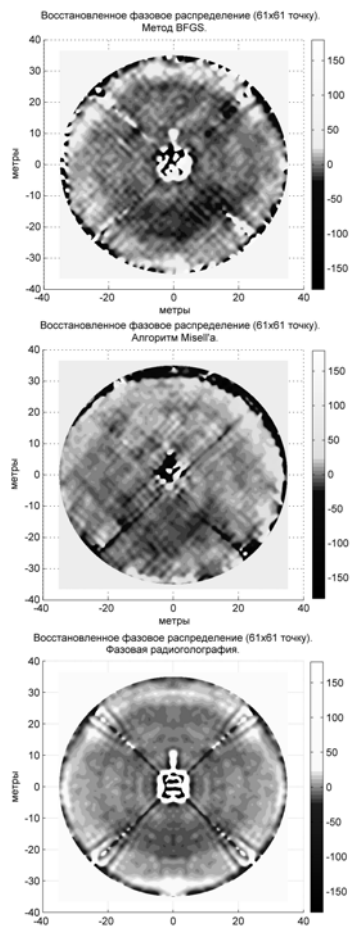


Рис.

обоих алгоритмов использовались амплитудные распределения в дальней зоне при различных параметрах дефокусировки облучателя антенны.

Проверка работы алгоритмов, основанных на принципе минимизации функционала заданной формы, с данными, полученными методом численного моделирования, продемонстрировала сходимость к верному решению всех методов глобальной оптимизации, однако квазиньютоновский BFGS показал лучшие результаты по соотношению числа используемых переменных и скорости производимых расчетов. Алгоритм, основанный на данном методе, сейчас позволяет использовать до 4000 переменных, в отличие, например, от неградиентного Nelder-Mead'a (порядка 300 переменных), и показывает лучшую сходимость в сравнении с методами первого порядка.

Разработанные алгоритмы прошли апробацию с применением экспериментальных данных, полученных на 70-метровом радиотелескопе в Уссурйске. Были использованы три амплитудных диаграммы направленности для сфокусированного и двух дефокусированных состояний антенны. Восстановление комплексных распределений поля в апертуре проводилось для трех массивов комплексных отсчетов размерностью от 441 до 3721 переменной. На рисунке представлены результаты восстановления фазы в апертуре как с использованием алгоритма, основанного на минимизации функционала заданной формы, так и при помощи итерационного алгоритма Misell'a. Также проводилось восстановление распределения поля этой антенны методом традиционной радиологграфии с использованием экспериментальных данных фазовой диаграммы направленности. Сравнение результатов, полученных традиционным и бесфазовыми методами подтвердило работоспособность разработанных алгоритмов и возможность их применения для исследования характеристик крупных антенн.

[1] Leone G., Pierri R. //IEEE Trans. Antennas Propagat. 1997. V.45, No.8. P.1236.

[2] Morris D. //IEEE Trans. Antennas Propagat. 1985. V.AP-33. P.749.

ИСКУССТВЕННОЕ ОПТИЧЕСКОЕ СВЕЧЕНИЕ НА ДЛИНАХ ВОЛН 630 И 557,7 НМ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ИОНОСФЕРУ НА ЧАСТОТАХ ВБЛИЗИ 4-Й ЭЛЕКТРОННОЙ ГИРОГАРМОНИКИ НА СТЕНДЕ «СУРА»

А.В. Шиндин¹⁾, С.М. Грач^{1,2)}, Клименко В.В.³⁾, Насыров И.А.⁴⁾, Е.Н. Сергеев^{1,2)}

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

³⁾Институт прикладной физики РАН

⁴⁾Казанский федеральный университет

Многие эффекты, связанные с воздействием мощных КВ радиоволн на ионосферу, чувствительны к тому, насколько и в какую сторону частота волны накачки f_0 отстоит от частоты электронной гирогармоники $nf_{ce} = neB/2\pi m$, где n – номер гармоника, e и m – соответственно заряд и масса электрона, B – индукция геомаг-

нитного поля. Среди этих эффектов наблюдаются изменения интенсивности искусственного оптического свечения и характера спектров искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) [1, 2]. 14 сентября 2013 г. на стенде «Сура» был проведен эксперимент, во время которого значение отстройки частоты волны накачки от частоты 4-й гирогармоники меняло знак за короткое время за счет изменений f_0 и естественных высотных вариаций ионосферы. В настоящей работе приведены результаты этого эксперимента. Положение частоты волны накачки относительно частоты гирогармоники определялось с помощью регистрации и анализа спектров ИРИ, а именно использовались особенности в поведении спектральных компонент ИРИ «над» и «под» гирогармоникой: компонента Broad Upshifted Maximum (BUM) появляется только при $f_0 > n f_{ce}$, а ее частотная отстройка определяется формулой $\Delta f_{BUM} = f_{BUM} - f_0 = f_0 - n f_{ce} + \delta f$ ($\delta f \sim 15\text{--}20$ кГц); интенсивность пика компоненты Downshifted Maximum (DM) минимальна в случае, если $f_0 - |\Delta f_{DM}| \approx n f_{ce}$. ($|\Delta f_{DM}| \sim 9\text{--}10$ кГц) [2].

В эксперименте воздействие на ионосферу осуществлялось при вертикальном направлении диаграммы направленности антенной системы стенда «Сура». Использовался непрерывный нагрев длительностью 2,5 минуты с периодом повторе-

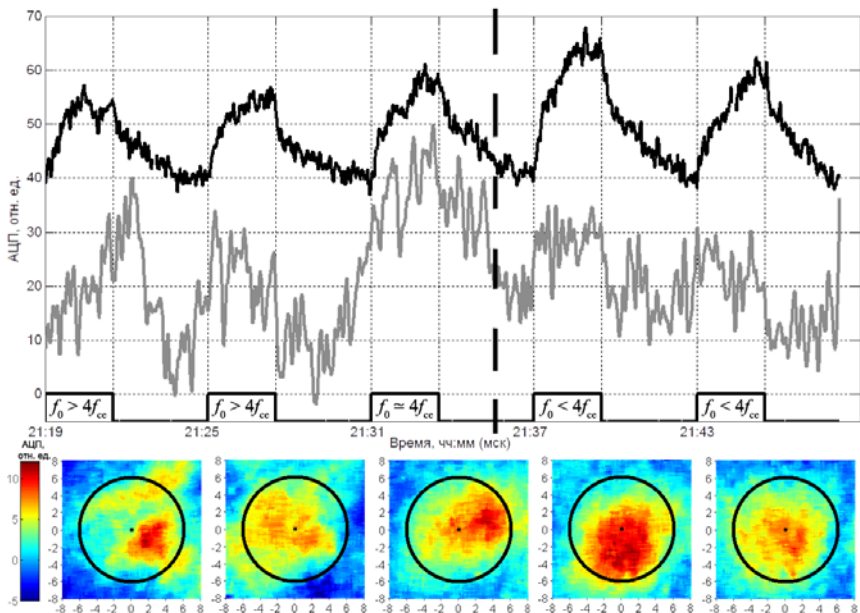


Рис.

ния 6 минут. Частота воздействия f_0 во время непрерывного нагрева выбиралась из набора 5360, 5330 и 5300 кГц.

На рисунке представлены результаты наблюдений красной и зеленой линий атомарного кислорода с помощью фотометров и ФПЗС камеры S1C/079-FP(FU) во

время воздействия на ионосферу на частоте 5330 кГц. На временной оси рисунка отображены интервалы непрерывного излучения передатчиков стенда «Сура». Черная и серая линии соответствуют интенсивностям излучения красной и зеленой линий атомарного кислорода, полученным с помощью фотометров. В нижней части рисунка приведены изображения пятен искусственного оптического свечения в красной линии, полученные из обработки снимков ФПЗС камеры. Каждый такой снимок получен в соответствующий сеанс непрерывного нагрева ближе к его окончанию, когда интенсивность свечения была максимальной. Черные окружности на снимках характеризуют направление диаграммы направленности антенной системы стенда, отметки горизонтальной и вертикальной осей даны в градусах поля зрения камеры. Из анализа данных регистрации спектров ИРИ следует, что в первые три цикла воздействия частота волны накачки превышала частоту 4-й электронной giroгармоники ($f_0 > 4f_{ce}$), а в последующие – $f_0 < 4f_{ce}$. Изменение соотношения f_0 и $4f_{ce}$ происходило за счет изменения высоты ионосферы, где $f_0^2 \approx f_{ce}^2(h) + f_{pe}^2(h)$, f_{pe} – плазменная частота электронов, и зависимости геомагнитного поля от высоты h .

По результатам эксперимента можно сделать следующие выводы: очевидной зависимости между размером и формой пятна свечения от частотной отстройки от 4-й электронной giroгармоники не выявлено. Между тем, наиболее интенсивное свечение в красной линии (630 нм) наблюдается, когда частота волны накачки меньше частоты 4-й giroгармоники, но близка к ней. Это также подтверждается результатами воздействия на частоте 5300 кГц, непроиллюстрированными в настоящей работе. Свечение же в зеленой линии (557,7 нм) наблюдается в момент прохода частоты волны накачки через giroгармонику.

Работа поддержана РФФИ (гранты 11-02-00125, 12-02-00513, 13-02-00957, 12-02-31181-мол_а, 13-02-12074-офи_м, 13-02-97072) и Министерством образования и науки (соглашение 14.132.21.1434).

- [1] Gustavsson B., Leyser T., Kosch M., Rietveld M.T., Steen Å., Brändström B.U.E., Aso T. // Phys. Rev. Lett. 2006. V.97. P.195002.
- [2] Sergeev E., Frolov V., Grach S., Kotov P. // Adv. Space Res. 2006. V.38. P.2518.

