

Труды XXIV научной конференции по радиофизике

**СЕКЦИЯ
«ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН»**

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

ДИНАМИКА НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ ЗЕМЛИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА СТЕНДЕ СУРА В 2018–2019 ГГ.

Н.В. Бахметьева¹), Г.И. Григорьев¹), И.Н. Жемяков²), Е.Е. Калинина¹),
А.В. Толмачева¹)

¹) НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²) ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В работе представлены новые результаты исследования динамики нижней ионосферы Земли в интервале высот 60–130 км на основе одновременных измерений скорости вертикального движения плазмы и температуры нейтральной компоненты. Эксперименты проводились на нагревном стенде СУРА (56,15 N; 46,11 E) в 2018–2019 гг. в сентябре и октябре методом резонансного рассеяния радиоволн на искусственных периодических неоднородностях (ИПН) ионосферной плазмы. В отличие от обычного режима работы нагревного стенда при создании и диагностике ИПН возмущение ионосферы производилось длительным (в течении 28 минут) излучением в зенит необыкновенной волны с эффективной мощностью излучения 80–120 кВт на частоте ниже критической частоты ионосферы. По одной минуте в начале и конце каждого сеанса нагрева отводилось на работу ионозонда CADI. Последующие полчаса производились измерения характеристик сигналов, рассеянных неоднородностями, в обычном режиме создания ИПН в течение 3 с, импульсным зондированием в течение последующих 12 с на стадии релаксации неоднородностей с регистрацией амплитуды и фазы рассеянного сигнала. Одной из задач при выборе такой схемы воздействия на ионосферу в экспериментах 2018–2019 гг. было исследование возможного влияния длительных нагревов на динамику нижней ионосферы, в том числе, температуру нейтральной компоненты и вертикальную скорость плазмы.

Применение метода ИПН для изучения динамики нижней ионосферы Земли

Метод исследования ионосферы с помощью создания ИПН и методика определения параметров ионосферы подробно изложена в монографии [1] и многочисленных публикациях авторов доклада. Диагностика нижней ионосферы включает создание ИПН мощным радиоизлучением, их локацию путем импульсного зондирования радиоволной той же частоты и поляризации на стадии разрушения (релаксации) ИПН после окончания воздействия на ионосферу, прием сигналов, рассеянных неоднородностями, специализированной установкой, измерение амплитуды и фазы. Анализ высотной зависимости времени релаксации позволяет определять ряд параметров нейтральной составляющей нижней ионосферы [1]. Релаксация неоднородностей после окончания нагрева в E-слое (90–120 км) происходит под действием амбиполярной диффузии. На высотах, где влияние атмосферной турбулентности незначительно, время релаксации обратно пропорционально коэффициенту амбиполярной диффузии, то есть пропорционально массе ионов и частоте ион-молекулярных соударений и обратно пропорционально температуре нейтральной компоненты [1]. Известно, что в слое E_s преобладают положительные ионы металлов, масса некоторых из них (например, железа) значительно превышает массу основных атмосферных ионов NO⁺ и O₂⁺.

В результате время релаксации неоднородностей на высотах слоя E_s значительно возрастает. Измерение фазы рассеянного сигнала позволяет определить скорость вертикального движения плазмы, которая на высотах 50–130 км равна скорости движения нейтральной компоненты, в результате того, что ионосферная плазма является пассивной примесью и движется вместе с нейтральной средой.

Высотно-временные изменения времени релаксации сигнала и вертикальной скорости

На рис. 1 показана высотно-временная зависимость амплитуды рассеянного сигнала за 12.09.2019. Красные столбики означают интервалы времени длительного воздействия на ионосферу. Отметим, что во время длительных нагревов измерить параметры рассеянного сигнала невозможно. На рис. 1 видны рассеянные неоднородностями сигналы в области D, области E и сигналы от спорадического слоя E_s в начале наблюдений (высота 110–120 км) и по окончании серии длительных нагревов (высота 90–110 км). Кроме того, еще один низкий «подслоевой» спорадический слой зарегистрирован на высоте 90 км в начале измерений.

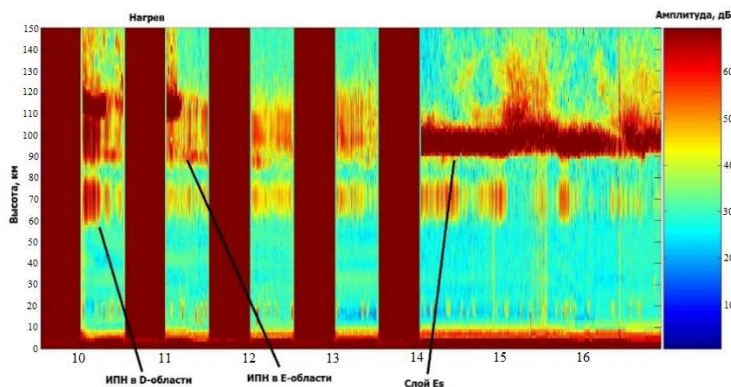


Рис. 1

Приведем примеры высотно-временных вариаций некоторых параметров. На рис. 2 представлен график временных вариаций времени релаксации рассеянного сигнала на трех высотах E-области 105 км (кружки), 100,8 км (квадраты) и 112 км (треугольники). Время релаксации уменьшается с высотой в соответствии с диффузионным законом, имеет обычные для E-области значения. В начале наблюдений в соответствии с рис. 1 и после прекращения длительного нагрева в 14:00 на высотах 100,8 км и 112 км время релаксации превышает типичные значения для области E, что связано с образованием слоя E_s над пунктом наблюдения. Видны волнообразные вариации времени релаксации с периодом от 10–15 минут до 2 часов. На рис. 3 приведен график временных вариаций вертикальной скорости плазмы на тех же высотах. В целом величина скорости изменялась в пределах от -6 м/с до $+6$ м/с, но до появления слоя E_s ее значения были ниже и лежали в интервале от -3 до $+3$ м/с. Отрицательные

значения скорости соответствуют движению вверх. Видна постоянная смена направления скорости. Также в вариациях скорости хорошо видны проявления волновых движений с периодом от 10 минут до часа с периодической сменой направления. Эти особенности свидетельствуют об интенсивной динамике исследуемой области высот.

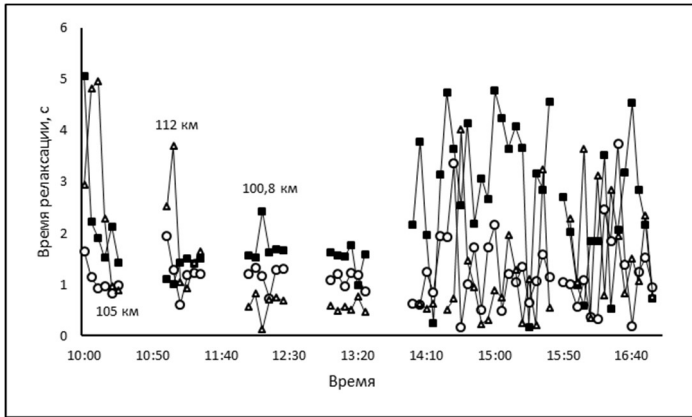


Рис. 2

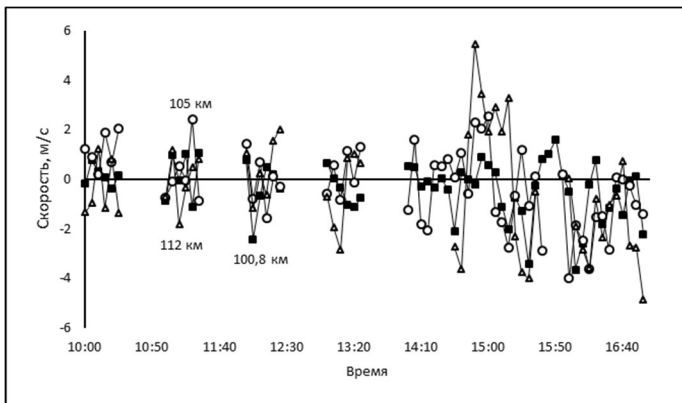


Рис. 3

Сравнительно большие по отношению к модели общей циркуляции атмосферы значения вертикальной скорости, измеренные методом ИПН, отражают существенную роль атмосферных волн в динамике нижней ионосферы.

Температура и плотность нейтральной компоненты

Основой для определения температуры T и плотности ρ нейтральной компоненты в нижней части области E до высоты 120–130 км является высотная зависимость времени релаксации

сигнала, рассеянного неоднородностями. Методика определения этих параметров подробно описана в [1]. В большинстве экспериментов наблюдались волновые вариации температуры и плотности, часто имевшие нестабильный характер. На рис. 4 приведена зависимость нейтральной температуры от времени $T(t)$ для трех высот: 100 км (квадраты), 105 км (кружки) и 112 км (треугольники) 12.09.2019. Каждая точка на рис. 4 соответствует усреднению первичных данных по интервалу времени 5 минут. Наиболее глубокие вариации температуры наблюдались на высоте 105 км около 11 часов и 15 часов. После выключения длительного нагрева в 14 часов зависимости $T(t)$ на всех трех высотах приобрели более регулярный вид с волновыми вариациями с наиболее выраженными периодами 10–15 минут.

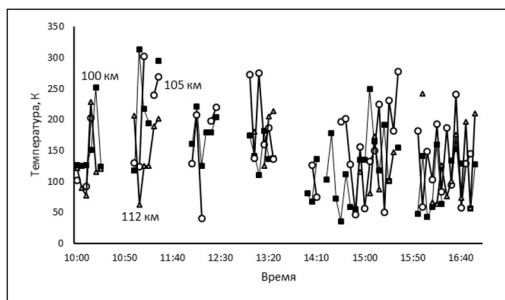


Рис. 4

Заключение

Длительное воздействие на ионосферу приводит к росту вариаций времени релаксации, скорости и температуры. Вновь подтверждено, что в высотно-временных вариациях этих параметров постоянно присутствуют колебательные движения различных периодов с наиболее выраженными периодами 15, 30 и 60 минут. Вертикальный масштаб волн составил 5–15 км [2].

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-05-00293 (проведение и анализ результатов экспериментов на стенде СУРА в 2018–2019 г.г.) и гранта Минобрнауки, полученного в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014–2020 годы». Уникальный идентификатор проекта RFMEFI62020X0003. Номер соглашения 075-15-2020-529.

- [1] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью ИПН – Н. Новгород: ИПФ РАН, 1999. 156 с.
- [2] Bakhmet'eva N.V., Grigoriev G.I., Tolmacheva A.V., Kalinina E.E. // Russian Journal of Physical Chemistry B. 2018. Vol. 12, № 3. P. 510.

ВАРИАЦИИ СКОРОСТИ ТУРБУЛЕНТНОГО ДВИЖЕНИЯ В МЕЗОСФЕРЕ И НИЖНЕЙ ТЕРМОСФЕРЕ ЗЕМЛИ ПО НАБЛЮДЕНИЯМ НА СТЕНДЕ СУРА В 2015–2019 ГГ.

Н.В. Бахметьева¹⁾, Г.Р. Виноградов²⁾, В.Д. Вяхирев¹⁾, Е.Е. Калинина¹⁾

¹⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение

В работе представлены новые результаты исследований турбулентных явлений на высотах мезосферы и нижней термосферы (50–120 км), полученные в экспериментах по исследованию ионосферы методом создания искусственных периодических неоднородностей (ИПН) ионосферной плазмы на нагревном стенде СУРА (56,15 N; 46,11 E). Турбулентное движение в нижней ионосфере представляет собой перемешивание газового состава атмосферы неупорядоченными вихрями разных масштабов. Высотой, разделяющей два типа движений – регулярное движение и турбулентное перемешивание – является высота турбопаузы. Турбопауза это уровень в атмосфере, на котором происходит переход от преобладания турбулентного перемешивания газового состава к диффузионному разделению газов, что с ростом высоты приводит к увеличению содержания легких и уменьшению тяжелых газов, то есть к изменению состава атмосферы. Турбулентное движение характеризуется средней скоростью, которая приближается к нулю при росте высоты до уровня турбопаузы. Метод резонансного рассеяния радиоволн на ИПН позволяет определять скорость турбулентных движений и уровень турбопаузы на основе измерений характеристик сигнала, рассеянного ИПН.

Применение метода ИПН для исследования атмосферной турбулентности

Метод исследования ионосферы с помощью создания ИПН и методика определения характеристик нейтральной атмосферы подробно изложены в монографии [1] и многочисленных публикациях авторов доклада [2–5]). Диагностика нижней ионосферы включает создание ИПН мощным радиоизлучением, их локацию путем импульсного зондирования радиоволной той же частоты и поляризации на стадии разрушения (релаксации) ИПН после окончания воздействия на ионосферу, прием сигналов, рассеянных неоднородностями, специализированной установкой, измерение амплитуды и фазы рассеянного сигнала. Рассеянный сигнал регистрируется с шагом по высоте 1,4 км и временным разрешением 15 с. С целью исключения быстрых флуктуаций параметров в дальнейшем производится усреднение рассчитываемых величин за интервал времени несколько минут. По уменьшению амплитуды сигнала в e раз определяется время релаксации ИПН. На высотах нижней термосферы релаксация неоднородностей обусловлена амбиполярной диффузией, и время релаксации ИПН определяется выражением

$$\tau = \frac{1}{K^2 D} = \frac{M_i v_{im}}{\kappa(T_{e0} + T_{i0}) K^2} = \frac{M_i v_{im}}{2\kappa T K^2},$$

где κ – постоянная Больцмана, $K=4\pi/\lambda$ – волновое число стоячей волны, $\lambda=\lambda_0/n$ – длина волны в среде, D – коэффициент амбиполярной диффузии, M_i – молекулярная масса ионов, T_{e0} и T_{i0} – фоновые (невозмущенные) значения температуры электронов и ионов, T – температура нейтралов (равенство $T_{e0}=T_{i0}=T$ выполняется до высот 130–150 км), ν_{im} – частота столкновений ионов с молекулами. Приведенное выражение для τ лежит в основе определения многих параметров нижней ионосферы [1–5].