ВНУТРЕННИЙ МАСШТАБ ТУРБУЛЕНТНОСТИ МАГНИТОСЛОЯ

Ю.В. Токарев

Научно-исследовательский радиофизический институт

При взаимодействии солнечного ветра с магнитосферой Земли формируется магнитослой – область сильно турбулизованной замагниченной плазмы между отошедшей ударной волной и магнитопаузой. В настоящее время измерения на космических аппаратах (КА) позволяют исследовать неоднородности электронной концентрации N магнитослоя на масштабах $l \geq 1000$ км. Уровень ΔN зависит от условий измерений, однако частотный спектр флуктуаций плотности $G_N(f)$ в целом характеризуется степенным законом f^a с наклоном в логарифмическом масштабе

$a=1,2 - 1,6$ (см. рис. 2). Сведения о мелкомасштабной структуре магнитослоя можно получить методом радиопросвечивания, выделяющим неоднородности N с размерами $l \leq l_0 = \sqrt{\pi \lambda Z}$, где λ – длина радиоволны, Z – эффективное расстояние до рассеивающего экрана. Единственные эксперименты такого рода были выполнены в ходе программы по приему КВ сигналов станда СУРА на КА WIND [1]. Было установлено, что на волне $\lambda = 33$ м в сеансах с уверенно определяемым спектром межпланетных мерцаний $P_I(f)$ (см. рис. 1) наклон последнего b в области высоких частот мерцаний f составляет в среднем 3,6. Поскольку в инерционном интервале турбулентности индексы a и b связаны соотношением $b=a+1$, приведенные факты свидетельствуют о том, что в экспериментах [1] основной флуктуирующий масштаб $l_0 \approx 100$ км находится вблизи внутреннего масштаба турбулентности магнитослоя l_i . В настоящем докладе представлена методика анализа результатов радиопросвечивания и прямых измерений ΔN с целью уточнения спектра плазменной турбулентности магнитослоя в области диссипации.

Упомянутые спектры $G_N(f)$ и $P_I(f)$ являются производными от пространственного спектра флуктуаций плотности $\Phi_N(q)$, $q=2\pi/l$. Последний рассматривался в виде $C \cdot q^{-n} \cdot \exp(-(q \cdot l_i/2\pi)^2)$, отражающем его априорные особенности – степенной характер в области крупных масштабов и увеличение наклона при $l \leq l_i$. Можно показать, что для случая изотропных вмерозенных неоднородностей ΔN :

$$G_N(f) = \pi^2/V \cdot C \cdot (2\pi f/V)^{-a} \cdot l_i^{f_0} x^{1-n} \cdot \exp(-(x \cdot l_i f/V)^2) dx, \quad (1)$$

где $a=n-2$, V – скорость движения случайно-неоднородной среды относительно КА. Основываясь на выводах теории слабого рассеяния сферической волны от точечного источника на фазовом экране [2], можно показать также, что спектр флуктуаций интенсивности принимаемого излучения (спектр мерцаний):

$$P_I(f) = P_0 \cdot p^{1-n} \cdot f_0^2 \sin^2((x \cdot p)^2) \cdot x^{1-n} / (x^2 - 1)^{0.5} \cdot \exp(-(x \cdot d \cdot p)^2) \cdot dx. \quad (2)$$

Здесь $P_0 = 2\pi/V_{\perp} \cdot (A \lambda^2 \Delta r) \cdot C \cdot (\lambda \cdot Z/4\pi)^{(n-1)/2}$, $p=f/f_{0\perp}$, $f_{0\perp}=V_{\perp}/l_0$, $d=l_i/l_0$, $Z = r \cdot (R-r)/R$, Δr – толщина экрана, r и R – расстояния до него от приемника и источника радиоволн, соответственно; $V_{\perp}$ – проекция скорости движения среды V на нормаль к лучу зрения, $A = 3 \cdot 10^{-25}$ см².

Характер модельного спектра (2) виден из рис. 1, где он приведен пунктиром для $n = 3,6$ и $d = 0,33; 0,25; 0,1$ вместе с наблюдаемым спектром в одном из сеансов просвечивания (точки). Оптимальное согласование модельного и наблюдаемого спектров мерцаний с учетом шумов записи позволяет оценить спектральную плотность плато P_0 , частоту перегиба $f_{0\perp}$ и отношение $l_i/l_0 = d$. В совокупности с известными из траекторных данных величинами l_0 , Δr , Z это определяет параметры C и l_i в выражении (1) в конкретном сеансе. На рис. 2 приведены нормированные спектры $G_N(f)/N^2$ (пунктир), отвечающие наблюдаемым спектрам $P_I(f)$ в 5 сеансах радиопросвечивания при элонгациях 70–110°. Символы (o, *, *) представляют типичные спектры относительных флуктуаций $\Delta N/N$ на утреннем фланге магнитослоя по данным

прямых измерений на КА Themis B в период 02–03.11.2007 [3]. Плотность плазмы в набегающем солнечном ветре N_{CB} в каждом из сеансов бралась по одновременным измерениям на КА WIND [3], для расчета N и V в магнитослое использовалась модель Спрейтера [4]. Как видно из рис. 2, расчетные спектры $G_N(f)/N^2$ хорошо

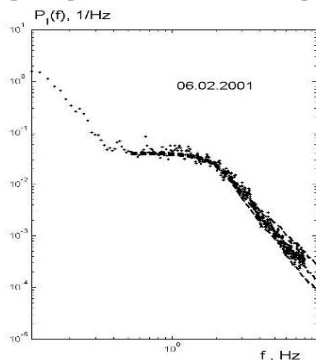


Рис. 1

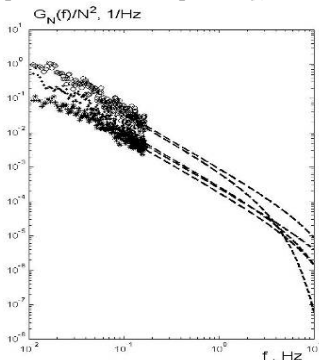


Рис. 2

согласуются с полученными из прямых измерений при реалистичных предположениях о скачке плотности при переходе через ударную волну.

В целом, по массиву из 28 сеансов просвечивания магнитослоя на волне 33 м при элонгациях $e = 3 \div 120^\circ$ внутренний масштаб турбулентности плотности плазмы $l_i = 10 \div 90$ км с наиболее вероятным значением 20 км. Относительные флуктуации $\Delta N/N$ на френелевском масштабе $\sqrt{\pi \lambda Z}$ составляют в среднем $0,07 \pm 0,03$ при небольшой тенденции уменьшения ($\leq 50\%$) от носа к флангам магнитослоя.

- [1] Токарев Ю. В., Кайзер М.Л., Белов Ю.И., Бойко Г.Н., Муравьева Н.В. //Астрон. вестник. 2000. Т.34, №.2. С.143.
- [2] Прохоров А. И., Бункин Ф.В., Гочелашвили К.С., Шитов В.И. //УФН. 1974. Т.114, вып.3. С.415.
- [3] http://cdaweb.gsfc.nasa.gov/istp_public/.
- [4] Spreiter J. R., Summers A.L., Alksne A.Y.// Planet Space Sci. 1966. V.14. P.223.

О СПЕКТРЕ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ РАДИОГАЛАКТИКИ ДЕВА А

Е.Н. Виняйкин

Научно-исследовательский радиофизический институт

Гигантская эллиптическая галактика М87, с которой отождествляется четвёртый по потоку радиоизлучения источник северного неба радиогалактика Дева А (Vir A), расположена в центре ближайшего к нам богатого скопления галактик на расстоянии 17 Мпк и содержит в своём ядре чёрную дыру, одну из наиболее мас-

сивных из известных к настоящему времени, с массой в несколько миллиардов масс Солнца. Активность ядра М87, обусловленная аккрецией вещества на чёрную дыру, является источником энергии для радио-, инфракрасного и рентгеновского излучения Девы А, а также в большой степени определяет физические условия как в самой галактике М87, так и за её пределами вплоть до масштаба всего скопления галактик. Исследования радиоизлучения Девы А опубликованы в многочисленных работах (см. в этой связи, например, работу [1] и ссылки в ней) и посвящены как измерениям плотности потока интегрального радиоизлучения $S_v^{\text{Vir A}}$ в зависимости от частоты ν , так и изучению углового распределения радиояркости по источнику. Спектр Девы А $S_v^{\text{Vir A}}$ исследован в [1] по опубликованным ранее данным измерений в диапазоне частот 10–1400 МГц; всего в [1] рассмотрены измерения на 15 частотах. Сделан вывод о том, что спектр Девы А наилучшим образом описывается следующим степенным законом [1]:

$$S_v^{\text{Vir A}} = (1226 \pm 17 \text{ Ян}) (\nu/150 \text{ МГц})^{-0,790 \pm 0,008}. \quad (1)$$

В данной работе спектр Девы А исследован в интервале частот от 5,6 до 92890 МГц. Это существенно более широкий диапазон, чем в [1–8], как в сторону низких, так и высоких частот. Для построения спектра в указанном диапазоне частот использованы данные измерений $S_v^{\text{Vir A}}$ на 52 частотах (см. [2–12] и ссылки в этих статьях). Отметим, что измерения $S_v^{\text{Vir A}}$ на частотах 38 и 151,5 МГц [9, 12] выполнены по отношению к радиогалактике Лебедь А (Суг А). С использованием аппроксимации спектра Суг А, полученной в [12], по относительным величинам $S_v^{\text{Vir A}}/S_v^{\text{Cyg A}}$ из [9] вычислены абсолютные значения $S_v^{\text{Vir A}}(38 \text{ МГц}) = 4528 \pm 278 \text{ Ян}$, $S_v^{\text{Vir A}}(151,5 \text{ МГц}) = 1116 \pm 53 \text{ Ян}$. Последние вместе с другими 50 значениями, упомянутыми выше, использованы для нахождения спектра Девы А. Спектр находился в виде линейной функции $\lg(S_v^{\text{Vir A}})$ от $\lg(\nu)$ методом наименьших квадратов с учётом весов. Полученный спектр имеет вид:

$$S_v^{\text{Vir A}} = (1243 \pm 25 \text{ Ян}) \cdot (\nu/150 \text{ МГц})^{-(0,808 \pm 0,005)}. \quad (2)$$

Спектр (2) близок к (1), но, как указано выше, получен для существенно большего интервала частот, чем (1). Зависимость $\lg(S_v^{\text{Vir A}})$ от $\lg(\nu)$ в виде полинома второй степени чуть хуже соответствует экспериментальным данным, чем простой степенной закон (2), что согласуется с выводами [1]. Структура Девы А содержит ядро (тройной источник, находящийся в пределах М87) с угловым размером $1,3 \times 0,5$, погружённое в гало размером $\sim 15''$ [1]. Ядро состоит из двух лепестков и центрального источника, от которого в сторону северо-западного лепестка простирается джет с угловым размером $\sim 20''$. Центральный источник имеет структуру «ком-

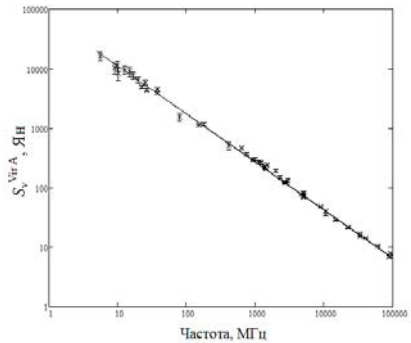


Рис.

пактное ядро–джет». Последний простирается на $0,05''$ точно в том же направлении, что и $20''$ -й джет и связан с активностью чёрной дыры. Радиоизлучение ядра Девы А доминирует на частотах выше ~ 1 ГГц, на частотах же менее 1 ГГц преобладает радиоизлучение гало. Спектр ядра в диапазоне $30\text{--}10000$ МГц степенной со спектральным индексом $0,6 \pm 0,02$ [1], спектр же всего источника Дева А имеет спектральный индекс $0,808 \pm 0,005$ (см. (2) и рис.) во всём исследованном диапазоне, в том числе на самых низких частотах. Налицо противоречие между спектром релятивистских электронов в ядре, инжектируемых в гало, и их спектром в гало, излучение которого доминирует на низких частотах [1]. То обстоятельство, что спектр интегрального радиоизлучения Девы А остаётся степенным с постоянным спектральным индексом $0,808$ в диапазоне от ~ 5 МГц до ~ 100 ГГц, накладывает жёсткие ограничения на любую модель радиоисточника Дева А, претендующую на исчерпывающее описание всех его свойств. Большой интерес представляет неисследованный участок спектра Девы А на частотах менее 5 МГц, поведение которого зависит от различных механизмов, приводящих к уменьшению плотности потока радиоизлучения с уменьшением частоты. Как показано в [6], тормозное поглощение во внешних средах по отношению к Деве А (светящаяся в рентгеновских лучах «атмосфера» Девы А и среда Галактики) несущественно вплоть до частоты $5,6$ МГц.

- [1] De Gasperin F., Orru E., Murgia M., et al. //Astron. and Astroph. 2012. V.547. P.A56.
- [2] Baars J., Genzel R., Pauliny-Toth I., Witzel A. //Astron. and Astroph. 1977. V.61. P.99.
- [3] Kühn H., et al. //Astron. and Astroph. Suppl. Ser. 1981. V.45. P.367.
- [4] Ott M., Witzel A., Quirrenbach A., et al. //Astron. and Astroph. 1994. V.284. P.331.
- [5] Bridle A.H., Purton C.R. //Astronomical J. 1968. V.73. P.717.
- [6] Токарев Ю. В. //Изв. вузов. Радиофизика. 1996. Т.39. С.945.
- [7] Дмитренко Д.А. и др. //Астроном. журнал. 1971. Т.48. С.437.
- [8] Weiland J.L., Odegard N., Hill R.S. et al. //Astrophys. J. Suppl. Ser. 2011. V.192:19.
- [9] Виняйкин Е.Н. //Астроном. журнал. 2007. Т.84. С.105.
- [10] Разин В.А., Фёдоров В.Т. //Изв. вузов. Радиофизика. 1963. Т.6. С.1052.
- [11] Flett A.M., Henderson C. //Month. Notice Royal. Astron. Soc. 1981. V.194. P.961.
- [12] Виняйкин Е.Н. //Астроном. журнал. 2006. Т.83. С.168.

ОСОБЕННОСТИ ДИФРАКЦИИ РАДИОВОЛН В МУЛЬТИФРАКТАЛЬНЫХ ТУРБУЛЕНТНЫХ СРЕДАХ

Ф.И. Выборнов, А.В. Рахлин

Научно-исследовательский радиофизический институт

Сейчас можно утверждать, что изложенная в работах [1–3] теория распространения радиоволн за фазовым экраном применима и для случая толстого мультифрактального слоя (когда $L \geq L_0$ или $L \gg L_0$, где L – толщина слоя ионосферных неод-

неоднородностей, L_0 – внешний масштаб турбулентности) в том же приближении фазового экрана $\lambda L \gg l^2$, $L \gg l$ (λ – длина зондирующей волны, l – характерный масштаб неоднородностей).

Дело в том, что внутри неоднородного слоя структурная функция флуктуаций фазы второго порядка определяется только мелкомасштабными плазменными неоднородностями с мультифрактальной структурой турбулентности.

Действительно, структурная функция флуктуаций амплитуды радиоволны $D_S(\mathbf{r})$, прошедшей ионосферный слой толщиной L , заполненный неоднородностями, характеризуется структурной функцией флуктуаций электронной концентрации второго порядка $\Delta N^2(r) \sim r^{2\alpha}$ (см. [1–3]):

$$D_S(\mathbf{r}) \propto \int_0^L \int_0^L dl_1 dl_2 \left[\langle \Delta N^2(\mathbf{r}) \rangle - \langle \Delta N^2(0, l_2 - l_1) \rangle \right], \quad (1)$$

здесь l_1, l_2 – координаты вдоль вертикальной оси z , $\mathbf{r}$ – радиус-вектор из точки регистрации волны в точку плазменного слоя с координатами $(x, y, l_1 - l_2)$, α – параметр.

Приближенно можно считать (см. [4]) для изотропной турбулентности с учетом малого вклада зоны диссипации:

$$\langle \Delta N^2(\mathbf{r}) \rangle = \langle \Delta N^2(r) \rangle \propto \begin{cases} r^{2\alpha} & |_{0 \leq r \leq L_0} \\ L_0^{2\alpha} & |_{r \geq L_0} \end{cases}. \quad (2)$$

Тогда

$$D_S(\mathbf{r}) \propto \int_0^L \int_0^L dl_1 dl_2 \left[r^{2\alpha} - \xi^{2\alpha} \right], \quad (3)$$

что было получено ранее для тонкого мультифрактального слоя в [1] с учетом обозначения $\xi = l_1 - l_2$.

Для анизотропной мелкомасштабной турбулентности при $r \leq L_0$ можно использовать соотношение (2) с учетом обозначений, используемых в работе [1],

$$\langle \Delta N^2(\vec{r}) \rangle \propto r_{\perp}^{p_2-2} r_{\parallel}^{p_1-1} \cdot r^3 / r^{D_N}$$

и для изотропных более крупных неоднородностей ($r > L_0$)

$$\langle \Delta N^2(\vec{r}) \rangle \propto L^{2\alpha}.$$

Отметим, что при этом вклад изотропных крупномасштабных неоднородностей в (2) оказывается нулевым. Тогда

$$D_S(\vec{r}) \propto \int_0^L \int_0^L dl_1 dl_2 \left[\left\langle \Delta N^2(\vec{r}) \right\rangle_{\mathcal{L}l}^{mm} - \left\langle \Delta N^2(0, 0, \xi) \right\rangle_{\mathcal{L}l}^{mm} \right] \quad (5)$$

подобно случаю (3), но только для мелкомасштабной турбулентности с мультифрактальной структурой (отмечено индексом mm).

Далее, следуя разделу 4 статьи [1], можно получить те же окончательные соотношения для структурной функции слабых флуктуаций амплитуды, что и в статье [1] для случая тонкого слоя неоднородностей.

Итак, базовые структурные функции флуктуаций фазы на выходе фазового экрана должны быть достаточно идентичными как для случая тонкого мультифрактального слоя ($L < L_0$), так и толстого ($L \gg L_0$) из-за того, что вклад в них изотропных крупномасштабных неоднородностей с размерами $l > L_0$ практически отсутствует (см. формулы (2)–(5)). Соответственно все результаты статей [1–3] могут быть использованы и для случая толстого мультифрактального плазменного слоя с изотропными и анизотропными мелкомасштабными ионосферными неоднородностями.

Используемые в статье представления базируются на модели сплошной случайной среды (в разных локальных областях диэлектрическая проницаемость среды $\varepsilon(r)$ – непрерывная дифференцируемая функция). При этом справедливы все общие итоговые теоретические соотношения, ранее полученные в монографиях [4, 5], для всех статистических методов решения задач дифракции волн в случайно-неоднородных средах с учетом дополнительного усреднения по локально-однородным областям турбулентной среды с мультифрактальной структурой с различными случайными параметрами α .

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ и Министерства промышленности и инноваций Нижегородской области, грант № 11-02-97012p_поволжье_a.

- [1] Алимов В.А., Выборнов Ф.И., Рахлин А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2007. Т. 50, №4. С. 300.
- [2] Алимов В.А., Выборнов Ф.И., Рахлин А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2008. Т. 51, № 4. С. 287.
- [3] Алимов В.А., Выборнов Ф.И., Рахлин А.В. // Изв. вузов. Радиофизика. 2009. Т. 52, № 1. С. 14.
- [4] Рытов С.М., Кравцов Ю.А., Татарский В.И. Введение в статистическую радиофизику. Т.2. – М.: Наука, 1978, 404 с.
- [5] Татарский В.И. Распространение радиоволн в турбулентной атмосфере. – М.:Наука, 1967, 548 с.

ЛУЧЕВЫЕ ТРАЕКТОРИИ ДЕКАМЕТРОВЫХ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ С УЧЕТОМ ТЕПЛОВОГО ДВИЖЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

С.М. Грач, Н.А. Погорелко, В.А. Яшнов

Нижегородский госуниверситет

При анализе распространения электромагнитных волн в слоисто-неоднородной магнитоактивной плазме в рамках приближения геометрической оптики уравнение эйконала имеет вид алгебраического уравнения четвертой степени относительно вертикальной составляющей вектора волновой нормали (квартика Букера) [1].

Для высокочастотных волн квартика Букера имеет следующий вид:

$$\alpha q^4 + \beta q^3 + \gamma q^2 + \delta q + \varepsilon = 0, \quad (1)$$

где коэффициенты уравнения $\alpha, \beta, \gamma, \delta, \varepsilon$ выражены через угол ψ , который составляет вектор индукции магнитного поля $\mathbf{B}$ с вертикалью, компоненты вектора волновой нормали $\mathbf{n}=(n_x, n_y, q)$ и параметры $v=\omega_p^2/\omega^2$ и $u=\omega_B^2/\omega^2$, (ω_p – плазменная частота, ω_B – гирочастота электронов).