На рис. 1 показана характерная высотная зависимость времени релаксации рассеянного сигнала τ (в логарифмическом масштабе). Красными и синими точками показаны экспериментальные значения времени релаксации выше и ниже уровня турбопаузы (обозначена h_t). Линейный участок высотного профиля времени релаксации $\tau(h)$ соответствует действию амбиполярной диффузии. Красной пунктирной линией показана экстраполяция диффузионной зависимости $\tau(h)$ на высоты в турбулентной области. Функция разности обратных величин времени релаксации, определен-

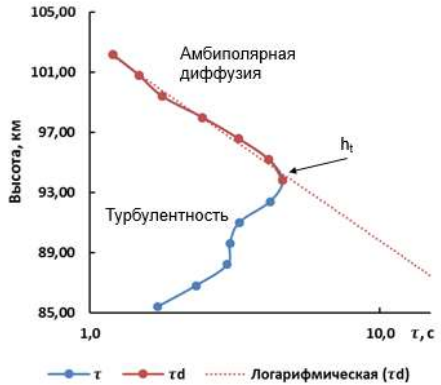


Рис. 1

ленного по этой прямой τ_d и измеренного времени релаксации в турбулентной области τ , определяет скорость турбулентных движений в виде $V_t = (\tau^{-1} - \tau_d^{-1})/\sqrt{2K}$ [1].

В данном примере на высоте около 95 км начинает проявляться атмосферная турбулентность, и релаксация ИПН происходит под действием не только амбиполярной, но и турбулентной диффузии. Турбулентность приводит к рассинхронизации рассеяния от отдельных неоднородностей в периодической структуре, в результате чего ИПН исчезают быстрее, а время релаксации уменьшается по сравнению с диффузионным временем [1]. Высота h_t , на которой это происходит, является высотой турбопаузы.

Высотно-временные вариации турбулентной скорости

Описанным выше способом были определены значения турбулентной скорости, в основном, в осенние месяцы 2016–2019 гг. в дневные и предвечерние часы. Как правило, геомагнитные условия в периоды проведения измерений были спокойными. На рис. 2 и рис. 3 представлены графики зависимости турбулентной скорости от высоты для 28.09.2017 и 11.09.2019 соответственно. Точки разного цвета показаны значения скорости, усредненной за пятиминутный интервал времени в разные сеансы измерений в каждый из указанных дней. Видно, что вблизи уровня турбопаузы скорость близка к нулю, возрастая с уменьшением высоты. В целом турбулентная скорость изменялась в пределах от 0 м/с до 4–5 м/с, в некоторых сеансах возрастая до 6–7 м/с. В отдельные дни наблюдений (см. рис. 2) максимальное значение скорости составило

2 м/с на высоте 85 км. В другие дни (см. рис. 3) скорость возрастала до 4 м/с ниже 85 км, а на высоте 95 км – до 6 м/с. На этой высоте в двух сеансах на некоторое время появился спорадический слой E_s . Пока неясно его влияние на турбулентную скорость, но релаксация в присутствии слоя E_s происходит медленнее, чем обычно (время релаксации в спорадическом слое возрастает из-за наличия в нем более тяжелых ионов металлов).

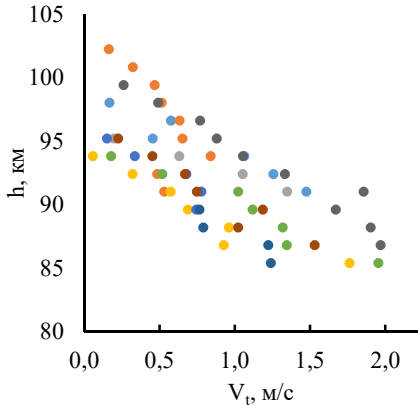


Рис. 2

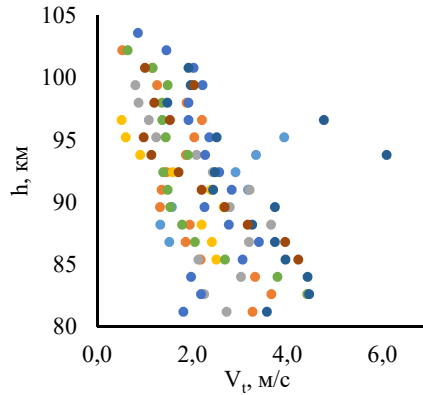


Рис.3

Из данных, приведенных на рис. 2 и рис. 3 следует, что уровень турбопаузы изменялся от 94 км до 103 км 28.09.2017 и от 96 км до 104 км 11.09.2019. В целом интервал высот 90–105 км характерен для уровня турбопаузы [3–5]. Отметим также, что по всем наблюдениям наиболее часто минимальный регистрируемый уровень турбопаузы находился на высоте $h_t=90-91$ км, а максимальный уровень – на высоте $h_t=104-106$ км [4–5].

В работах [3, 4] приведены результаты измерений скорости регулярного вертикального движения плазмы, равной на мезосферных высотах, где ионосферная плазма является пассивной примесью и движется вместе с нейтральным газом, скорости нейтральной компоненты. Скорость регулярного вертикального движения плазмы, определяется непосредственно по измеренной фазе рассеянного сигнала. Оказалось, что турбулентная скорость сравнима по величине с регулярной вертикальной скоростью среды, однако они легко различимы по измеряемой фазе рассеянного сигнала: регулярной в случае регулярного движения среды и «хаотичной» в турбулентных процессах. Это в очередной раз доказывает, что область высот мезосферы и нижней термосферы является областью интенсивной динамики.

На рис. 4 приведен график временных вариаций турбулентной скорости 27.09.2016 для трех мезосферных высот: 86,8 км (зеленые кружки), 88,2 км (красные) и 89,6 км (синие). Хорошо виден квазипериодический характер изменений скорости с общим уменьшением ее значений со временем в среднем в четыре раза. В другие дни, например, 28.09.2018 (здесь не приводится) на волнообразные вариации турбулентной скорости с характерными периодами от 10 до 50 минут наложены крупномасштабные

колебания с периодом 4 часа. В целом по всем данным можно заключить, что изменение скорости турбулентного движения во времени имеет волнообразный характер с периодами от 10 минут до нескольких часов, характерными для внутренних гравитационных волн (ВГВ). Такого же сорта изменения получены ранее для уровня турбопаузы [4, 5].

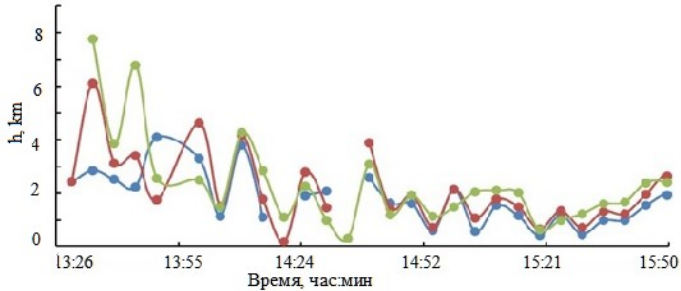


Рис. 4

Заключение

Обработан большой массив экспериментальных данных по диагностике нижней ионосферы методом ИПН. В данной работе акцент был сделан на изучении турбулентных явлений, в том числе, определении скорости турбулентного движения на мезосферно-термосферных высотах. Получены сравнительно большие значения скорости, достигавшие нескольких метров в секунду, сопоставимые с величиной скорости регулярного вертикального движения среды. Показано, что в высотно-временных вариациях турбулентной скорости постоянно присутствуют колебательные движения различных периодов, характерных для ВГВ. Вновь подтверждено, что мезосфера и нижняя термосфера являются областью взаимосвязи развитой атмосферной турбулентности и атмосферных волн.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, проект № 18-05-00293 (проведение экспериментов на стенде СУРА в 2018–2019 г.г.) и Российского научного фонда, проект № 20-17-00050 (анализ результатов по атмосферной турбулентности).

- [1] Беликович В.В., Бенедиктов Е.А., Толмачева А.В., Бахметьева Н.В. Исследование ионосферы с помощью ИПН – Н. Новгород: ИПФ РАН. 1999, 156 с.
- [2] Bakhmet'eva N.V., Grigoriev G.I., Tolmacheva A.V. et al. // Russian Journal of Physical Chemistry B. 2018. Vol. 12, № 3. P. 510.
- [3] Tolmacheva A.V., Bakhmetieva N.V., Grigoriev G.I., Egerev M.N. // Advances in Space Research. 2019. Vol. 64, № 10. P. 1968.
- [4] Бахметьева Н.В., Вяхирев В.Д., Григорьев Г.И. и др. // Геомагнетизм и аэронавигация. 2020. Т. 60, № 1. С. 99.
- [5] Bakhmetieva N.V., Grigoriev G.I., Tolmacheva A.V., Zhemyakov I. N. // Atmosphere. 2019. 10(8). P. 450. <https://doi.org/10.3390/atmos10080450>.

ИНТЕНСИВНОСТЬ ПОЛЯ ПЛОСКОЙ ВОЛНЫ, РАССЕЯННОЙ НА СЛОЕ С ПРОИЗВОЛЬНОЙ АМПЛИТУДОЙ ФЛУКТУАЦИЙ

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

¹⁾ НИРФИ при ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ Нижегородский государственный технический университет
им. Р.Е. Алексеева

³⁾ Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет

Постановка задачи

В данной работе рассматривается рассеяние плоской электромагнитной волны с напряженностью электрического поля $\mathbf{E}_0(x) = \mathbf{n} E_0 \exp(i\omega t - ikx)$ на одномерном случайно-неоднородном слое протяженности L , диэлектрическая проницаемость внутри которого задается в виде $\varepsilon(x) = \varepsilon^{(0)}(1 + \sum_{m=1}^N A_m [H(x - x_m) - H(x - x_m - S_m)])$ (вне слоя $\varepsilon(x) = \varepsilon^{(0)}$); $\text{Re } \varepsilon(x) > 0$ и $\text{Im } \varepsilon(x) = 0$. Здесь \mathbf{n} – единичный вектор нормали, перпендикулярный к оси X , E_0 – амплитуда падающей волны, $k = k_0 \sqrt{\varepsilon^{(0)}}$, $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ – волновое число в вакууме, $\varepsilon^{(0)}$ – относительная диэлектрическая проницаемость среды при отсутствии возмущений, $H(z)$ – единичная функция Хевисайда, N – количество неоднородностей в отдельной реализации, x_m – координата начала m -й неоднородности, S_m и $|A_m|$ – соответственно ее ширина и амплитуда (рис. 1). Полагаем, что амплитуды возмущений может быть соизмерима с единицей. Заметим, что в [1] рассматривалась аналогичная задача при условии малости амплитуды флуктуаций.

Вычисление средней интенсивности волны

Полагаем, что ширина неоднородности удовлетворяет нормальному распределению вида $\rho_S(v) = C_S \exp[-(v - \bar{S})^2 / 2\sigma_S^2]$ со средним значением $\langle S_m \rangle = \bar{S}$ и стандартом флуктуаций σ_S ; значение C_S определяется из условия нормировки при условии, что S_m принимает только положительные значения. Для коэффициентов A_m среднее значение и стандарт флуктуаций будем обозначать как A и σ_A , соответственно. Далее считаем, что выполняются условия $\{\bar{S}, \sigma_S\} \ll L$, $k^2 \sigma_S^2 \gg 1$, $|A| + \sigma_A \lesssim 1$.

При указанных условиях при усреднении можно пренебречь осциллирующей составляющей интенсивности рассеянного поля. Это позволяет далее рассматривать интенсивность в виде $I(x) = u(x) + v(x)$, где $u(x)$ и $v(x)$ – интенсивности прямой (распространяющейся вдоль оси x) и обратной волны соответственно.

На рис. 2 изображены направления распространения волн в окрестностях границ i -й неоднородности, обладающей коэффициентами пропускания (по энергии) T_m и отражения R_m . Будем полагать, что на границах неоднородности имеют место следующие соотношения:

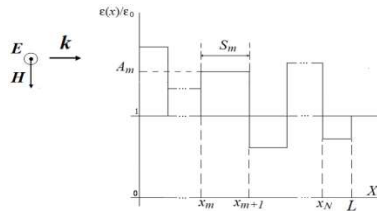


Рис. 1

$$\begin{aligned} u(x_m + S_m + 0) &= T_m u(x_m - 0) + R_m v(x_m + S_m + 0), \\ v(x_m - 0) &= R_m u(x_m - 0) + T_m v(x_m + S_m + 0). \end{aligned}$$

При граничном условии $v(x_N + S_N + 0) = 0$ эти соотношения могут быть преобразованы к виду:

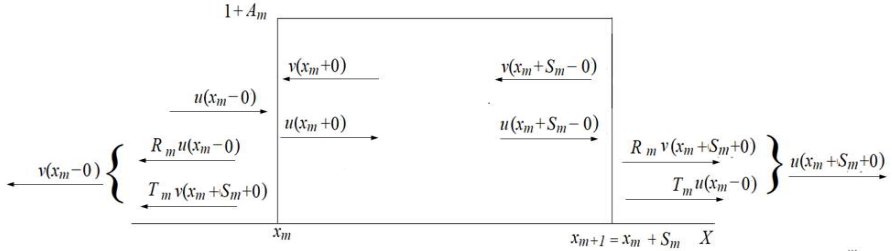


Рис. 2

$$u(x_N + S_N + 0) = \left(T_N - \frac{R_N^2}{T_N} \right) u(x_N - 0) + \frac{R_N}{T_N} v(x_N - 0), \quad (1)$$

$$0 = -\frac{R_N}{T_N} u(x_N - 0) + \frac{1}{T_N} v(x_N - 0). \quad (2)$$

В результате несложных алгебраических преобразований от системы уравнений (1) и (2) перейдем к системе уравнений, которую запишем в тензорном виде с диагонализированной матрицей - множителем

$$\begin{bmatrix} u(x_N + S_N + 0) \\ \Phi_N u(x_N + S_N + 0) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} T_N & 0 \\ 0 & (T_N)^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u(x_N - 0) \\ v(x_N - 0) \end{bmatrix}. \quad (3)$$

Уравнения (3) позволяют установить связь между интенсивностями прямой и обратной волн в точках $x_N + S_N + 0$ и $x_N - 0$. Последовательно повторяя аналогичные преобразования, приходим к следующему соотношению для точек $x_N + S_N + 0$ и $x_{N-M} - 0$ (где $M = 0, 1, 2, \dots, N - 1$):

$$\begin{aligned} \begin{bmatrix} \Lambda_{N,N-M} u(x_N + S_N + 0) \\ \Phi_{N,N-M} u(x_N + S_N + 0) \end{bmatrix} &= \\ &= \begin{bmatrix} T_N T_{N-1} \dots T_{N-M} & 0 \\ 0 & (T_N T_{N-1} \dots T_{N-M})^{-1} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} u(x_{N-M} - 0) \\ v(x_{N-M} - 0) \end{bmatrix}. \end{aligned} \quad (4)$$

В (4) коэффициенты $\Lambda_{N,N-M}$ и $\Phi_{N,N-M}$ при $M = 1, 2, \dots, N - 1$ удовлетворяют системе рекуррентных соотношений

$$\begin{aligned} \Lambda_{N,N-M} &= \Lambda_{N,N-(M-1)} + \delta_{N-M} \Phi_{N,N-(M-1)}, \\ \Phi_{N,N-M} &= \Phi_{N,N-(M-1)} + \alpha_{N-M} \Lambda_{N,N-M}. \end{aligned} \quad (5)$$

Здесь $\delta_m = -R_m \prod_{n=m+1}^N T_n^2$, $m = 1, 2, \dots, N-1$, $\delta_N = -R_N$; $\alpha_m = R_m \prod_{n=m}^N T_n^{-2}$, $m = 1, 2, \dots, N$. При $M = 0$ значения $\Lambda_{N,N} = 1$ и $\Phi_{N,N} = \alpha_N$.

Будем искать решение системы уравнений (5) в виде

$$\Lambda_{N,N-M} = 1 + \sum_{n=N-M}^{N-1} \delta_n \sum_{j=n}^{N-1} \alpha_{j+1} L_{M,n,j+1},$$

$$\Phi_{N,N-M} = \sum_{j=N-M}^N \alpha_j \mu_j F_{M,j}, \quad (6)$$

где $\mu_n = 1 + \sum_{m=n}^{N-1} \delta_m \sum_{k=m+1}^N \alpha_k$, $1 \leq n < N$; $\mu_N = 1$.

Тогда с помощью метода математической индукции удастся доказать, что при условии

$$\frac{N^2}{3} \left(\frac{A^2 + \sigma_A^2}{8} \right)^2 \ll 1 \quad (7)$$

коэффициенты $L_{M,n,j+1}$ и $F_{M,j}$ в (6) можем приближенно полагать равными единице.

В итоге согласно (4) получаем следующее выражение для случайной интенсивности поля исходной волны внутри отдельной реализации случайного слоя:

$$\begin{aligned} \mathcal{J}(x_m + S_m + 0) &= \\ &= \frac{T_m T_{m-1} \dots T_1 \left[\Lambda_{N,m+1} + \Phi_{N,m+1} (T_{N+1} T_N \dots T_{m+1})^2 \right]}{\Lambda_{m,1} - \Phi_{1,m} \Phi_{N,m+1} (T_{N+1} T_N \dots T_1)^2}. \end{aligned} \quad (8)$$

Заметим, что первое слагаемое в квадратных скобках числителя выражения (8) отвечает учету вклада от прямой, а второе – от обратной волны. Решение (6) системы уравнений (5) является приближенным, поэтому в (8) должны выполняться условия

$$\Lambda_{m,1} \sim 1,$$

$$\Lambda_{m,1} \gg \Phi_{1,m} \Phi_{N,m+1} (T_{N+1} T_N \dots T_1)^2.$$

На рис. 3а и 3б приведена зависимость (от координаты x внутри слоя) средней интенсивности поля $I(x) = \langle \mathcal{J}(x_m + S_m + 0) \rangle$ при усреднении по 30 реализациям. Красная кривая на рис. 3 соответствует количеству неоднородностей в реализации $N = 60$; случайная величина A_m нормально распределена с параметрами $A = 0.25$, $\sigma_A = 0.15$; значение $\bar{S} = 3\lambda$; $\sigma_S = 0.5\lambda$ (рис. 3а) и $\sigma_S = 0.01\lambda$ (рис. 3б). По оси абсцисс здесь и далее координата точки внутри слоя откладывается в единицах длины падающей волны. Зеленая (близкая к прямой) кривая соответствует расчету для средней интенсивности поля (при тех же значениях параметров) другим методом, подробно изложенным в работе [1]. Совпадение красных и зеленых кривых (практически с графической точностью) является косвенным подтверждением правильности предложенной методики вычисления интенсивности.

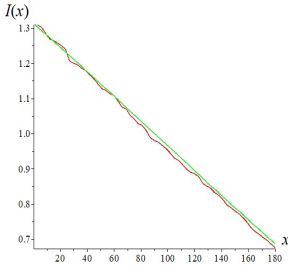


Рис. 3а

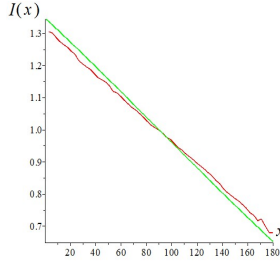


Рис. 3б

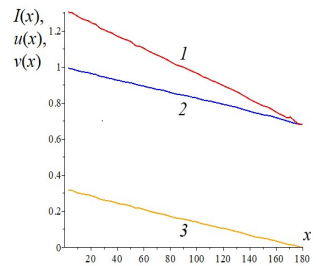


Рис. 4

На рис. 4 при тех же параметрах, что и на рис. 3а, приведены зависимости средней интенсивности $I(x)$ (кривая 1), а также интенсивностей $u(x)$ и $v(x)$ для прямой (кривая 2) и соответственно обратной (кривая 3) волн. Как видно из данного рисунка, обе зависимости $u(x)$ и $v(x)$ линейно и с почти одинаковой скоростью убывают как функции от координаты x . При этом интенсивность обратной волны $u(x)$ по величине всегда является значительно меньше по сравнению с $v(x)$.

Выводы

В работе предложена методика вычисления средней интенсивности поля плоской волны, рассеянной на слое со случайно-неоднородными возмущениями относительной диэлектрической проницаемости среды, амплитуда которых соизмерима с фоновым значением. Показано, что полная усредненная интенсивность волны может быть представлена в виде суммы средних интенсивностей прямой и обратной волн, которые могут быть вычислены по отдельности. Приведены условия, при которых возможно пренебрежение осциллирующей составляющей интенсивности поля. Проведено сопоставление полученных соотношений с результатами ранее известных методик вычисления средней интенсивности. Исследованы свойства интенсивностей прямой и обратной волн в случайном слое, амплитуда возмущений диэлектрической проницаемости которого сопоставима с фоновым значением.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант № 18-05-00293).

- [1] Григорьев Г.И., Заборонкова Т.М., Коган Л.П. // Радиотехника и электроника 2017. Т. 62, № 10. С. 945.
- [2] Антоненц И.В., Щеглов В.И. Распространение волн через многослойные структуры. Часть вторая. – Сыктывкар: Издательство Сыктывкарского госуниверситета, 2012. С. 25.

ВОЗБУЖДЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ГРАВИТАЦИОННЫХ ВОЛН ВНЕШНИМИ ИСТОЧНИКАМИ В АТМОСФЕРЕ ПРИ НАЛИЧИИ ПЕРЕМЕННОГО ВО ВРЕМЕНИ ВЕТРА

Г.И. Григорьев ¹⁾, В.Г. Лапин ²⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ ННГАСУ

Введение

Среди возможных источников ВГВ в атмосфере Земли рассматривался нагрев среды мощными радиоволнами [1]. Режим работы нагревных передатчиков следует выбирать таким, чтобы спектр излучаемых ими сигналов содержал низкие частоты $\omega < \omega_g$ (ω_g частота Бранта-Вяисяля). Нагрев электронов в ионосфере под действием мощного радиоизлучения, изменение электропроводности ионосферного газа и генерация ВГВ из-за действия пондеромоторной силы Ампера рассмотрены в работе [1]. Численные оценки параметров ВГВ, возникающих при специальном режиме работы стэнда Сура, свидетельствуют об эффективности указанного механизма. Опубликованы также результаты экспериментов по регистрации ВГВ и связанных с ними перемецающихся ионосферных возмущений при работе мощных нагревных стэндов [2, 3].

Постановка задачи

В связи с тем, что мощности наземных радиопередатчиков ограничены, возникает естественный вопрос о возможности усиления эффективности отмеченных механизмов возбуждения ВГВ какими либо резонансными явлениями. Здесь уместно отметить следующее. Многочисленными расчетами и экспериментально показано, что в модели изотермической атмосферы под действием гармонических источников есть резонансные направления в пространстве, в которых амплитуды излучаемых ВГВ сильно увеличены (см. напр. картинку под названием Андреевский крест в [4]). Кроме того, в физике известно явление параметрического резонанса, при котором изменение некоторых свойств рассматриваемого объекта может приводить к нарастанию амплитуды его колебаний и даже его неустойчивости [5].

В работе [6] проанализирована задача о распространении ВГВ в изотермической атмосфере при наличии в ней кроме постоянной составляющей переменного горизонтального ветра $V = V_1 + V_2 \sin(\Omega t)$. В этих условиях зависимость от времени вертикального компоненты смещения $\zeta \sim \exp(ik_x x - ik_z z + k_0 z)$ описывается уравнением

$$\ddot{\zeta} + [a + \cos(2\tau)]\zeta = 0. \quad (1)$$

Уравнение (1) записано в декартовой системе координат $\{x, y, z\}$, волновой вектор имеет составляющие по осям $\{k_x, 0, k_z\}$, величина $k_0 = 1/2H$. Введено безразмерное время $\tau \equiv \frac{1}{2}\Omega t$, точка сверху означает дифференцирование по времени τ , приняты также обозначения: $F = \omega_g/\Omega$, $a = \frac{4F^2 K_x^2}{K_x^2 + K_z^2 + 1/4}$, $\varepsilon = \frac{\alpha(K_x - i/2)}{K_x^2 + K_z^2 + 1/4}$, $K_x = k_x H$, $K_z = k_z H$, $\alpha = k_x V_2/\Omega$, H высота однородной атмосферы. Уравнение Матье является одним из уравнений, описывающих параметрическое возбуждение системы. Таким образом,

распространение ВГВ в движущейся среде, скорость которой имеет переменную во времени составляющую, может сопровождаться ростом амплитуды и даже неустойчивостью. Нас будет интересовать решение уравнения (1) с правой частью, т.е. при наличии заданного источника. Для простоты возьмём внешний источник в виде:

$$P(\tau) = A \cos(\chi\tau + \varphi), \quad 0 < \tau < \tau_1. \quad (2)$$

Здесь учтен сдвиг фаз φ между двумя периодическими воздействиями (переменной составляющей ветра и внешней силой), от которого должно зависеть решение, введено конечное время работы источника τ_1 , а параметр χ равен отношению частот источника ω и ветра Ω : $\chi = \omega/\Omega$. Далее будем анализировать вынужденное решение (1),(2), соответствующее начальным условиям:

$$\zeta(0) = \dot{\zeta}(\tau)|_{\tau=0} = 0. \quad (3)$$

Решение уравнения (1) с правой частью можно (например, методом вариации постоянных) выразить через два линейно независимых решения однородного уравнения $\zeta_{1,2}$:

$$\zeta(\tau) = \int_0^{\tau_*} P(\xi)[\zeta_1(\xi)\zeta_2(\tau) - \zeta_2(\xi)\zeta_1(\tau)]W^{-1}(\xi) d\xi, \quad (4)$$

где $W(\xi) = \zeta_1(\xi)\dot{\zeta}_2(\xi) - \zeta_2(\xi)\dot{\zeta}_1(\xi)$ определитель Вронского, а $\tau_* = \min(\tau, \tau_1)$. Далее мы рассматриваем в качестве $\zeta_{1,2}$ функции Матье для численного анализа (4), а также приближённые решения, которые можно получить асимптотическими методами [7] в случае $\varepsilon \ll 1$. Эти решения помогают ориентироваться в зависимости решения от параметров. Параметрическая неустойчивость проявляется сильнее всего в условиях резонанса, то есть когда постоянная a удовлетворяет условиям, $a = n^2$, где n – целое число (номер резонанса). С ростом n инкремент неустойчивости и ширина области неустойчивости по частоте быстро уменьшаются, поэтому мы рассмотрим область первого, наиболее сильного резонанса:

$$a = 1 + \varepsilon\delta_a, \quad (5)$$

где δ_a параметр отстройки от резонанса. В этих условиях, используя выражения для $\zeta_{1,2}$ из [8], получим согласно (4):

$$\begin{aligned} \zeta(\tau, \tau_*) &= \frac{-A}{2 \sin(2\sigma)\sqrt{\delta\chi^2 + \gamma^2}} \times \\ &+ \{ \sin(\tau - \sigma) e^{\gamma\tau} [\sin(\varphi - \sigma + \psi) - \sin(\delta\chi\tau_* + \varphi - \sigma + \psi) e^{-\gamma\tau_*}] + \\ &+ \sin(\tau + \sigma) e^{-\gamma\tau} [\sin(\varphi + \sigma + \psi) + \sin(\delta\chi\tau_* - \varphi - \sigma - \psi) e^{\gamma\tau_*}] \}, \end{aligned} \quad (6)$$

где для краткости введены обозначения: $\gamma = \varepsilon/2\sqrt{2^{-2} - \delta_a^2}$ инкремент неустойчивости, $\delta\chi = \omega/\Omega - 1$ относительная расстройка частот источника и ветра, σ связана с δ_a соотношением $\cos 2\sigma = 2\delta_a$, а также ψ : $\tan \psi = -\delta\chi/\gamma$. Здесь τ_* надо заменить на τ , если $\tau < \tau_1$ и на τ_1 в противоположном случае (τ_1 время активности возмущения).