На рис. 1 приведены зависимости вертикальной компоненты вектора волновой нормали от параметра v . Расчеты выполнены при $u=0,5$, $\psi=18^\circ$. Сплошная кривая построена для $\delta_0=11,5^\circ$, пунктирная – для $\delta_0=15,5^\circ$ (δ_0 – угол между $\mathbf{n}$ и $\mathbf{B}$ на входе в плазму). При $\delta_0=11,5^\circ$ происходит линейная трансформация обыкновенной волны в необыкновенную (L -моду в области $v>1$), т.к. соответствующие дисперсионные кривые пересекаются при $v=1$. В этой области вектор волновой нормали ориентирован вдоль внешнего магнитного поля, показатели преломления обыкновенной и необыкновенной волн для $\delta_0=11,5^\circ$ совпадают. При $\delta_0=15,5^\circ$ дисперсионные кривые для двух нормальных волн близки, т.е. также возможна значительная линейная трансформация.

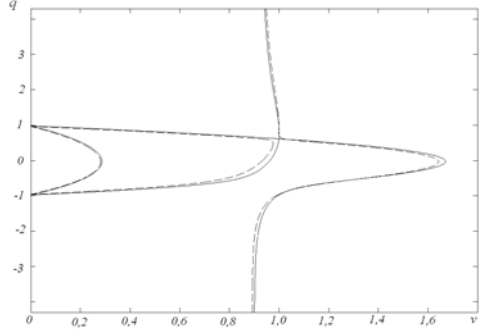


Рис. 1

При анализе распространения радиоволн в резонансных областях необходим учет теплового движения заряженных частиц, что наиболее просто выполнить в квазигидродинамическом приближении. При этом в однородной магнитоактивной плазме дисперсионное уравнение имеет вид [1]:

$$\beta^2(1-u\cos^2\theta)n^6 - [1-u-v+uv\cos^2\theta]n^4 + [2(1-v)^2-u(2-v-v\cos^2\theta)]n^2 + (1-v)[u-(1-v)^2]=0, \quad (2)$$

где $\beta=V_T/c$ – тепловая поправка, V_T – тепловая скорость электронов. С учетом проекций n_x, n_y, q вектора волновой нормали $\mathbf{n}$ на оси координат вместо (1) из уравнения (2) получаем уравнение шестой степени относительно q :

$$a_6q^6 + a_5q^5 + a_4q^4 + a_3q^3 + a_2q^2 + a_1q + a_0 = 0, \quad (3)$$

где $a_6=\beta^2(1-u\cos^2\psi)$, $a_5=-2\beta^2u n_y \sin\psi \cos\psi$. При выводе уравнения (3) мы пренебрегли всеми слагаемыми, содержащими β^2 в коэффициентах a_4-a_0 в силу их малости.

На рис. 2 приведены соответствующие зависимости $q(v)$ для обыкновенной, необыкновенной волн и L -моды. По вертикальной оси используется комбинированный масштаб: для значений $q > -1$ – линейный, иначе – логарифмический. Учет теплового движения приводит к тому, что вместо полюса $q \rightarrow \infty$ при $v=v_\infty$ на рис. 1, здесь имеет место конечное увеличение показателя преломления и появляется возможность распространения волны в область меньших v . То есть, при учете теплового движения вместо плазменных колебаний в области $v=v_\infty$ решением дисперсион-

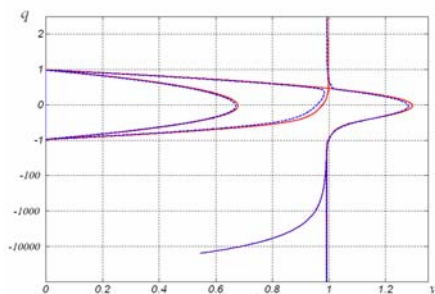


Рис. 2

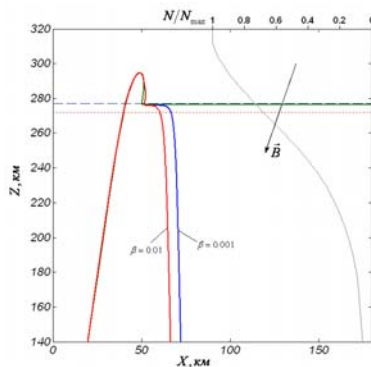


Рис. 3

ного уравнения (3) являются плазменные волны с конечными q , которые могут уходить из области плазменного резонанса в менее плотные слои.

Траектории распространения волны при ее линейной трансформации из О в L-моду показаны на рис. 3 для частоты 5,3 МГц при $\delta_0 = 8,2^\circ$ для различных значений параметра β^2 . При расчетах использовался профиль электронной концентрации в ионосфере, полученный по данным вертикального зондирования и показанный на рис. 3 справа. В приближении холодной плазмы ($\beta = 0$) L-мода после отражения возвращается в область резонанса $\nu = \nu_{ce}$. При $\beta^2 \neq 0$ лучевые траектории выходят из резонансной области вниз. При дальнейшем распространении их показатель преломления увеличивается и достигает величины, при которой существенным становится затухание Ландау.

Работа поддержана РФФИ (гранты 12-02-00513 и 13-02-97072)

- [1] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. – М.: Наука, 1967. С.153.

ЧИСЛЕННЫЙ РАСЧЕТ ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ ИСТОЧНИКА В ПЛОСКОМ ВОЛНОВОДЕ С ШЕРОХОВАТЫМИ ГРАНИЦАМИ

С.Ю. Белоногов, В.Г. Гавриленко, М.С. Жуков, В.А. Яшнов

Нижегородский госуниверситет

Модели плоского волновода широко используется при анализе распространения радиоволн ОНЧ-диапазона вдоль земной поверхности, для расчета микроволновых полей в планарных структурах и акустических волн в подводном звуковом канале. Во всех этих случаях отражающие поверхности не являются строго плоскими и часто имеют случайно неоднородный рельеф. В связи с этим изучению закономерностей распространения волн различной физической природы в плоских

волноводах с шероховатыми границами посвящено большое число работ (см., например, [1] и цитируемую там литературу). Аналитическое решение этой задачи весьма затруднено из-за многократных отражений волн от границ, затенения участков поверхностей неровностями и наличия дифракции волн на хаотических неоднородностях. Поэтому в большинстве работ применяется либо метод возмущений в случае малой высоты неровностей, либо лучевой подход в приближении Кирхгофа для плавных неоднородностей.

В работах [2, 3] предложен вариант метода статистического моделирования Монте-Карло для численного расчёта статистических характеристик некогерентного излучения, рассеянного на шероховатой поверхности или на дискретных объектах, хаотически распределённых по плоскости. Предложенный подход основан на представлениях теории переноса излучения и использует корпускулярное представление волнового поля. В работе предлагается обобщение указанного выше подхода на случай плоского волновода с шероховатыми границами и выполняется численный расчёт распределения пространственно усреднённой по области регистрации плотности энергии излучения заданного источника внутри волновода.

Плоский волновод представляет собой пространство между двумя в среднем плоскими горизонтальными отражающими поверхностями, средний уровень которых перпендикулярен вертикальной оси z , заполненное однородной поглощающей средой. Каждая из граничных поверхностей является случайной и представляется в виде горизонтальной плоскости, на которой хаотически с однородной средней плотностью располагаются отражающие неоднородности со случайной высотой h относительно среднего уровня.

Излучение некогерентного источника моделируется потоком корпускул с однородной угловой плотностью в горизонтальной плоскости и в заданном интервале углов $\Delta\theta$ в вертикальной. После прохождения корпускулой случайного горизонтального расстояния l , плотность вероятности которого $P(l)$ распределена по закону Пуассона $P(l) = \exp(-l/\langle l \rangle)$, где $\langle l \rangle$ – средняя горизонтальная длина свободного пробега, происходит акт рассеяния. Если конечная точка прямолинейной траектории частицы после предыдущего акта рассеяния находится ниже случайной высоты неоднородности h , в этой точке происходит случайное отклонение направления движения в вертикальной плоскости на угол α от зеркального по отношению к горизонтальной плоскости (при движении частицы сверху вниз) или от первоначального направления (при движении снизу вверх). Кроме того, происходит случайное отклонение на угол β от первоначального направления в горизонтальной плоскости. Эти отклонения происходят на малые углы и моделируют отражения от плавных пологих неровностей. Регистрация характеристик излучения выполняется аналогично [2, 3] в цилиндрическом слое радиуса d , малой толщины и произвольной высоты Δz , с центром на вертикальной линии, проходящей через источник.

В качестве примера на рисунке приведены зависимости средней плотности энергии от расстояния в волноводе с различной степенью шероховатости границ, когда источник расположен вблизи нижней границы волновода, а область регистрации – вблизи верхней границы. Ход кривых подтверждает наличие ослабляющего влияния неоднородностей границ на усреднённое значение плотности энергии излучения в волноводе (чем сильнее шероховатости, тем слабее принимаемое излучение). При увеличении горизонтального расстояния до области регистрации дифракция сначала ведёт к увеличению принимаемой энергии, а затем к её ослаблению.

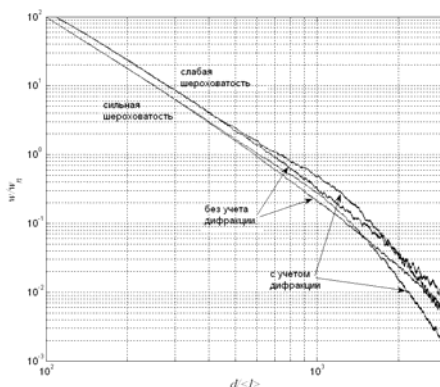


Рис.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 13-02-97064-р_поволжье_a).

- [1] Басс Ф.Г., Фукс И.М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. – М.: Наука. 1972, 424 с.
- [2] Белоногов С.Ю., Гавриленко В.Г., Джандиери Г.В., Джандиери В.Г. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2009. Т.14, №8. С. 27.
- [3] Белоногов С.Ю., Гавриленко В.Г., Котельникова М.В., Яшнов В.А. // Электромагнитные волны и электронные системы. 2011. Т.16, №8. С. 26.