Анализ решения и выводы

Смещение $\zeta(\tau, \tau_*)$ согласно (6) экспоненциально растёт, если расстройка δ_a меньше ширины резонансной зоны ($|\delta_a| < 1/2$). Это главное изменение, возникающее под действием нестационарного ветра. Правда для эффективного увеличения генерации ВГВ должны выполняться указанные выше резонансные условия. Кроме того, для усиления необходимо согласование фазы φ внешнего источника с фазой колебаний скорости среды. Коэффициент при растущей экспоненте будет максимальным, если $\varphi = \sigma - \psi + \pi/2$, а если изменить это значение на $\pi/2$, то этот коэффициент обратится в 0 и неустойчивость исчезнет. Это понятно из аналогии: помочь человеку, раскачивающемуся на качелях можно, если прикладывать внешнюю силу в такт колебаниям качелей, иначе амплитуда колебаний может уменьшаться.

Проанализируем влияние длительности активности τ_l внешнего источника на решение. Этот параметр появляется в выражении (6) только после выключения источника (при $\tau > \tau_1$, $\tau_* = \tau_1$). При точном резонансе ($\delta_a = \delta\chi = \psi = 0, \sigma = \pi/4$) первая квадратная скобка в (6) приобретает при $\tau > \tau_1$ вид: $\sin(\varphi - \pi/4) [1 - \exp(-\gamma\tau_1)]$, а вторая квадратная скобка равна: $\sin(\varphi + \pi/4) [1 - \exp(\gamma\tau_1)]$. Оба этих выражения возрастают с ростом параметра τ_l , причём при кратковременном действии ($\gamma\tau_l \ll 1$) источника оба выражения, а значит и амплитуда решения, пропорциональны времени активности источника ($\sim \gamma\tau_1$), а в другом случае ($\gamma\tau_1 \geq 1$), когда неустойчивость успевает развиться за время действия возмущения, играет большее значение первая квадратная скобка, соответствующая растущему во времени члену, а с ростом времени активности источника амплитуда стремится к постоянному значению.

Далее проиллюстрируем основные свойства решения графически. Графики основаны на приближённом решении (6) для малых ε , а также на численном интегрировании (4) с функциями Матье в качестве $\zeta_{1,2}$, в случае ε сравнимых с единицей. На всех графиках изображена функция $\zeta(\tau)$, также общими являются параметры $\delta_a = \delta\chi = \psi = 0$ (условия точного резонанса), $A=1$, а фаза $\varphi=3\pi/4$, то есть оптимальна для роста волн. На рис. 1 сравниваем решения с колебаниями ветра ($\varepsilon=0,1$ жирная кривая) и без них $\varepsilon=0$. Видно, что наличие ветра увеличивает амплитуду волны. На рис. 2 приведены три кривые, соответствующие разному времени активности источника. Кривая с толстой линией соответствует непрерывно работающему передатчику, сплошная кривая $\tau_1=4\pi$, пунктир $\tau_1=\pi$. Видим, что после выключения очередного передатчика кривые разделяются, и в конце амплитуда колебаний пунктирной кривой примерно в 4 раза меньше амплитуды тонкой, т.е. амплитуда пропорциональна τ_1 .

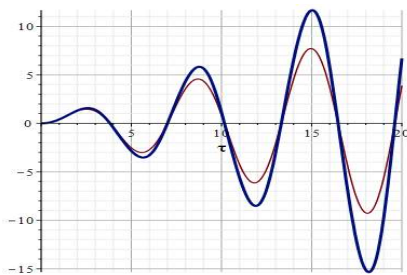


Рис. 1

- Все кривые на рис. 2 описывают решение при $\varepsilon=0,1$. Сравнение двух решений, отличающихся величиной ε , представлено на рис. 3. Здесь толстая кривая соответствует $\varepsilon=1$, а тонкая кривая изображает решение при $\varepsilon=0,5$. Остальные параметры, такие же, как на прежних соответствующих точному резонансу и оптимальному для развития неустойчивости, значению фазы $\varphi=3\pi/4$. Эти графики получены численным интегрированием (4) с функциями Матье в качестве $\zeta_{1,2}$. Видим, что амплитуда генерированной ВГВ возрастает многократно и с развитием процесса отношение амплитуд растёт, что указывает на увеличение инкремента неустойчивости с ростом ε .

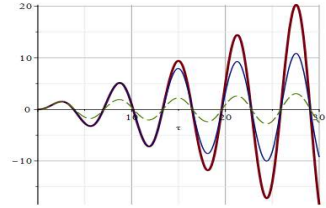


Рис. 2

- Выше приведены решения в условиях точного резонанса и при оптимальном соотношении фаз между колебаниями ветра и возмущающего передатчика. При наличии расстройки ($\delta_a \neq 0, \delta_\chi \neq 0$) эффективность генерации ВГВ снижается, а изменение фазы φ на $\pi/2$ относительно оптимальной приводит к тому, что параметрическая раскачка и внешний источник могут не усиливать, а ослаблять действия друг друга.

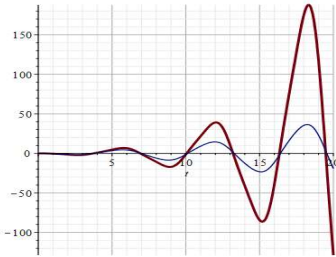


Рис. 3

- Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020гг». Уникальный идентификатор проекта RFMEF162020X0003, № согл. 075-15-2020-529.

2014-2020гг». Уникальный идентификатор проекта RFMEF162020X0003, № согл. 075-15-2020-529.

- [1] Григорьев Г.И., Трахтенгерц В.Ю. // Геомагнетизм и аэронавигация. 1999. Т. 39, №6. С. 90.
- [2] Черногор.Л.Ф., Фролов В.Л. // Изв. вузов. Радиофизика. 2013. Т. 56, №4. С. 219; №5. С. 307.
- [3] Григорьев Г.И., Калинина Е.Е. // В кн.: Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике. 13 мая 2019г. / Ред. А.В. Якимов. – Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 133.
- [4] Уизем Дж. Линейные и нелинейные волны. – М.: Мир, 1977, 622 с.
- [5] Mc Ewan A.D., Robinson R.M. // J.Fluid Mech. 1975. Vol. 67. Pt. 4. P. 667.
- [6] Григорьев Г.И., Савина О.Н. // Изв. АН РАН, ФАО. 2004. Т. 40, №1. С. 41.
- [7] Лапин В.Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32, № 9. С. 1144.
- [8] Найфэ А. Методы возмущений. – М.: Мир, 1976. 435 с.

**ПРОСТРАНСТВЕННАЯ СТРУКТУРА ИСКУССТВЕННОЙ ИОНОСФЕРНОЙ
ТУРБУЛЕНТНОСТИ – ПО ДАННЫМ ИЗМЕРЕНИЙ СИГНАЛОВ РАДАРА
НЕКОГЕРЕНТНОГО РАССЕЙЯНИЯ И ИСКУССТВЕННОГО
РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ В 2018 Г. НА СТЕНДЕ АРЕСИБО.**

В.Р. Хашев¹⁾, А.В. Шиндин¹⁾, Е.Н. Сергеев¹⁾, С.М. Грач¹⁾, Е. Nossa²⁾, М.Р. Sulzer³⁾

¹⁾ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ Naval Research Laboratory, Wash., DC, USA

³⁾ National Astronomy and Ionosphere Center, Arecibo, USA.

Представлены результаты исследований искусственной ионосферной турбулентности на низкоширотном нагревном стенде в обсерватории Аресибо (Пуэрто-Рико, США) 7-8 ноября 2018 года с использованием метода некогерентного рассеяния радиоволн (НР) и одновременных измерений искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ). Воздействие на ионосферу осуществлялось мощной радиоволной О-поляризации с эффективной мощностью излучения $P_{\text{Э}} \approx 100$ МВт вертикально вверх на частоте волны накачки (ВН) $f_{\text{ВН}} = 5095$ кГц при различных режимах излучения: 1) Короткие импульсы с большой скважностью ($\tau_{\text{и}} = 5-100$ мс, $T_{\text{и}} = 2-20$ с, режим “холодного старта”) для исследования процессов формирования ленгмюровской турбулентности; 2) Квазинепрерывный нагрев ($\tau_{\text{и}} = 165$ мс, $T_{\text{и}} = 200$ мс) с длительностью посылок 1-150 с и одновременным зондированием диагностическими импульсами ($\tau_{\text{и}} = 0.2-10$ мс, $T_{\text{и}} = 0.2-1$ с) для исследования процессов перехода от ленгмюровской к верхнегибридной турбулентности плазмы. Радар некогерентного рассеяния излучал импульсы длительностью 440 мкс, модулированные псевдослучайной последовательностью, с периодом следования 10 мс на частоте $f_{\text{р}} = 430$ МГц, в соответствии со схемой, предлагаемой в [2]. Задержки этих импульсов относительно включения волны накачки (ВН) варьировались от 2,2 мс до 7,8 мс, что позволило исследовать эволюцию рассеянного на плазменной турбулентности сигнала на разных стадиях ее развития.

Для режимов излучения коротких импульсов ВН (5-100 мс) построены спектры рассеянного сигнала относительно центральных частот $f_{\pm} = f_{\text{р}} \pm f_{\text{ВН}}$ для сдвинутых вниз (-) и вверх (+) по отношению к $f_{\text{р}}$ плазменных линий. При этом отстройка Δf_{\pm} частоты f рассеянного сигнала от центральной частоты $\Delta f_{\pm} = f - f_{\pm}$ соответствует отстройке частоты плазменной волны $f_{\text{пл}}$ от $f_{\text{ВН}}$. Пример эволюции спектров плазменной линии для разных высот и времени воздействия приведен на рис. 1 для импульсов ВН длительностью $\tau_{\text{и}} = 100$ мс с периодом повторения $T_{\text{и}} = 20$ с. Показаны спектры «нижней» плазменной линии на стадии развития ленгмюровской турбулентности для различных моментов времени воздействия с шагом в 20 мс на фиксированной высоте $h = 198.5$ км (левая панель (а)) и высотное распределение с шагом 450 м спектральной интенсивности к концу импульса воздействия $t = 98,2$ мс (правая панель (б)). Проведено усреднение по 50-55 импульсам ВН. Использован дополнительный сдвиг каждого из спектров на 5 дБ.

В результате обнаружено, что максимальная интенсивность в спектре плазменных волн наблюдается на нулевых отстройках $\Delta f_{\text{пл}} = f_{\text{пл}} - f_{\text{ВН}}$ уже ко 2-6-й мс воздействия, а сами спектры имеют форму типа «continuum» в области отрицательных отстроек $\Delta f_{\text{пл}} < 0$ на высотах вблизи уровня отражения ВН. С увеличением длительности

сти нагрева до 12-20 мс на более низких высотах начинают наблюдаться спектры распадного типа с выраженными максимумами интенсивности (спутниками) на отстройках от -2,5 кГц до -12 кГц. С увеличением длительности импульсов ВН интервал высот, занимаемый областью генерации ленгмюровских плазменных волн возрастает от 1 км для 5-10 мс воздействия до 2,5 км к 100-й мс воздействия. С увеличением длительности нагрева до секунд и минут область плазменной турбулентности расширяется вниз от уровня отражения ВН вплоть до высот верхнегибридного резонанса и ниже. Релаксация разных спектральных компонент происходит с разными скоростями, замедляясь с увеличением $\Delta f_{пл}$. В результате на стадии релаксации может наблюдаться уплощение и даже инверсия спектра плазменных волн.

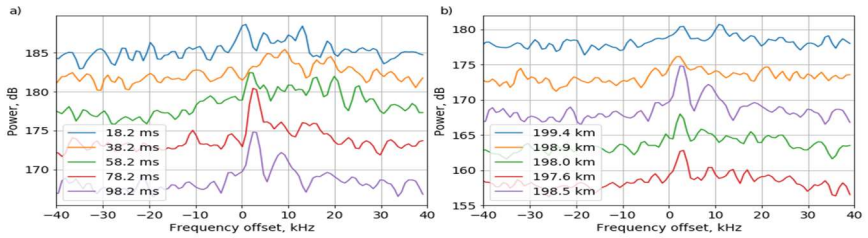


Рис. 1

Высотно-временная динамика развития для нижней плазменной линии при длительном квазинепрерывном нагреве представлена на рис. 2.

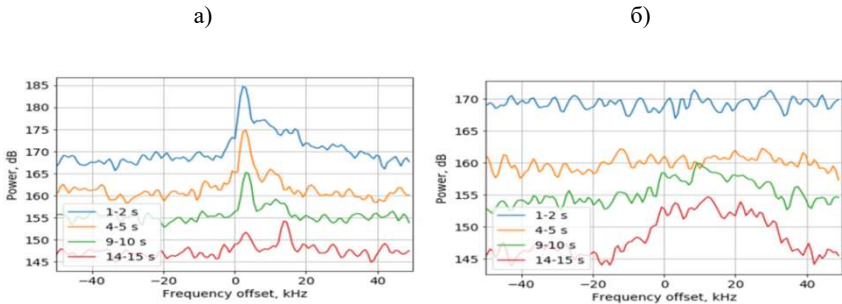


Рис. 2

В эксперименте наблюдалось две области плазменной турбулентности с максимальной интенсивностью плазменной линии на высотах $h = 214$ км и $h = 210,8$ км. Динамика развития спектров на первых 15-ти секундах квазинепрерывного нагрева для различных моментов времени воздействия (временной сдвиг ~ 5 с) на $h = 214$ км представлена на панели а), на $h = 210,8$ км – на панели б). Проведено усреднение по 50-55 импульсам ВН. Использован дополнительный сдвиг каждого из спектров на 5

дБ. Данные 8.11.2018, 17:46:00-17:46:15 ЛТ. В верхней части области турбулентности вблизи уровня отражения ВН наблюдались спектры распадного типа с максимальной интенсивностью на 1-й-2-й секундах нагрева, интенсивность сигнала уменьшалась к 14-15 сек. воздействия. Напротив, в нижней части области турбулентности (в области высот верхнегибридного резонанса и ниже) наблюдалось усиление плазменной линии к 14-15 сек. нагрева, ее спектры при этом приобретали вид широкополосных максимумов в полосе (- 40...+20) кГц с пиковой интенсивностью на отстройке $\Delta f_{\text{пл}} \approx -10$ кГц.

При анализе данных зондирования плазменной турбулентности с помощью радара некогерентного рассеяния проводилось их сопоставление с результатами измерений искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) [1, 3]. Примеры спектров ИРИ на начальной стадии воздействия и при длинном нагреве приведены на рис. 3.

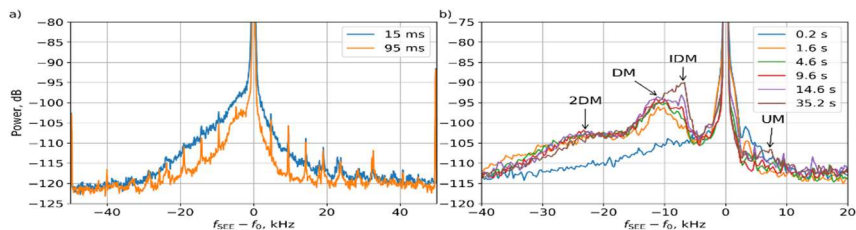


Рис. 3

На панели а) приведены примеры спектров узкополосной компоненты ИРИ на 15-й и 95-й миллисекундах воздействия, усреднено 55 импульсов, частотное разрешение 100 Гц, на панели б) – пример динамики спектров ИРИ для квазинепрерывного режима излучения. На панели б) хорошо видно последовательное развитие «верхнегибридных» компонент ИРИ: Downshifted Maximum (DM, $\Delta f = -11$ кГц), 2-й DM, Intermediate Downshifted Maximum (IDM, через 10-20 с, $\Delta f = -8$ кГц) и Upshifted Maximum (UM, $\Delta f = +8$ кГц), эксперимент проведён 08.11.2018.

Одновременные измерения плазменной линии и ИРИ демонстрируют подобие основных характеристик спектров плазменной линии и ИРИ (ширина до 30-40 кГц и форма спектров типа «континуум») на стадии развития ленгмюровской турбулентности в первые 100 мс воздействия. При более длинном квазинепрерывном нагреве формирование в спектре ИРИ основной его верхнегибридной компоненты, такой, как главный спектральный максимум (Downshifted Maximum, DM) на отстройках $\Delta f_{\text{DM}} = f_{\text{DM}} - f_{\text{ВН}} \approx -(8-11)$ кГц коррелирует с наблюдаемыми характеристиками развития широкополосного максимума плазменной линии в нижней части области плазменной турбулентности.

В результате проведённых экспериментов при одновременных измерениях плазменной линии, индуцированной накачкой, и ИРИ было установлено следующее:

- 1) С увеличением времени излучения накачки от миллисекунд до сотен миллисекунд наблюдается переход от спектров плазменной линии типа «континуум» к

распадным спектрам, в то время как для ИРИ тип спектра «континуум» сохраняется, а интенсивность ИРИ уменьшается.

- 2) С 1–2-й по 10-ю секунды воздействия спектры типа «континуум», генерируемые вблизи точки отражения ВН, ослабевают и даже исчезают к 15-й секунде. В то же время развивается максимум широкополосной плазменной линии на более низких (~3 км) высотах и структурированные спектры ИРИ с хорошо выраженными «вернегибридными компонентами». Это указывает, по всей видимости, на то, что область генерации ленгмюровской турбулентности вблизи точки отражения ВН экранируется верхнегибридной турбулентностью.
- 3) Процессы релаксации плазменных волн и ИРИ после выключения ВН сопровождаются сопровождаются уплощением их спектров и, как правило, протекают с декрементами затухания γ , превышающими столкновительное затухание на электронах ν_e , $\gamma > \nu_e$.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 19-02-00343, 20-32-70198, гранта РНФ 20-12-00197, гранта Минобрнауки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы» (идентификатор проекта RFMEFI62020X0003, номер соглашения 075-15-2020-529).

- [1] Шиндин А.В., и др. // Российская открытая конференция по распространению радиоволн 2019 г. (РРВ). С. 261.
- [2] Sulzer M.P. // Radio Sci. 1986. Vol. 21, №. 6. P. 1033.
- [3] Djuth F.T., et al. // Geophys. Res. Lett. 1990. Vol. 17, №. 10. P. 1893.

О СВЯЗИ ПРОЦЕССА ПОДГОТОВКИ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЙ С ЗЕНИТНЫМ РАССТОЯНИЕМ СОЛНЦА

Л.П. Коган¹⁾, И.Т. Бубукин²⁾, В.Б. Штенберг¹⁾

¹⁾ Нижегородский государственный архитектурно-строительный университет

²⁾ НИРФИ при ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Введение и математический аппарат, применяемый при решении задачи

В данной работе рассматривается задача о влиянии максимальной высоты подъема Солнца в разные времена года на уровень сжатия литосферных плит в сейсмоактивных регионах. По аналогии с [1] далее полагаем, что физические поля, измеряемые в районах с высокой тектонической активностью, могут быть записаны в виде

$$x(t) = x_1(t) + x_2(t). \quad (1)$$

Здесь случайный процесс $x_1(t)$ — фоновый шум, формируемый совокупностью «обычных» (то есть не связанных с землетрясениями) явлений, а стохастическое слагаемое $x_2(t)$ отражает влияние процесса подготовки приближающегося землетрясения. Случайные функции $x_1(t)$ и $x_2(t)$ считаем статистически независимыми. Это связано с тем, что явления разлома литосферных плит, порождающие $x_2(t)$, можем считать статистически независимыми с любыми другими «обычными» процессами.

Таким образом, любому отрезку реализации измеряемой случайной величины $x = x_1 + x_2$ соответствует плотность вероятности $\rho(w) = \int_{-\infty}^{+\infty} \rho_1(w - w')\rho_2(w')dw'$, где $\rho_{1,2}(w) = \sum_{m=0}^{N-1} P_{m,1,2}\delta(w - m)$, $\rho(w) = \sum_{m=0}^{N-1} P_m\delta(w - m)$. Здесь $\rho_{1,2}(w)$ — плотности вероятности для случайных величин $x_{1,2}$, $\delta(w)$ — дельта-функция Дирака, $P_{m,1,2}$ и P_m — вероятности попадания значений $x_1(t)$, $x_2(t)$ и соответственно $x(t)$ в интервалы вида

$$x_{Min} + mh \leq x \leq x_{Min} + (m + 1)h, \quad 0 \leq m \leq N - 1. \quad (2)$$

В (2) h — ширина интервала дискретизации, значение $N = [(x_{Max} - x_{Min})h^{-1}]$ (квадратные скобки означают округление до следующего натурального числа), x_{Min} , x_{Max} — величины, не большие минимума и соответственно не меньше максимума значений случайной величины x для любого отрезка реализации. На рис. 1 и 2 схематически показаны плотности вероятности $\rho(w)$ и $\rho_{1,2}(w)$. Для наглядности они изображены с помощью сплошных кривых, тогда как в действительности согласно (2) им должен соответствовать ансамбль дельта-функций.

Проведение численных расчетов и их анализ

На рис. 3 приведен график зависимости $L(n)$. Значения оси абсцисс соответствуют числу суток непрерывной работы аппаратуры. Как следует из данного рисунка, значения рассматриваемого функционала существенно зависят от времени года. В частности, зимне-весеннему периоду соответствуют существенно, до двух и более раз, меньшие значения $L(n)$, чем летне-осеннему сезону (см. указанные на рисунке моменты времени достижения точек экстремумов зависимостью $L(n)$).

На рис. 1 широкая кривая отвечает $\rho_1(w)$, а узкая высокая кривая – $\rho_2(w)$. Очевидно, что с учетом ограниченности во времени длительности любого отрезка реализации обе эти зависимости будут шероховатыми, что обуславливается случайным числом попаданий значений случайных процессов x_1 и x_2 в интервалы вида (3). Следовательно, если процесс $x_2(t)$ существует, и эффективная ширина распределения $\rho_2(w)$ значительно превосходит горизонтальный масштаб малых шероховатостей для зависимости $\rho_1(w)$, который равен заданному значению h , то при интегрировании (2) они сглаживаются (усредняются). В таком случае получаем показанный на рис. 2 «гладкий» график $\rho(w)$.

С целью усиления такого различия между измеряемыми распределениями процесса $x(t)$ при отсутствии и при существовании процесса подготовки предстоящего землетрясения перейдем к рассмотрению СВ $X = \sin x$. Здесь учтено, что плотность вероятности $\rho_{\sin x}(w)$ является пропорциональной множителю $\frac{1}{\sqrt{1-w^2}}$, который стремится к бесконечности при $|w| \rightarrow 1$. Это приводит к размерам амплитуд шероховатостей графика функции $\rho_{\sin x}(w)$ (в области $|w| \approx 1$) при отсутствии, и, наоборот, при существовании процесса $x_2(t)$.

Для выявления такого различия используем преобразование Фурье, что означает переход к вычислению характеристической функции вида $\sum_{m=0}^{N-1} \exp(im\pi) \tilde{P}_{l,m}$, где $\tilde{P}_{l,m}$ – вероятность попадания измеренного значения $\sin[x(t)]$ в $-й$ интервал в (2) для интервала реализации с номером l . Поэтому, полагая $p = \pi$, далее введем в рассмотрение функционал следующего вида:

$$L(n) = \frac{A}{M+1} \sum_{l=n-M}^n \left| \sum_{m=0}^{N-1} (-1)^m \tilde{P}_{l,m} \right|. \quad (3)$$

Здесь $M = 100$, а множитель $A = 1010$ введен для получения удобного для анализа диапазона значений $L(n)$. В качестве случайного процесса $x(t)$ далее рассматриваются значения критической частоты слоя F2 ионосферы (измеряемые в мегагерцах). Расчеты для рис. 3 проведены по данным измерений в 2007-2011 гг. ионозондом Rome. В (2) принято $h = 0.01$. Каждый отрезок реализации включает 96 интервалов по 15 минут каждый (это отвечает 96 отсчетам при отсутствии измерительных сбоев), что в совокупности составляет 24 часа.

Отметим, что действие оператора (3) исключает из рассмотрения, в частности, влияние любых квазирегулярных процессов наподобие суточного или годового хода

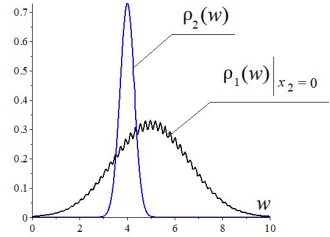


Рис. 1

значительно большему различию

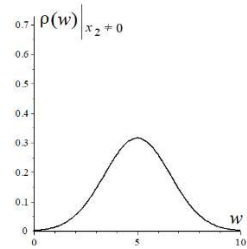


Рис. 2

параметров ионосферы. Действительно, согласно (2) и (3) величина $L(n)$ будет существенно изменяться при возникновении независимого от $x_1(t)$ процесса $x_2(t)$, способного переводить значения процесса $\sin[x_1(t) + x_2(t)]$ в другие, чем при отсутствии $x_2(t)$, ячейки распределения (2) (что означает увеличение вероятности выравнивания числа попаданий результатов измерений $x(t)$ в соседние ячейки). Ни квазирегулярные, ни статистически зависимые от $x_1(t)$ процессы таким свойством не обладают.

Как видно из рис. 3, соответствующие разным временам года экстремумы $L(n)$ отличаются приблизительно в два раза. Это означает, что в период приблизительно с декабря по апрель имеет место удвоение ширины распределения случайного процесса $x_2(t)$ по сравнению с временным интервалом с мая по ноябрь. При условии справедливости проведенных выше вычислений это может быть интерпретировано как следствие существенного увеличения сдавливания литосферных плит, приводящего к сейсмическим событиям. Наиболее крупные из них, с магнитудой от 4.0 до 6.3 баллов, отмечены вертикальными прямыми линиями. Как видно из рисунка, в 2008-2011 гг. эти события в основном «тяготеют» к периоду с января по апрель.