ИССЛЕДОВАНИЕ АТМОСФЕРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ММ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН В ВОСТОЧНОЙ ЯКУТИИ И ЦЕНТРАЛЬНОЙ ЧАСТИ РОССИИ

Е.Б. Абашин¹⁾, Г.М. Бубнов^{1,2)}, В.Ф. Вдовин^{1,2)}, И.И. Галанин²⁾, С.Ю. Дрягин¹⁾,
И.И. Зинченко¹⁾, В.И. Носов¹⁾

¹⁾Институт прикладной физики РАН

²⁾Нижегородский государственный технический университет

Одной из важнейших проблем освоения коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов для целей радиоастрономии и телекоммуникаций является наличие поглощения волн этих диапазонов атмосферными газами, которое подвержено сезонным и суточным вариациям и существенно зависит от климата местности и высоты над уровнем моря.

На сегодняшний день нет подтвержденных данных о возможностях работы в мм и субмм диапазонах на территории России, поэтому задача экспериментальной оценки поглощения в различных регионах представляется весьма актуальной [1].

Настоящая работа посвящена сравнению результатов двух экспедиций по исследованию астроклимата мм волн на территории России. Экспедиция на г. Муус-Хая (высота лагеря – 1980 м, координаты: 62°37'8,52" с.ш. 140°50'9,31" в.д.) состоялась летом 2012 года, когда в силу температурных особенностей условия для наблюдений должны быть наилучшими. Очевидно, что в более холодное время года картина заметно лучше. Экспедиция в Пушино, напротив, состоялась в наиболее благоприятное для наблюдений время – в начале марта 2013 года, когда атмосферная влажность «выморожена» в течение зимы.

Атмосферное поглощение измерялось при помощи радиометра, работающего по методу «разрезов» в диапазоне частот 84–99 ГГц (окно прозрачности 3 мм), собранного в ИПФ РАН [2].

В таблице 1 представлены результаты обработки данных из экспедиции в Якутию. В окне прозрачности 3 мм среднее поглощение в день наблюдений (2 августа) составило около 0,09 Неп, что соответствует 5 мм осадённой воды. Учитывая это, рассчитано поглощение в соседних окнах прозрачности [3].

В таблице 2 представлены данные о поглощении в Пушино. Среднее значение поглощения в хорошую погоду составило порядка 0,12 Неп. Учитывая высоту места наблюдений (207 м над уровнем моря), «сухая» часть поглощения несколько больше, чем в Якутии, а паров воды почти столько же – 6 мм. Дополнительно рассчитано поглощение в соседних окнах прозрачности.

Таким образом, количество осадённой воды на Мус-Хая летом примерно такое же, как и в Пушино зимой, а поглощение в Якутии меньше ввиду меньшей «сухой» части.

Прогноз по поглощению в другие сезоны базируется на годовом распределении осадённой воды, полученном усреднением данных метеозондирования с ближайших метеостанций (рис. 1 и 2) [4]. Наблюдения, проведённые в Якутии летом, действительно приходятся на худший период года с наибольшим поглощением. Очевидно, что в зимнее время (с ноября по апрель) ожидается уменьшение количества осадённой воды в 5–10 раз по сравнению с тем, которое имело место в период наблюдений.

Табл. 1

Частота (ГГц)	Длина волны (мм)	τ (Непер) вечер/утро
22,2	13,5	0,037/0,033
31,4	9,55	0,026/0,025
90,0	3,33	0,091/0,083
115,3	2,60	0,328/0,316
150	2,00	0,162/0,140
230	1,30	0,317/0,274
345	0,870	0,946/0,818
PWV=5 мм		

Табл. 2

Частота (ГГц)	Длина волны (мм)	τ (Непер) сред.
22,2	13,5	0,049
31,4	9,55	0,036
90,0	3,33	0,12
115,3	2,60	0,45
150	2,00	0,20
230	1,30	0,40
345	0,870	1,20
PWV=6 мм		

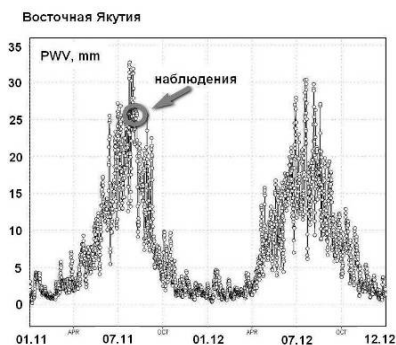


Рис. 1

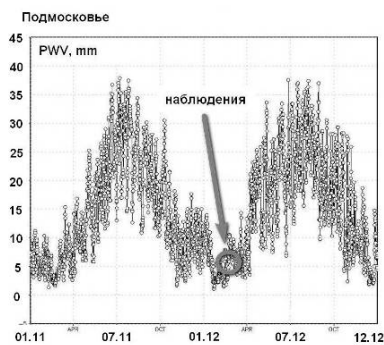


Рис. 2

(Примечание: несоответствие измеренного PWV – 5 мм и обозначенного на рис. 1 – 25 мм объясняется разностью высоты в 2 км, в данном случае важно относительное сезонное изменение). Ближайшая к Муус-Хая метеостанция расположена на высоте 740 м в аэропорту п. Оймякон, там же проводились измерения астроклимата в 1966 г. [1]. Разумеется, в горах картина наблюдений должна быть заметно лучше. Учитывая годовое распределение осаждаемой воды и измеренное поглощение, в Пушино «ясных» для наблюдений дней оказывается всего несколько в год, а в Якутии – около полугода, с ноября по апрель.

Таким образом, получила первое подтверждение гипотеза об удовлетворительном астроклимате в окрестностях вершины Мус-Хая, в то время как астроклимат средних широт нельзя назвать благоприятным для мм диапазона. Однако размещение обсерватории в горной Якутии, ввиду полного отсутствия какой-либо инфраструктуры, сопряжено с глобальными финансовыми и трудовыми затратами.

- [1] Васильченко Н.В., Кардашев Н.С., Мороз В.И., Морозов И.К., Репин А.Н., Хромов Г.С. // Астроном. журнал, 1967. Т. 44, №4. С.897.
- [2] Зинченко И.И., Носов В.И., Никифоров П.Л., Федосеев Л.И., Швецов А.А., Большаков О.С. // Тр. Института прикладной астрономии РАН. 2012. Вып. 24. С.194.
- [3] Ulich B.L. // Astrophysical Letters. 1980. V. 21. P. 21.
- [4] <http://nomad3.ncep.noaa.gov>

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В СЛОЕ С ОДНОМЕРНЫМИ РАЗРЕЖЕННЫМИ ФЛУКТУАЦИЯМИ

Г.И. Григорьев¹⁾, Т.М. Заборонкова²⁾, Л.П. Коган³⁾

¹⁾ Научно-исследовательский радиофизический институт

²⁾ Нижегородский государственный технический университет

³⁾ Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет

Рассмотрено рассеяние плоской электромагнитной волны, распространяющейся вдоль оси x , с нормированной напряженностью электрического поля

$\mathbf{E} = \exp(-ikx)\mathbf{z}_0$, где $k = 2\pi(\epsilon^{(0)})^{1/2}/\lambda$, λ – длина волны в вакууме, $\epsilon^{(0)}$ – невозмущенное значение относительной диэлектрической проницаемости среды, $\mathbf{z}_0$ – единичный вектор нормали, перпендикулярный к оси x (зависимость от времени принимаем в виде $\exp(i\omega t)$). Волна падает слева на слой, заданный на интервале $[0, D]$ оси x , с одномерной случайно-неоднородной диэлектрической проницаемостью $\epsilon(x) = \epsilon^{(0)}(1 + f_1(x) + \dots + f_m(x) + \dots + f_N(x))$ (рис. 1). Здесь функция $f_m(x)$, определяющая вид отдельной неоднородности, зависит от случайных параметров. Каждая функция $f_m(x)$ отвечает возмущению с максимальным отклонением от нулевого значения A_m и пространственной протяженностью S_m . Расстояния между соседними неоднородностями равны $L_m = x_{m+1} - (x_m + S_m)$. Считаем, что L_m , S_m и A_m являются независимыми случайными величинами, распределенными по Гауссу, со средними значениями $\langle L_m \rangle = L$, $\langle S_m \rangle = S$, $\langle A_m \rangle = 0$ и дисперсиями σ_L^2 , σ_S^2 и σ_A^2 соответственно. Случайная величина N – количество отдельных неоднородностей в данной реализации слоя. Усреднение везде проводится по совокупности реализаций. Полагаем, что $\{L, S\} \ll D$, $\langle f_m(x) \rangle = 0$, $\text{Im}(\epsilon(x)) = 0$. При выполнении условия $k\sigma_L \gg 1$ случайно-неоднородный слой можем считать совокупностью разреженных неоднородностей.

Используя методику, предложенную в работе [1], приходим к выражению для средней интенсивности рассеянного поля:

$$I(x) = \pi \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{t \, sh(\pi t)}{ch^2(\pi t)} \frac{2\nu}{2\nu + 1} \exp(-(1/4 + t^2)rM_1) \exp((3/4 - 2it - t^2)rM_2) dt,$$

где $\nu = -1/2 + it$, M_1 – среднее число неоднородностей на участке $[0, x]$, M_2 – на участке $[x, D]$, коэффициент r , равный среднему отношению плотностей энергии волны до и после прохождения отдельной неоднородности, зависит от распределения параметров функций $f_m(x)$.

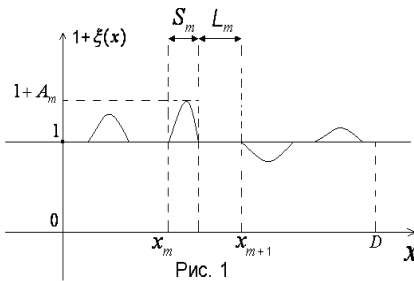


Рис. 1

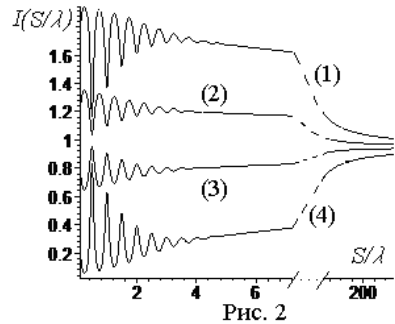


Рис. 2

На рис. 2 показана зависимость средней интенсивности I от параметра S/λ для слоя со случайными неоднородностями прямоугольной формы, для которых функция $f_m(x) = A_m [h(x - x_m) - h(x - (x_m + S_m))]$, где $h(\xi)$ – единичная функция Хевисайда. Для всех кривых рис. 2 $\sigma_L = 0,1$, $\sigma_S = 0,01\lambda$, $L = 5\lambda$. Для кривых (1)–(4) координаты точки наблюдения $x = 0,1D$, $x = 0,4D$, $x = 0,6D$ и $x = 0,9D$ соответственно. Из рис. 2 видно, что при значениях $S \leq \lambda$ наблюдаются значительные квазипериодические вариации средней интенсивности в зависимости от соотношения средней ширины неоднород-

родностей и длины падающей электромагнитной волны. Заметим, что такие осцилляции отсутствуют для слоя с мелкомасштабными неоднородностями. Для слоя с возмущениями, отвечающими плавным в масштабе λ функциям $f_m(x)$, квазипериодические осцилляции средней интенсивности отсутствуют.