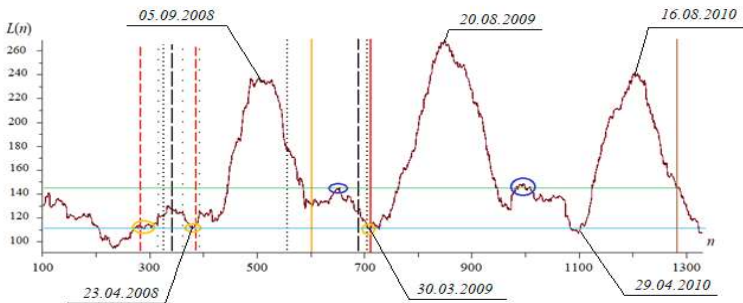


Рис. 3

Отметим, что значения функционала (3) в моменты большинства отмеченных сейсмических событий или повторяются, или им предшествует несколько почти одинаковых экстремумов $L(n)$. В частности, сплошная вертикальная красная прямая соответствует известному трагическому землетрясению 6 апреля 2009 года в г. Аквила. Точка графика, отвечающая данному событию, выделена желтым эллипсом. Два эллипса желтого цвета слева от него отмечают моменты двух совпадающих минимумов функционала (3) (см. синюю горизонтальную прямую на рис. 3.) Как видно из рисунка, указанное землетрясение в Аквиле произошло в момент третьего тестирования того же самого, что и у обоих этих минимумов, значения $L(n)$.

Аналогичным свойством обладает значение $L(n)$, отвечающее землетрясению, отмеченному вертикальной коричневой прямой в правой части рис. 3. Ему предшествуют два локальных максимума, почти точно (с относительной погрешностью порядка 1%) касающиеся горизонтальной зеленой прямой, проходящей через точку на графике, соответствующую данному событию. На данном рисунке можно указать еще

несколько подобных «графических предвестников», в частности, совпадение значений $L(n)$ в моменты тектонических событий, отмеченных двумя вертикальными красными пунктирными и соответственно тремя зелеными точечными прямыми.

Данные свойства функционала (3), позволяющие использовать предлагаемый подход для прогнозирования сейсмических событий, могут рассматриваться как апробация достоверности применяемой методики и ее связи с тектоническими процессами в рассматриваемом регионе мира.

С целью феноменологического объяснения полученных результатов, относящихся к квазипериодическим изменениям функционала $L(n)$ в указанные годы, рассмотрим изменение зенитного расстояния Солнца в течение года. На рис. 4 схематически изображена линия притяжения Солнцем Евразийской литосферной плиты в зимне-весенний, а на рис. 5 – в летне-осенний период. Сопоставление этих рисунков иллюстрирует очевидный вывод о том, что на протяжении зимы и весны касательная составляющая силы притяжения Евразийской плиты к Солнцу значительно увеличивается по сравнению с периодом лета и осени. (На обоих этих рисунках изображено дневное положение Солнца по отношению к региону Средиземного моря; в ночные часы с учетом наклона земной оси касательная составляющая для этой области Евразии становится намного меньше.)



Рис. 4

В то же время правомерно полагать, что аналогичное изменение воздействия этой силы на Африканскую литосферную плиту должно быть выражено значительно слабее, поскольку касательные к земной поверхности составляющие притяжения данной плиты к Солнцу в северной и южной ее частях в любое время года направлены взаимно противоположно. Отсюда следует вывод о значительном увеличении сдавливания литосферных плит в зимне-весенний период под влиянием возрастания воздействия касательной составляющей силы солнечного притяжения на Евразийскую литосферную платформу, что и объясняет эффекты квазипериодического изменения значений $L(n)$ на рис. 3.



Рис. 5

Выводы

Полученные в работе результаты позволяют сделать вывод (применительно к рассматриваемому интервалу 2007-2011 гг.) о существенной зависимости тектонических процессов в Средиземноморском регионе от зенитного расстояния Солнца в различные времена года. Как следует из проведенных вычислений, наибольший и наименьший вклад от силы солнечного тяготения в величину тектонического сжатия Евразийской и Африканской литосферных плит следует ожидать, с учетом накопления эффекта, соответственно в марте-апреле и в августе-сентябре. В рамках предлагаемого подхода удастся непротиворечивым образом объяснить с геофизической точки зрения эффекты вариаций свойств статистического функционала $L(n)$ для рассматриваемого временного интервала, что является еще одной апробацией предлагаемой методики.

[1] Коган Л.П. // Геомагнетизм и аэрономия. 2015. Т. 55, № 4. С. 525.

О ВОЗМОЖНОСТИ ДИАГНОСТИКИ ПАРАМЕТРОВ АТМОСФЕРЫ И ИОНОСФЕРЫ НА ВЫСОТАХ 250-350 КМ С ПОМОЩЬЮ ЭФФЕКТА ПОДАВЛЕНИЯ ФОНОВОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ ПРИ НАГРЕВЕ МОЩНЫМ РАДИОИЗЛУЧЕНИЕМ

Ю.К. Легостаева, А.В. Шиндин, С.М. Грач

ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Воздействие мощных КВ радиоволн на ионосферу оказывает различное влияние на оптическое свечение ионосферы в красной линии атомарного кислорода (возбужденное состояние O^1D , 630 нм). Первый эффект – это увеличение яркости свечения за счет возбуждения O^1D при столкновениях с электронами, ускоренными плазменными волнами, возбужденными в результате развития параметрических неустойчивостей, другой – подавление фонового свечения ионосферы за счет уменьшения коэффициента диссоциативной рекомбинации α электронов с ионами молекулярного кислорода O_2^+ с ростом температуры электронов: $\alpha(T_e) \propto T_e^{-1/2}$ [1-3].

Целью работы является численное моделирование второго эффекта, а именно динамика яркости свечения в красной линии O^1D вследствие нагрева электронов, вызванная включением и выключением мощной радиоволны, и сравнение результатов моделирования с экспериментальными данными, полученными на стенде СУРА. Для моделирования используются параметры ионосферы, имевшие место при исследованиях поведения оптического свечения ночного неба в красной линии 630 нм, выполненных на стенде СУРА в 2010 г. и 2012 г., а также параметры нейтральной атмосферы, взятые из модели атмосферы NRLMSISE-00, и профили электронной концентрации N_e , взятые из модели International Reference Ionosphere (IRI), модифицированные с учетом данных экспериментов.

На рис. 1 показаны результаты экспериментов по влиянию мощных КВ радиоволн на оптическое свечение в красной линии, полученные на стенде СУРА 14.09.2012. Стенд СУРА излучал вертикально вверх на частоте 5,30 МГц. Изображения ночного неба, представленные на левых рисунках, были получены на ПЗС-камеры S1C / 079-FP (FU) с полем зрения $20,6^\circ$ со светофильтром на длину волны $\lambda=630$ нм. На панели а) представлено изображение, полученное в 22:09 местного летнего времени (LT=18:09 UTC + 4 часа), сеанс воздействия начался в 18:07 UTC. Хорошо видно заметное увеличение яркости излучения во время воздействия с максимальным значением ~ 50 Рл в точке, обозначенной красным крестиком. Панель б) иллюстрирует динамику поведения яркости в результате воздействия ($t = 60$ с соответствует включению волны накачки, $t = 210$ с - выключению). Видно, что рост яркости свечения наблюдается в течение всего 150-секундного сеанса. После выключения нагрева имеет место релаксация яркости свечения, которая через ~ 25 с замедляется. В некоторых сеансах наблюдается даже увеличение яркости в это время. Это так называемый эффект «послесвечения».

На панелях в) и г) показан эффект подавления фонового свечения. Портрет области (в) зарегистрирован в 22:13:46 LT в следующем сеансе воздействия (18:13:00-18:15:30 UTC). Видно (панель г)), что подавление яркости достигает 10 Рл уже через ~ 50 с после включения волны накачки, затем интенсивность излучения начинает восстанавливаться. Увеличение яркости продолжается после выключения нагрева до $t =$

310-320 с, (до ~100 с после выключения нагрева), а затем яркость медленно спадает. В течение $240 \text{ с} \lesssim t \lesssim 410 \text{ с}$ яркость оптического свечения превышает стационарный уровень фона без нагрева (послесвечение).

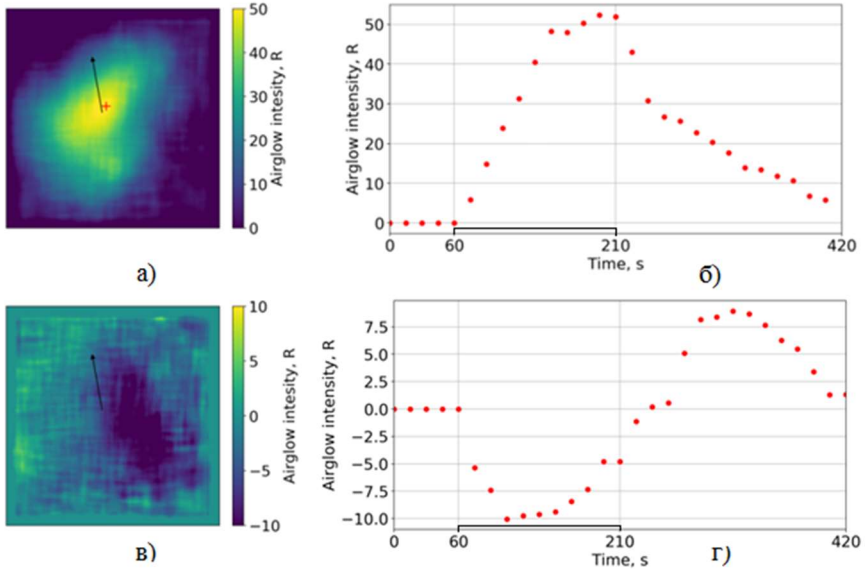


Рис. 1

Яркость оптического свечения, измеренная в эксперименте, определяется как интеграл по всему диапазону высот, где существуют возбужденные атомы O^1D :

$$B = A_{630} \int [O^1D] dz,$$

В естественных условиях (при отсутствии ВЧ-нагрева) максимум $[O^1D] \sim 1200 \text{ см}^{-3}$ достигается на высотах 230-250 км. На этих высотах возбужденные атомы в состоянии O^1D появляются в результате последовательности реакций перезарядки ($O^+ + O_2 \rightarrow O_2^+ + O$) и диссоциативной рекомбинации электронов с ионами молекулярного кислорода ($O_2^{++} + e^- \rightarrow O + O^1D$). Система дифференциальных уравнений, описывающая динамику концентраций $[O_2^+]$ и $[O^1D]$ при этих реакциях с учетом нагрева электронов, имеет вид [3-5]:

$$\frac{d[O_2^+]}{dt} = k_1[O^+][O_2] - \alpha[O_2^+]N_e, \quad (1)$$

$$\frac{d[O^1D]}{dt} = \eta\alpha[O_2^+]N_e - \tau_{eff}^{-1}[O^1D], \quad (2)$$

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} - D_T \frac{\partial^2 T_e}{\partial z^2} + \delta v_e (T_e - T_0) = Q_T(z, t).$$

Уравнение (3) представляет собой уравнение электронной теплопроводности с источником $Q_T(z, t)$, расположенным вблизи z_0 , высоты верхнего гибридного резонанса мощной радиоволны и связанным с нагревом электронов волной накачки (электромагнитной) и параметрически возбужденными плазменными волнами. В (3) T_e – температура электронов (в К); z, t – высота над поверхностью Земли и время, $D_T = v_e l_e^2$, $l_e = 600$ м – длина свободного пробега электронов, $v_e = 300 \text{ с}^{-1}$ – частота соударений электронов; $\delta = 10^{-4}$ – доля энергии, теряемая электроном при соударении с тяжелой частицей (ионом, нейтральном атомом или молекулой); $Q_T(z, t)$ – функция, характеризующая нагрев электронов высокочастотным электрическим полем. $Q_T(z, t)$ берётся в виде:

$$Q_T(z, t) = Q_T(z) = \frac{2E_0^2 v_e}{3N_e 4\pi} \epsilon \left[h \left(z - \left[z_0 - \frac{\Delta z}{2} \right] \right) - h \left(z - \left[z_0 + \frac{\Delta z}{2} \right] \right) \right] \times \quad (4)$$

$$\times [h(t - t_{\text{on}}) - h(t - t_{\text{off}})],$$

где $h(z)$ – единичная функция Хевисайда, t_{on} и t_{off} – времена включения и выключения волны накачки, z_0 и $\Delta z = 1$ км – высота центра и высотный интервал области воздействия волны накачки, E_0^2 – интенсивность электрического поля волны накачки. Для расчетов мы используем для E_0 формулу $E_0(z) [\text{В/м}] = 9,5 \frac{\sqrt{W_0 [\text{кВт}]}}{z(\text{м})}$. Нагрев плазменными волнами оказывается существенно более интенсивным, чем нагрев электромагнитной волной [3]. Поскольку расчет интенсивности электрического поля плазменных волн в области их существования оказывается достаточно трудным, мы считаем, что плазменные волны равномерно распределены по высоте на интервале Δz , а в уравнение (7) введен коэффициент $\epsilon > 1$, который характеризует увеличение реального источника нагрева по сравнению с нагревом только волной накачки, причем величина ϵ может варьироваться при проведении численного моделирования. Фактически оценка величин ϵ и Δz является одной из задач моделирования. В уравнение (2) входит τ_{eff} – эффективное время жизни электронов на уровне O^1D . При расчете τ_{eff} кроме радиативного времени жизни учитывается уменьшение концентрации возбужденных атомов в состоянии O^1D в результате дезактивации при столкновениях с молекулами азота и кислорода N_2, O_2 . В ионосферных условиях на исследуемых высотах $\tau_{\text{eff}} \sim 35 \text{ с}$ [3, 4].

Результаты моделирования динамика яркости излучения на земле для двух различных наборов параметров моделирования, соответствующих сеансам воздействия 18:07 - 18:13 UTS 14.09.2012 и 17:49 - 17:55 UTS 10.09.2010 показаны соответственно на рис. 2 и 3. Красные точки на рисунках соответствуют экспериментальным данным. Видно, что расчетное поведение вариаций яркости ΔB близко к экспериментальному.

Подавление интенсивности излучения определяется уменьшением коэффициента диссоциативной рекомбинации α с ростом электронной температуры, уменьшением концентрации $[O^1D]$ в соответствии с уравнением (2) и, следовательно, яркости оптического излучения B . Когда волна накачки выключается, электроны охлаждаются, T_e уменьшается, α и, следовательно,

но, $[O^+D]$ увеличиваются, что приводит к временному увеличению яркости («послесвечение»). Характерное время изменения яркости при моделировании определяется коэффициентами реакций (1) и (2). Варьируя параметры α , k_1 и ϵ можно добиться достаточно близкого совпадения как абсолютных значений вариаций яркости, так и динамики их поведения при нагреве ионосферы с данными эксперимента. Наилучшее совпадение с экспериментом на рис. 2, 3 имеет место для сплошных кривых, когда коэффициенты α и k_1 были несколько изменены по сравнению с исходными (пунктирные кривые), взятыми из [3, 4], при этом выбранные параметры оказываются близкими для обоих сеансов нагрева, проведённых в различные годы. В частности для лучшего совпадения значение коэффициент рекомбинации α при $T_e=300$ К пришлось увеличить с $1,9 \cdot 10^{-7}$ см³/с, а $2,4 \cdot 10^{-7}$ см³/с для обоих проанализированных сеансов воздействия, а коэффициент скорости перезарядки k_1 – с $2 \cdot 10^{-11}$ см³/с до $2,2 \cdot 10^{-11}$ см³/с для эксперимента 2012 г. (рис. 2) и до $2,3 \cdot 10^{-11}$ см³/с для эксперимента 2010 г. (рис. 3). При этом параметр ϵ также менялся: для пунктирных линий $\epsilon=7$ (рис. 2) и $\epsilon=3,5$ (рис. 3), для сплошных линий $\epsilon=9$ (рис. 2) и $\epsilon=4$ (рис. 3).

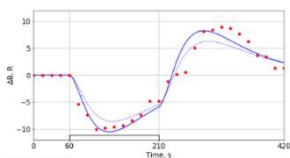


Рис. 2

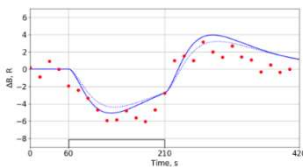


Рис. 3

Таким образом, моделирование влияния нагрева электронов на поведение свечения в линии 630 нм может быть полезным для оценки ряда параметров ионосферы при воздействии мощного КВ радиоизлучения. Это, в частности, концентрация и высотное распределение возбужденных атомов кислорода, высота источника свечения в красной линии, величина увеличения электронной температуры при нагреве, коэффициенты реакций, отвечающие за динамику яркости.

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ 18-02-00622, 20-32-70198, гранта Минобрнауки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 год» (идентификатор проекта RFMEFI62020X0003, номер соглашения 075-15-2020-529).

- [1] Sipler D.P., Biondi M.A. // J. Geophys. Res. 1978. Vol. 83, № A4. P. 1519.
- [2] Клименко В.В. и др. // Известия вузов. Радиофизика. 2017. Т. 60, №6. С. 431.
- [3] Грач С.М., и др. // Известия вузов. Радиофизика. 2012. Т. 55, № (1–2). С. 33.
- [4] Link R. and Cogger L.L. // J. Geophys. Res. 1988. Vol. 93, № A9. P. 9883.
- [5] Легостаева Ю.К., Шиндин А.В., Грач С.М. // В кн. Тр. XXIII научн. конф. по радиофизике. 13-21 мая 2019 г. / Ред. В.В. Матросов. – Н. Новгород: Изд-во ННГУ, 2019. С. 155.

ОСОБЕННОСТИ МИКРОВОЛНОВОГО СОЛНЕЧНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ, ПРЕДШЕСТВУЮЩЕГО РЕГИСТРАЦИИ ГЕОЭФФЕКТИВНЫХ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ

О.А. Шейнер, В.М. Фридман

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Наряду с исследованиями солнечных корональных выбросов массы, в том числе по их проявлениям в радиодиапазоне, одним из важных направлений такого изучения является изучение возможной геоэффективности указанных явлений, т.е. свойств явлений, позволяющих им быть источниками возмущений в магнитосфере и ионосфере Земли. Так, приводятся свидетельства влияния корональных выбросов массы на околоземное пространство и параметры, типичные для выбросов, вызывающих геомагнитные бури.

Одним из очевидных механизмов влияния корональных выбросов массы на параметры околоземного пространства является воздействие ионизирующего (рентгеновского и ультрафиолетового) излучения, сопровождающего корональные выбросы массы. Однако более мощным и долговременным механизмом является воздействие крупномасштабными возмущениями в солнечном ветре и ускоренными энергичными солнечными частицами. Крупномасштабные возмущения, распространяющиеся в солнечном ветре, носят название межпланетные корональные выбросы массы (ICME), являются прямым проявлением распространения солнечных корональных выбросов массы (КВМ), причём характерный временной интервал между регистрацией выброса и откликом составляет от десятков минут до $1\div 3$ суток.

В проведенных ранее исследованиях установлено, что значительному числу корональных выбросов массы на стадии их формирования предшествуют на двухчасовом интервале спорадические явления в микроволновом солнечном излучении, причём эти спорадические явления широкополосны, т.е. охватывают большую часть исследуемого диапазона длин волн и в большинстве своём имеют длительность более 15 мин. Указанное радиоизлучение является отражением процессов, происходящих на временном интервале формирования и начального распространения корональных выбросов массы в нижних слоях атмосферы Солнца, определяющих физические параметры регистрируемых на коронографе событий (угловой раскрыв, скорость распространения и феноменологический тип выброса), т.е. именно тех параметров, которые влияют на потенциальную геоэффективность корональных выбросов.

Все изложенное даёт основание провести анализ и дать прогностические оценки потенциальной геоэффективности КВМ, используя спектральные и временные особенности радиоизлучения в периоды регистрации КВМ на коронографах.

В качестве критерия геоэффективности событий корональных выбросов массы принимался рост последовательных трёхчасовых значений индекса Кр на 2 единицы в течение 1–3 суток после регистрации выбросов на коронографах. При отсутствии такого роста считалось, что события не являются геоэффективными. Для полноты описания в качестве критерия геоэффективности корональных выбросов массы рассматривалось и поведение индекса Dst: Понижение уровня Dst ($Dst \leq -30$ нТ) в течение 1–3 дней после регистрации выброса считалось проявлением геоэффективности выбросов.

Для анализа использовались данные наблюдений, охватывающих различные стадии одиннадцатилетнего цикла солнечной активности: материалы оригинальных данных наблюдений радиоизлучения Солнца на радиоастрономической станции НИРФИ «Зименки» в широком диапазоне частот от 9100 до 100 МГц за период 1980 и 1984-1988 гг, данные о радиоизлучении Солнца в 1989, 1998, 1999, 2001, 2003, 2006, 2013 годах, зарегистрированные в радиоастрономических обсерваториях, входящих в Мировую службу Солнца (частотный интервал наблюдений от 410 до 15400 МГц. Анализировался набор характеристик корональных выбросов массы (тип морфологического описания, угловая ширина выбросов, ожидаемое положение источника КВМ выброса на диске Солнца), зарегистрированных на спутнике SMM (спектрографом-поляриметром) и космическом аппарате SOHO (коронографом белого света LASCO).

Рассмотренные события КВМ – это 468 «изолированных» событий: ближайшие по времени корональные выбросы массы не регистрируются в течение, по крайней мере, 8 часов до и 6 часов после рассматриваемого события.

На основе статистического рассмотрения были установлены следующие закономерности существования радиопредвестников корональных выбросов массы, влияние которых на околоземное космическое пространство сопровождается изменениями геомагнитных индексов Kp и Dst (примеры приведены на рис. 1):

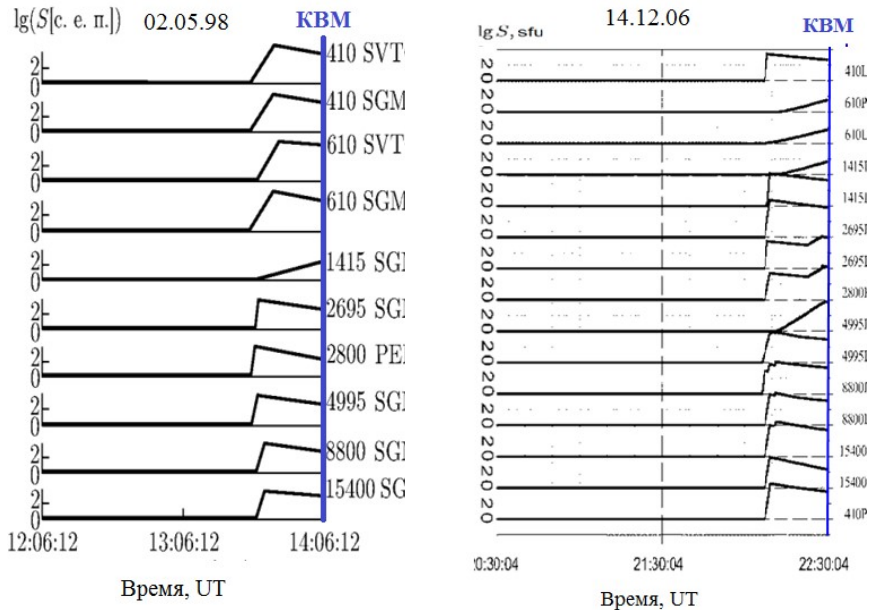


Рис. 1

- наличие широкополосного радиоизлучения радиопредвестников корональных выбросов, по крайней мере, в одном из диапазонов длин волн, сантиметровом или дециметровом;
- длительность радиопредвестников превышает 10 мин;
- такие радиопредвестники предшествуют выбросам, имеющим наибольшую потенциальную геоэффективность и относящимся к классам петлеобразных, гало и частичных гало;
- установлено, что в тех случаях, когда источник геоэффективных КВМ находится на западном краю солнечного диска или за ним, широкополосные радиопредвестники отсутствуют из-за эффекта направленности излучения.

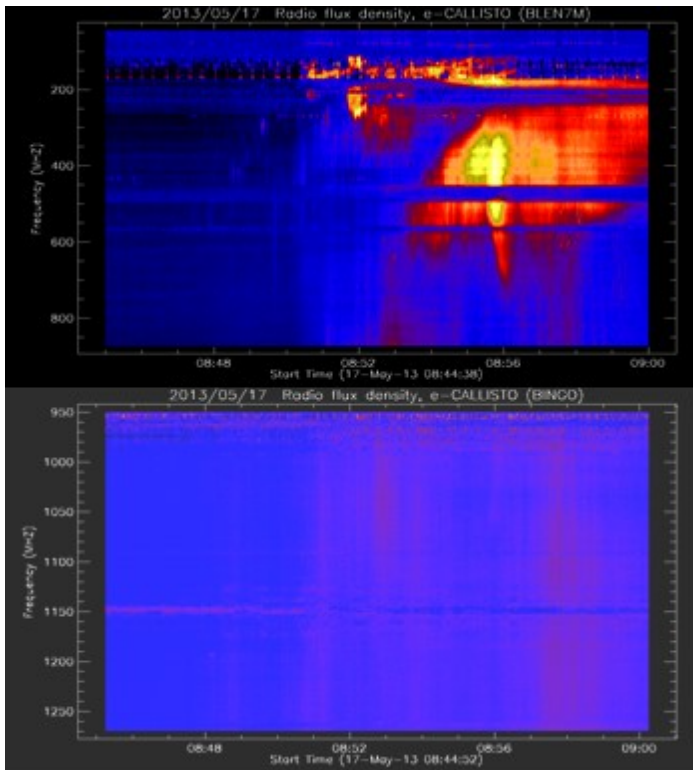


Рис. 2

Две панели рис. 2 иллюстрируют существование радиопредвестников события Halo 17 мая 2013 года, в 09:12:10 UT. Широкополосное спорадическое радиоизлучение охватывает большую часть рассматриваемого диапазона длин волн – от 1400 МГц до 150 МГц в течение не менее 20 минут до регистрации КВМ на LASCO / C2.