Таким образом, просвечивая случайно-неоднородный слой электромагнитными волнами разных частот, можно сделать вывод о деталях его внутренней структуры.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ по грантам № 13-05-00511 и № 13-02-97035 и Министерства образования и науки (государственный контракт № 14.518.11.7056).

[1] Газарян Ю.Л. //ЖЭТФ. 1969. Т.56. С.1857.

К ВОПРОСУ О РЕШЕНИИ ВОЛНОВОГО УРАВНЕНИЯ

Л.П. Коган

Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет

Рассматривается поле, создаваемое плоской волной $u_0 = \exp(-ix)$, падающей вдоль оси x на одномерно-неоднородный слой с вещественным коэффициентом преломления $n(x) = 1 + w(x)$. Зависимость от времени принимаем в виде $\exp(i\omega t)$. Здесь и далее применяется безразмерная переменная $x = kX$, где $k = 2\pi/\lambda$, X и λ – «размерные» декартова координата и длина волны в вакууме соответственно. Полагаем, что $w(x) \geq 0$, $\text{Max}(w(x)) = a$, возмущение $w(x)$ является аналитической функцией переменной x , обладает безразмерным пространственным масштабом kl (l – его длина) и пренебрежимо мало вне интервала $[0, x_1]$ оси x , где $x_1 \sim kl = q - 1$.

Считаем, что поле $u(x)$ удовлетворяет одномерному уравнению Гельмгольца

$$u''(x) + n^2(x) u(x) = 0. \quad (1)$$

Для его решения рассмотрим вспомогательную функцию

$$U(x, y) = \exp(-is(x, y) + f(x, y)),$$

где $s(x, y) = \cos(\varphi)[x + \text{Re}(S(z))] + \sin(\varphi)[x + \text{Im}(S(z))]$, φ – вещественный параметр,

$$S(z) = \int_{-\infty}^z w(z') dz', \quad z = x + iy, \quad s(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} s_m(x) y^m, \quad f(x, y) = \sum_{m=0}^{\infty} f_m(x) y^{m+2}, \quad (2)$$

$f(x, y)$ – неизвестная функция. Поскольку $\Delta s = 0$, где $\Delta = \partial^2/\partial x^2 + \partial^2/\partial y^2$, то $U(x, y)$ удовлетворяет уравнению $\Delta U + (n^2(x) + T(x, y))U = 0$. Слагаемое $T(x, y)$ имеет вид

$$T(x, y) = N(x, y) + 2i \nabla s \nabla f - (\nabla f)^2 - \Delta f.$$

Здесь ∇ – оператор градиента в переменных (x, y) и введены обозначения $n(z) = n(x, y)$, $N(x, y) = |n(z)|^2 - n^2(x)$. Полагая $T(x, y) = 0$ и приравнявая к нулю коэффициенты при одинаковых степенях y^m при разложении функций N , s и f в соответствующем уравнении в ряд по переменной y , получаем рекуррентную последовательность для функций $f_m(x)$ (символ « $\prime$ » отвечает производной по x и используется обозначение $N_m = (m!)^{-1} \partial^m(N(x, y))/\partial y^m|_{y=0}$):

$$f_m = [N_m - f_{m-2} - 2i \left(\sum_{j=0}^{m-2} f_j s_{m-2-j}' + \sum_{j=0}^m f_j s_{m-j}(j+2)(m-j) \right) - \sum_{j=0}^{m-4} f_j s_{m-4-j}' - \sum_{j=0}^{m-2} f_j s_{m-2-j}(j+2)(m-j) \} \{ (m+2)(m+1) \}^{-1}. \quad (3)$$

При $m \rightarrow \infty$ функция $T(x, y)$ всюду обращается в нуль. Учет в формуле для $f(x, y)$ только первых M функций $f_m(x)$, $0 \leq m \leq M$, означает отсутствие в записи для $T(x, y)$ слагаемых $\sim y^m$, где $m \leq M$. Соответствующая погрешность вычисления $f(x, y)$ в пределах первой зоны Френеля не превосходит значения

$$R_M = \frac{4a(2\pi)^2}{q^2} \left(\exp(D) - \sum_{m=0}^{M+2} \frac{D^m}{m!} \right),$$

где $D = (\lambda/l)^{1/2}$. Величина R_M вычисляется с помощью записи функции $f(x, y)$ в виде интеграла Фурье, введения условия ограниченности диаметра существенной области для отвечающего $f(x, y)$ фурье-образа L_f величиной $\sim 2^{3/2}q$ (вне этой области считаем $|L_f| < \max|L_f|/2$) и получения оценки $\max|L_f|$ с учетом знания функции $f_2(x)$.

Поле $U(x, y)$ при $T \equiv 0$ отвечает падению на одномерно-неоднородный слой с показателем преломления $n(x) = n(x, 0)$ волны специального вида. При $f(x, y) \equiv 0$ в плоскости комплексной переменной $\zeta = z + S(z)$ эта волна совпадала бы с плоской волной единичной амплитуды $\exp[-i(\cos(\varphi)\text{Re}(\zeta) + \sin(\varphi)\text{Im}(\zeta))]$. В исходной плоскости $z = x + iy$ функция U при любых φ будет зависеть от координаты y .

С учетом известной зависимости функции $s(x, y)$ от угла φ определяем размер первой зоны Френеля y_f для точки наблюдения, расположенной при $y=0$. Полагая далее $\varphi=0$, получаем $y_f = (2\pi/q)^{1/2} + O(a/q)$. Согласно (2) и (3), $f_0(x) = f_1(x) = 0$, $f_2(x) = [(n'(x))^2 - n(x)n''(x)]/24$; $|f(x, y)| \leq |f_2(x)|y^4 + R_2$. При $|y| \leq y_f$ значение $|f_2(x)|y_f^4 \leq 2a$. Поэтому при $a \ll 1$ и $D \gtrsim$ значение $|f(x, y)| \leq |f(x, y_f)| \leq 6a$, см. рис. 1. Отклонение фронта волны $U(x, y)$ от плоскости $x = \text{const}$ определяется величиной $\zeta = |\partial(\text{Re}(s))/\partial y| \leq aqy_f = aD$. В данном случае $\zeta \ll |\partial(\text{Re}(s))/\partial x| \sim 1$. Отметим, что при значении $\zeta \sim 1$ было бы возможно «нависание» фронта волны над точкой наблюдения $A(x, 0)$, см. рис. 2. Если также значения $\text{Re}(f(x, y)) \sim 1$, то на таком «нависающем»

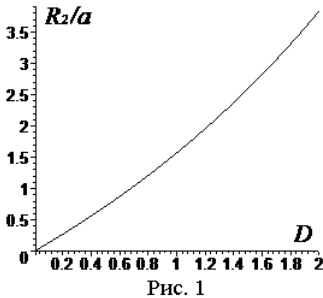


Рис. 1

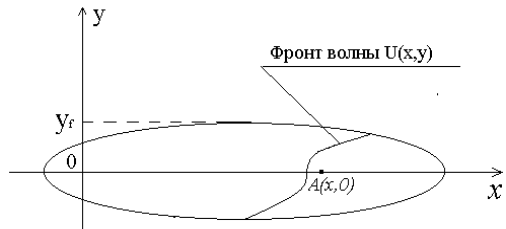


Рис. 2

участке в разных точках виртуальные источники создавали бы вторичные волны существенно различной амплитуды. Согласно принципу Гюйгенса–Френеля, при этом, в частности, возникала бы волна с отрицательной x -проекцией волнового вектора, т.е. отраженная волна. Следовательно, условия

$$aD \ll 1 \text{ и } 6a \ll 1 \quad (4)$$

дают возможность пренебрежения вкладом в $U(x,y)$ от отраженных волн как при $\lambda/l \ll 1$, так и при λ/l порядка единицы.

В таком случае, возвращаясь к искомому полю $u(x)$ из (1), с учетом свойств аналитических функций, закона сохранения энергии и равенств $|u_0|=1$ и $|U(x,0)|=1$, несложно показать, что выполняется соотношение $|u(x)|=|n(x)|-1/2$ при совпадении фазовых зависимостей $u(x)$ и $U(x,0)$. В итоге решение уравнения (1) запишем в «геометрооптическом» виде: $u(x)=\exp(-is(x,0)) (n(x)-1/2)$.

Полученные результаты определяют условия применимости формул геометрической оптики для расчета поля при выходе параметров одномерной неоднородности за границы коротковолнового приближения, а также дают критерий малости отраженного поля по сравнению с прямой волной. Представляет самостоятельный интерес вспомогательная задача определения поля волны $U(x,y)$, способной, как видно из проведенных вычислений, в локальной области волнового фронта проходить сквозь одномерную вещественную неоднородность заданного профиля без изменения амплитуды. Предполагается далее провести обобщение данной методики на случай более широкой области значений a и λ/l .

ОБ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ОСНОВАНИЯХ ПО СОЗДАНИЮ РАДИОАСТРОНОМИЧЕСКИХ МЕТОДОВ КРАТКОСРОЧНОГО ПРОГНОЗА КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ

О.А. Шейнер, В.М. Фридман

Научно-исследовательский радиофизический институт

Работа посвящена одной из актуальных проблем солнечно-земной физики – краткосрочному на период до 3–5 дней прогнозированию мощных явлений солнечной активности. Актуальность задачи состоит в том, что именно таким периодом определяется возможность подготовки и создания мер защиты от природных аномалий и от геоэффективных последствий таких событий во многих областях деятельности человека.

Последнее десятилетие, наряду с созданием методов прогноза мощных солнечных вспышек, активно развиваются исследования по созданию методов прогнозирования более широкого класса мощных солнечных явлений – корональных выбросов массы (КВМ), обладающих не менее значительной энергией и воздействующих на Землю в течение более длительных периодов времени по сравнению со вспышками.

Основные данные по КВМ базируются на наблюдениях на внеатмосферных коронографах, одним из основных ограничений которых является наблюдение картины

явлений в верхней короне на высотах $> 1,5\text{--}2 R$, поскольку затмевающий диск космического коронографа закрывает внутреннюю корону ($< 1,5\text{--}2 R$).

Процессы, отражающие формирование KBM, должны быть видны в различных диапазонах излучения, а использование радиоастрономических данных для исследовательских и прогностических целей удобно и перспективно именно потому, что радиоизлучение формируется, начиная всего с нескольких тысяч километров от поверхности, где в переходном слое солнечной атмосферы – хромосфере и нижней короне – генерируется радиоизлучение сантиметрового и дециметрового диапазонов. Таким образом, анализ микроволнового излучения, формируемого в нижних слоях солнечной атмосферы, может стать хорошим методом исследования эффектов, связанных с образованием и начальным распространением KBM [1, 2]. Необходимый мониторинг подразумевает исследование предэрупционной эволюции KBM (эволюции корональной магнитной топологии перед дестабилизацией) и зарождения (ранней эволюции) KBM.

Стоит отметить, что при разработке методов прогнозирования нами была сделана опора на совокупность всех имеющихся данных, получаемых различными способами и на разных инструментах, в том числе не предназначенных для решения задач прогноза. Подчеркнем также, что по возможности нами использованы данные мониторинговых наблюдений, осуществляемых Мировой службой Солнца. Уточним, что в данной работе дискутируются только вопросы возможного направления прогнозирования самого факта возникновения коронального выброса массы.

Исходя из магнитогидродинамических представлений, активность, предшествующая явлениям KBM, имеет пространственные масштабы, охватывающие значительную часть Солнца. Именно поэтому возможные методы прогнозирования KBM должны включать многоступенчатое рассмотрение динамики процессов на Солнце на значительных масштабах и за достаточно длительный период. Постановка задачи таких исследований включает выявление и классификацию свойств солнечного излучения и установление корреляции между наблюдаемыми свойствами и возникновением событий.

Первый интервал – 3–2 дня до регистрации KBM. На рис. 1 в качестве примера представлена динамика амплитуд долгопериодных ($T > 20$ мин) пульсаций микроволнового излучения за несколько дней до регистрации экстремальных событий в январе 2005 года, полученных на РАО «Зименки» ФГБНУ НИРФИ на волне 3 см, осуществляющей наблюдения полного потока радиоизлучения Солнца и его временной динамики. Исследование эволюции интенсивности радиоизлучения в сантиметровом диапазоне показало, что за 2 дня до регистрации KBM на коронографе обнару-

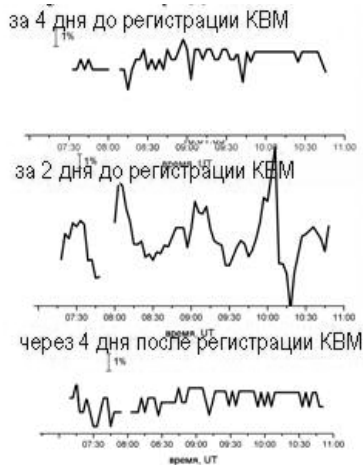


Рис. 1

живается рост амплитуды долгопериодных ($T > 20$ мин.) пульсаций интенсивности (рис. 1, средний график). После прошедших событий наблюдаемые колебания находятся на уровне шумовых характеристик аппаратуры (рис. 1, нижний график).

Совпадение указанного эффекта с широко известным аналогичным эффектом возрастания долгопериодных пульсаций радиоизлучения перед мощными протонными вспышками возможно является отражением факта подобного развития солнечной активности перед мощными событиями энерговыделения, к которым относятся как вспышки, так и корональные выбросы массы.

Следующим шагом рассмотрения динамики явлений в радиоизлучении, предшествующем КВМ, является совокупность явлений на характерных временах порядка нескольких часов перед регистрацией корональных выбросов массы на коронографе, когда наблюдается обширный класс особенностей, проявляющийся в основном в динамике нестационарного радиоизлучения.

Отметим один из таких фактов, который может быть использован при разработке методик прогнозирования КВМ. Это обнаружение за 5–8 часов до события устойчивых узкополосных спектральных структур в интенсивности микроволнового радиоизлучения АО с характерным параметром $\Delta f \sim 200\text{--}400$ МГц (наблюдения на радиотелескопе РТ-22 КраО, рис. 2). По нашим представлениям образование такой особенности является отражением перестройки пространственной структуры активной области, а ее устойчивость – свидетельством явления большого пространственного масштаба, охватывающего всю АО и отвечающего условиям формирования глобального процесса КВМ.

Следующим характерным периодом, предшествующим возникновению явления КВМ, является двухчасовой период. Как показывают оценки, именно двухчасовой интервал перед регистрацией корональных выбросов массы является особенно важным. Указанный интервал превышает оценку времени распространения КВМ от поверхности Солнца до расстояния, равного ~ 2 солнечным радиусам (поля зрения коронографа), и т.о. охватывает период непосредственного формирования КВМ, их отрыва и начального распространения в нижней короне Солнца.

На этом временном интервале наблюдаются различные явления в спорадической компоненте радиоизлучения, которые закономерно можно назвать микроволновыми предвестниками КВМ. Они были изучены на результатах измерений потоков радиоизлучения и их временной динамики на РАО ФГБНУ НИРФИ «Зименки» с применением разработанной процедуры отбора и анализа статистических данных. Показано, что наиболее часто такие предвестники наблюдаются именно в 60-

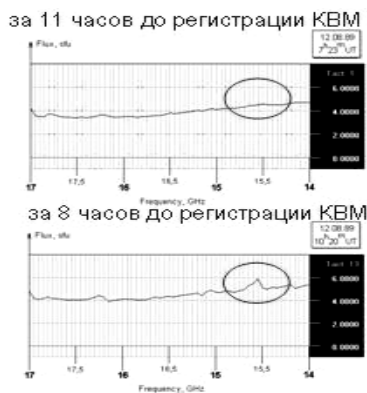


Рис. 2

минутном интервале перед регистрацией выбросов. Эти выводы согласуются и с оценкой времени распространения корональных выбросов масс от поверхности Солнца до ~ 2 солнечных радиусов.

Исследование прогностических возможностей спектрально-временных характеристик радиопредвестников KBM потребовало расширения как частотного, так и временного диапазона исследований. В связи с этим были использованы данные Мировой Службы Солнца в радиодиапазоне. Общее число изолированных событий в статистической выборке составило 295. Установлено, что явления в микроволновом излучении предшествовали 126 корональным выбросам масс.

Для полноты представления о наблюдаемых явлениях в радиодиапазоне на стадии формирования и начального распространения KBM данные всей мировой радиослужбы Солнца пока-

заны на рис. 3, где для наглядности временные изменения в радиоизлучении представлены в виде схемы предвестников KBM в диапазоне частот наблюдений от 400 МГц до 15000 МГц с указанием аббревиатуры станций и частот наблюдений. Графики приводятся для двухчасового интервала наблюдений до момента начала регистрации KBM на коронографе LASCO (в UT). По оси ординат отложен поток излучения в логарифмическом масштабе, выраженный в солнечных единицах потока, что связано с большим различием диапазона наблюдаемых величин для разных событий. Правый край оси абсцисс – момент регистрации выбросов на коронографе LASCO.

Для целей прогнозирования KBM важно, что микроволновые предвестники KBM более часто (примерно в 4 раза) наблюдаются перед мощными радиовсплесками, сопровождающими корональные выбросы масс, чем перед радиовсплесками, связанными только со вспышечными явлениями.

Таким образом, анализ явлений в радиодиапазоне, предшествующих регистрации KBM, показывает, что уже на ранних стадиях развития центров активности происходят процессы, приводящих к KBM и находящие отражение в радиоизлучении. По мере развития эти явления приобретают более устойчивый характер, позволяющий за несколько десятков минут до события повышать вероятность предсказания возникновения KBM. Полученные результаты дают основание для использования данных радиоизлучения в целях прогнозирования явлений KBM и характера их начального распространения в нижних слоях солнечной атмосферы.

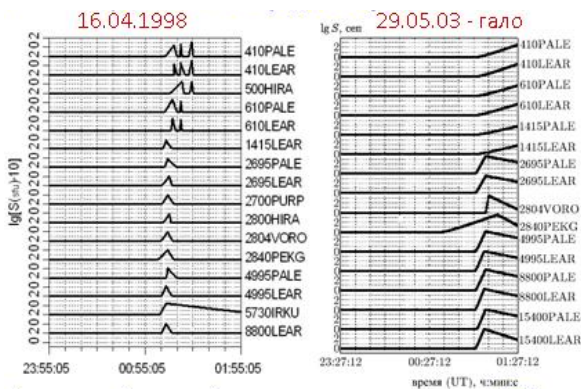


Рис. 3

- [1] Шейнер О.А., Фридман В.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2010. Т. 53, № 5-6. С. 1.
 [2] Шейнер О.А., Фридман В.М. // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54, № 10. С. 727.

ОБ УЛЬТРАФИОЛЕТОВОМ ИЗЛУЧЕНИИ СОЛНЦА НАКАНУНЕ МОЩНЫХ СОЛНЕЧНЫХ ВСПЫШЕК

А.С. Смирнова, С.Д. Снегирев, О.А. Шейнер

Научно-исследовательский радиофизический институт

Ранее авторами сообщалось о существовании долгопериодных пульсаций Н-компоненты геомагнитного поля, регистрируемых на протестированных станциях за 2–3 дня до протонных солнечных вспышек [1–4]. Они представляют собой усиление амплитуды колебаний горизонтальной компоненты магнитного поля с периодами 30–60 минут. Однако природа этих колебаний до конца не выяснена.

Целью данной работы является исследование спектра потока ультрафиолетового солнечного излучения накануне протонных вспышек на предмет наличия колебаний – предвестников вспышек, как одного из вероятных агентов, вызывающих усиление колебаний больших периодов Н-компоненты геомагнитного поля. Использовались данные об ультрафиолетовом излучении Солнца с длиной волны 115–127 нм, полученные с геостационарного спутника GOES 15 [5] и применялся метод вейвлет-анализа.

Анализировались три уединенные протонные вспышки (см. таблицу). События были выбраны так, чтобы исключить влияние различных посторонних факторов, способных исказить реальную картину.

Табл.

Старт протонного события (дата, всемирное время)	Максимум протонного события (дата, всемирное время)	Поток протонов (с энергией > 10 МэВ)	Максимум вспышки в рентгеновском диапазоне (дата, всемирное время)	Рентгеновский / оптический балл / расположение
26.11.2011, 11:25	27.11.2011, 01:25	80	26.11.2011, 07:10	C1 / - / N08W49
07.03.2012, 05:10	08.03.2012, 11:15	6530	07.03.2012, 00:24	X5 / 3B / N17E15
17.05.2012, 02:10	17.05.2012, 04:30	255	17.05.2012, 01:47	M5 / - / N12W89

Отбор проводился согласно следующим критериям.

1. Уединенность относительно других протонных событий. В течение как минимум недели до начала события не должно быть зафиксировано других протонных

вспышек, чтобы можно было с уверенностью говорить о воздействии на Землю именно этого события.

2. Событие должно сопровождаться достаточно большим потоком протонов (рассматривались события с потоком, превышающим $30 \text{ (см}^2 \times \text{с} \times \text{стер})}^{-1}$).

3. Отсутствие крупных событий геомагнитной активности за 3–1 день до события. В качестве критерия рассматривалось поведение индекса Dst: понижение уровня Dst ($\text{Dst} \leq -30 \text{ nT}$) считалось проявлением геомагнитной активности.

Для примера на рис. 1 приведены результаты вейвлет-анализа данных наблюдений ультрафиолетового излучения для события 26.11.2011 за 3 дня до вспышки, на рис. 2 – результаты вейвлет-анализа данных для события 17.05.2012 за 2 дня до вспышки.

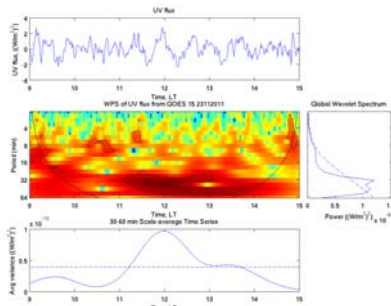


Рис. 1

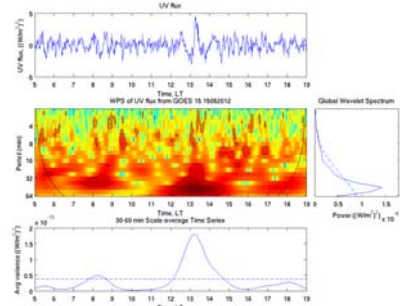


Рис. 2

Таким образом, на основе изучения вейвлет-спектров ультрафиолетового излучения Солнца накануне протонных вспышек можно сделать вывод о наличии в спектре потока ультрафиолетового излучения Солнца в предвспышечные периоды долгопериодных (30–60 минут) колебаний (по данным о трех изолированных вспышечных событиях). Продолжительность этих колебаний составляет около 3 часов. Во всех исследованных случаях наблюдается рост мощности колебаний в спектре ультрафиолетового излучения.

- [1] Быстров М.В., Кобрин М.М., Снегирев С.Д. // Письма в астроном. журн. 1978, №4. С. 143.
- [2] Снегирев С.Д., Фридман В.М., Шейнер О.А. // В сб.: Солнечно-земная физика. Новосибирск: СО РАН, 2005. Вып.8. С. 27.
- [3] Смирнова А.С. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2010, №1. С. 79.
- [4] Смирнова А.С., Снегирев С.Д., Шейнер О.А. // Вестник Нижегородского университета им. Н.И. Лобачевского. 2011, №5. С. 145.
- [5] http://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/goes/data/new_full/

САМОФОКУСИРОВОЧНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ОБЫКНОВЕННОЙ ВОЛНЫ В ПЛАЗМЕ С ИОНОСФЕРНЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

Д.А. Иванов, С.М. Грач

Нижегородский госуниверситет

Тепловая самофокусирующая неустойчивость мощной электромагнитной волны в плазме описывается системой уравнений, включающей параболическое уравнение для амплитуды поля и одномерными (вдоль магнитного поля) уравнениями амбиполярной диффузии и теплопроводности [1]. Соответствующее дисперсионное уравнение в стационарном случае для гармонического возмущения $\exp[i(q_x x + q_y y + q_s s)]$ в системе координат, изображённой на рис. 1 (направление оси s совпадает с направлением групповой скорости $v_{гp}$, $\mathbf{k}$ – волновой вектор, $\mathbf{H}$ – вектор напряжённости магнитного поля), имеет вид

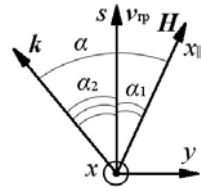


Рис. 1

$$q_s^2 = -\frac{\tilde{q}^2}{4k_2 b_s^2} (2\beta_1 - \tilde{q}^2),$$

где $\tilde{q}^2 = b_x q_x^2 + b_y q_y^2$, $\beta_1 = K \frac{\omega_p^2 E_0^2}{c^2 E_p^2} \frac{k_T L_N q_{\parallel}^2}{(1 + L_N^2 q_{\parallel}^2)(1 + L_T^2 q_{\parallel}^2)}$.

Здесь коэффициенты $b_s, b_x, b_y, K \approx 1, k_T \approx 0.6$. Величины $L_N = [(T_{e0} + T_i)\tau_N/Mv_{im}]^{1/2}$ и $L_T = [2T_e\tau_T/3mv_e]^{1/2}$ – характерные длины продольной диффузии и теплопроводности соответственно; τ_N и $\tau_T \approx 1/\delta\nu_e$ – времена жизни и тепловой релаксации электрона; $L_N = L_T = 28$ км; ν_e – частота соударений электрона, ν_{im} – частота соударений ионов и нейтральных частиц; m и M – массы электрона и ионов. Далее, $E_p = [3T_{e0}m\delta]^{1/2}\omega/e$ – характерное плазменное поле, δ – средняя доля энергии, теряемой электроном при одном соударении; $q_{\parallel} = q_s \cos \alpha_1 + q_y \sin \alpha_1$.

Рассмотрим частные случаи поперечного и продольного распространения высокочастотной радиоволны, а также случай распространения под произвольным углом, но при $q_y = 0$.

1. В случае поперечного распространения ($\mathbf{k} \perp \mathbf{H}$, $\alpha = \pi/2$) возникающая неустойчивость носит аperiодический характер, и максимальный инкремент равен [1]

$$\Gamma_{\max} = -\text{Im} q_{s\max} = \frac{1}{4k} \frac{E_0^2}{E_{\text{nop}}^2} \frac{1}{(L_N + L_T)^2},$$

где $E_{\text{nop}} = cE_p[(2k_T)^{1/2}\omega_p L_N]^{-1}$ – пороговое поле.

2. При продольном распространении ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}$, $\alpha = 0$, $q_s^2 L_N^2 \gg 1$) неустойчивость является периодической [2]:

$$\Gamma_{max} = \frac{\sqrt{3}}{2} \left(\frac{q_T}{2\sqrt{k}L_T} \right)^{\frac{2}{3}}, \quad \text{Re} q_s = \frac{\sqrt{5}}{2} \left(\frac{q_T}{2\sqrt{k}L_T} \right)^{\frac{2}{3}}.$$

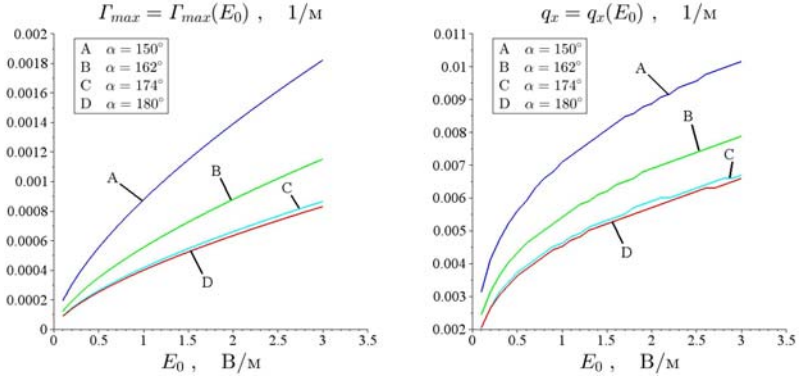


Рис. 2

3. Вектор $\mathbf{k}$ направлен под углом α к магнитному полю $\mathbf{H}$, $q_y = 0$. Анализ дисперсионного уравнения был проведён с использованием численных расчётов. В результате были получены зависимости (а) максимального инкремента неустойчивости $\Gamma_{max} = -\text{Im } q_s$ и оптимальной величины q_x от величины поля накачки при разных значениях угла между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{H}$ (см. рис. 2), и (б) инкремента неустойчивости $\Gamma = -\text{Im } q_s$ от величины q_x при разных значениях угла между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{H}$ (рис. 3, $E_0 = 1$ В/м). При этом параметры плазмы предполагались следующими: $f = 5$ МГц, $u = 1/14$, $\nu = 0,93$, $L_T = L_N = 20$ км, $E_p = 0,53$ В/м.

Как видно из рис. 2 и 3, при уменьшении угла α между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{H}$ максимальный инкремент уменьшается и смещается в область меньших q_x . Соответственно, поперечный масштаб возникающих неоднородностей при этом будет увеличиваться.

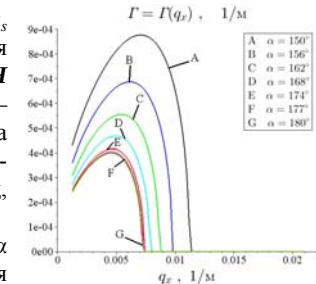


Рис. 3

- [1] Васьков В.В., Гуревич А.В. //В кн.: Тепловые нелинейные явления в плазме. Сборник научных трудов. –Горький: ИПФ АН СССР, 1979. С.81.
- [2] Митяков Н.А., Грач С.М., Митяков С.Н. //Итоги науки и техники. Сер. Геомагнетизм и высокие слои атмосферы. 1989. Т.9. С.138.