Для рассмотрения возможностей прогнозирования геоэффективности КВМ по данным радиоизлучения на 2-х часовом интервале была построена Таблица сопряженности, отвечающая стандартным процедурам оценки качества возможного прогноза в виде (табл. 1):

Табл. 1

Наблюдения Прогноз	Да	Нет	Сумма
Да	I (a11)	II (a12)	a10
Нет	III (a21)	IV (a22)	a20
Сумма	a01	a02	a00

Здесь под прогнозом понимаются сформулированные выше закономерности, а под наблюдениями – факт проявления или отсутствия геоэффективности зарегистрированных корональных выбросов массы. Квадрат, обозначенный цифрой I, характеризует оправдавшийся прогноз при наличии факта геоэффективности – прогноз «да-да» (a11). Квадрат, обозначенный цифрой II, означает ложный прогноз при отсутствии проявлений геоэффективности – ложная тревога «да-нет» (a12). Квадрат, обозначенный цифрой III, означает отсутствие прогноза при наличии проявлений – пропуск цели «нет-да» (a21). Квадрат, обозначенный цифрой IV, характеризует оправдавшийся прогноз отсутствия геоэффективного проявления КВМ – прогноз «нет-нет» (a22). Результаты прогнозирования указанным способом по данным наблюдений радиопредвестников корональных выбросов массы за 1980 и 1984-1988 и 1998 и 2003 гг. отражены в табл. 2 и 3.

1980 и 1984-1988

Табл. 2

Наблюдения Прогноз	Да	Нет	Сумма
Да	13	3	16
Нет	5	28	33
Сумма	18	31	49

Из общего числа прогнозов – 41 оправдавшихся (0,84), 3 – пропущено, 5 – ложная тревога.

1998 и 2003

Табл. 3

Наблюдения Прогноз	Да	Нет	Сумма
Да	27	4	31
Нет	8	87	95
Сумма	35	91	126

Из общего числа прогнозов – 114 оправдавшихся (0,9), 4 – пропущено, 8 – ложная тревога.

Работа выполнена по проекту № 0729-2020-0057 в рамках базовой части Государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ.

ОЦЕНКА ПОТЕНЦИАЛЬНОЙ ГЕОЭФФЕКТИВНОСТИ КОРОНАЛЬНЫХ ВЫБРОСОВ МАССЫ ПО СОЛНЕЧНОМУ МИКРОВОЛНОВОМУ РАДИОИЗЛУЧЕНИЮ

О.А. Шейнер

НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

Влияние солнечных процессов на состояние околоземной космической среды является предметом исследований в связи с его актуальностью для современных технологий. С конца прошлого века проводились исследования для определения геоэффективности различных физических явлений, возникающих на Солнце, таких как корональные выбросы массы (КВМ) и потоки высокоскоростного солнечного ветра. В большинстве случаев четко прослеживается связь между вариациями данных околоземного космического пространства, измеренных искусственными спутниками, и параметрами, относящимися к верхней атмосфере Земли. Геомагнитные индексы (например, Kp, Ap и Dst), рассчитанные по наземным наблюдениям, обычно используются для получения информации о характеристиках ионосферных возмущений, вызванных такими солнечными явлениями.

В качестве одного из параметров ионосферы Земли рассматривается поведение во времени критической частоты (f^oF2) слоя F2 ионосферы, измеряемой с помощью станций вертикального зондирования ионосферы. Для повышения точности анализируется поведение во времени величин отклонения измеренного значения частоты от ее среднего значения Δf^oF2 (по методике [1]). Ранее нами при анализе поведения Δf^oF2 и параметров корональных выбросов массы была обнаружена корреляция между поведением девиации критической частоты (f^oF2) слоя F2 ионосферы и регистрацией корональных выбросов массы КВМ. Детальный анализ временного поведения отклонения (Δf^oF2) показывает, что после начала КВМ (Loop/Cavity) наблюдается длительное снижение значений Δf^oF2 (рис. 1б), и никаких изменений не наблюдается после обнаружения других типов КВМ (рис. 1а).

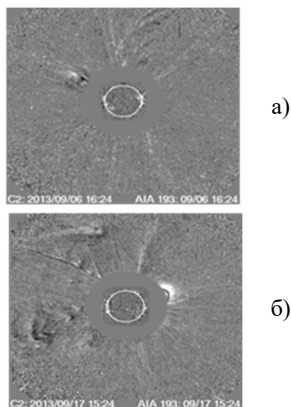
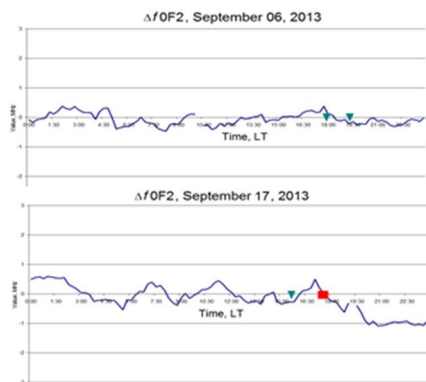


Рис. 1

Таким образом, за проявление геоэффективности КВМ можно принять длительное снижение значений девиации Δf_{OF2} критической частоты (f_{OF2}) слоя F2 ионосферы.

Все изложенное даёт основание провести анализ и дать прогностические оценки изменений критической частоты критической частоты (f_{OF2}) слоя F2 ионосферы, используя спектральные и временные особенности радиоизлучения в периоды регистрации КВМ на коронографах.

Так, для КВМ, зарегистрированных 29.06.88 на спутнике SMM, 04.09.2013 и 17.03.2015 на спутнике SOHO LASCO/C2 и вызывающих отрицательные отклонения в поведении Δf_{OF2} (рис. 2), подтверждаются установленные закономерности существования радиопредвестников корональных выбросов массы, влияние которых на околоземное космическое пространство сопровождается изменениями геомагнитных индексов Kp и Dst.

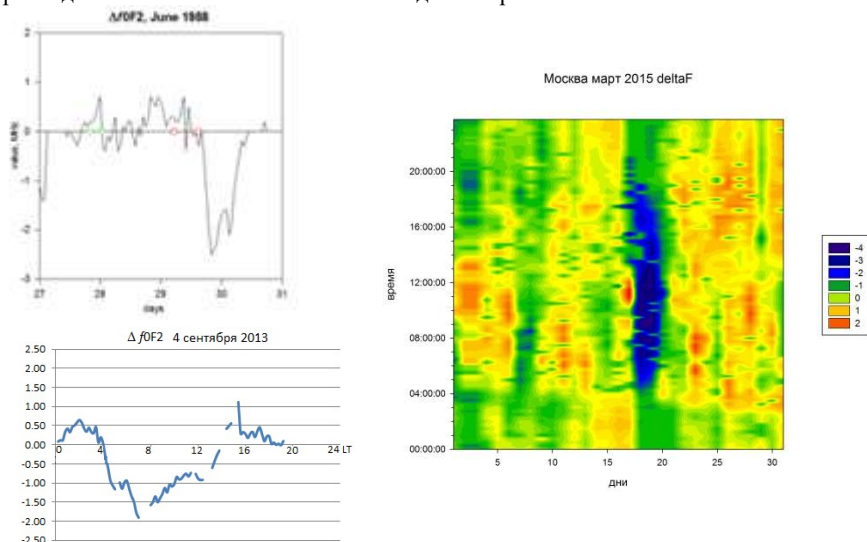


Рис. 2

Работа поддержана грантом Министерства науки и высшего образования РФ, полученным в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы». Уникальный идентификатор проекта RFMEFI62020X0003. Номер соглашения 075-15-2020-529.

[1] Sheiner O.A., Fridman V.M., Krupenya N.D., Mityakova E.E., Rakhlin A.V. // Proc. Second Solar Cycle and Space Weather Euroconference, 24-29 September 2001, Vico Equense, Italy. Editor: Huguette SawayaLacoste. ESA SP-477, Noordwijk: ESA Publications Division, ISBN 92-9092-749-6, 2002. P. 479.

РАЗВИТИЕ МЕТОДИК ДИСТАНЦИОННОЙ ДИАГНОСТИКИ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В РАДИОДИАПАЗОНЕ

**А.В. Шиндин¹, А.В. Рябов¹, С.П. Моисеев¹, Д.А. Когогин², В.Р. Хашев¹,
Д.С. Максимов², А.В. Соколов²**

¹) ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²) Казанский федеральный университет

1. Совершенствование методик вертикального зондирования в лаборатории «Васильсурск»

Эксперименты по воздействию на ионосферу мощным КВ радиоизлучением приводят к различным эффектам ионосферной турбулентности. Один из них — перераспределение электронной концентрации на временных масштабах порядка 1-2 с. В естественных условиях профиль электронной концентрации может быть получен с помощью ионозонда вертикального зондирования. В условиях нагревного эксперимента для оперативного мониторинга электронной концентрации время регистрации ионограммы должно составлять ~ 1с.

Нагревный стенд Сура располагает действующим ионозондом вертикального зондирования CADI. В автоматическом режиме ионозонд позволяет регистрировать ионограмму за ~ 40 с, а в ручном (тестовом) режиме — за 7 с. Приемная антенна ионозонда принимает только одну линейную поляризацию.

На первом этапе работ была продемонстрирована возможность качественного улучшения характеристик ионограмм при модернизации приемной части ионозонда CADI с помощью современных программно-определяемых радиосистем (SDR) и замены приемной антенны на более совершенную.

Модифицированная приемная часть включает в себя: 1) цифровой SDR приемник LimeSDR, апконвертеры Ham it Up v.1.3 (2 шт.) и 2-х канальный опорный генератор, синхронизованный с GPS (т. н. GPS disciplined oscillator) Leo BodnarPrecision GPS Reference Clock. Прием зондирующих сигналов ионозонда CADI осуществляется на диагностическую антенну (размер антенного поля 120 на 120 м), позволяющую независимо регистрировать 2 ортогональные линейные поляризации.

Данные модификации позволили получить первые на стенде Сура ионограммы (см. рис. 1-2) с разделенными следами волн O (красный цвет) и X (синий цвет) поляризаций.

На втором этапе работ (текущий момент) разрабатывается макет задающего генератора передающей части ионозонда CADI на основе платы STEMlab 122.88-16, позволяющий уменьшить время регистрации ионограммы до 0,9 с.

На третьем этапе работ планируется использовать плату STEMlab 122.88-16 также в качестве основы приемной части ионозонда, что обеспечит высокую скорость обработки, мобильность и полную автоматизацию получения ионограмм.

2. Создание бюджетного двухчастотного GNSS приемника для мониторинга крупномасштабных ионосферных возмущений.

Мониторинг крупных ионосферных возмущений с использованием систем глобальной навигации (GNSS) осуществляется путем измерений вариаций полного

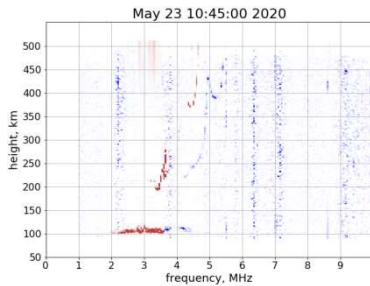


Рис. 1

электронного содержания (ПЭС) с помощью двухчастотных GNSS-приемников. Практика проведения нагревных экспериментов показала, что для получения достоверной пространственно-временной картины ионосферных неоднородностей требуется 5-10 таких приемников локализованных в районе расположения источника возмущений (нагревного стенда). К сожалению, в радиусе 100 км от стенда Сура таких приемников практически нет, а профессиональные двухчастотные приемники излишне дороги.

В рамках проекта разработан макет регистратора ПЭС на основе приемника u-blox ZED-F9P. Себестоимость макета более чем на порядок меньше стоимости профессионального GNSS приемника. При этом прибор позволяет не только записывать данные в файл, но и отправлять их на сервер для визуализации и мониторинга вариаций ПЭС в реальном времени. На панелях рисунка 3 приведены вариации ПЭС, зарегистрированные с помощью различных приборов: разработанный макет (слева), профессиональный приемник (в центре) и приемник мобильного телефона (справа).

u-blox ZED-F9P

Trimble Alloy
KZN2 IGS

Xiaomi Mi 8

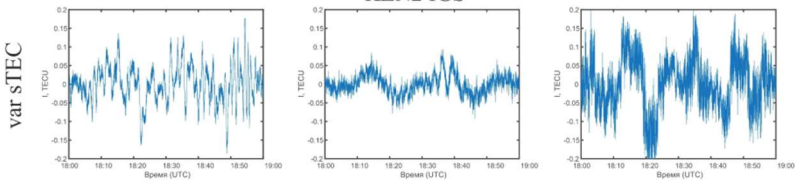


Рис. 3

Работа выполнена при поддержке грантов РФФИ № 20-32-70198 и гранта Минобрнауки РФ в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2014-2020 годы» (идентификатор проекта RFMEFI62020X0003, номер соглашения 075-15-2020-529).

ВАРИАЦИИ КЛЮЧЕВЫХ ПАРАМЕТРОВ ИОНОСФЕРНОГО КВ КАНАЛА НА СУБАВРОРАЛЬНОЙ ТРАССЕ В УСЛОВИЯХ МАГНИТНО-ИОНОСФЕРНОЙ ВОЗМУЩЕННОСТИ В ОКТЯБРЕ 2016 ГОД

В.П. Урядов^{1,2}, Ф.И. Выборнов^{1,3}, А.А. Пичененко¹, А.В. Першин¹

1) НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

2) АО "НПП "Полет"

3) ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Для прогнозирования условий распространения радиоволн применительно к повышению надежности КВ радиосвязи необходимы обширные наблюдения на трассах наклонного зондирования различной протяженности и ориентации и установление взаимосвязи между наименьшей наблюдаемой частотой (ННЧ), максимально наблюдаемой частотой (МНЧ) и диапазоном частот прохождения сигналов $\Delta f = \text{МНЧ} - \text{ННЧ}$ с параметрами гелиогеофизической обстановки.

В данной работе представлены первые результаты наблюдений вариаций параметров ионосферного КВ канала на субавроральной трассе Ловозеро – Васильсурск во время магнитно-ионосферной возмущенности в октябре 2016 года.

Описание эксперимента и гелиогеофизической обстановки в октябре 2016 г.

Измерения проводились с 1 по 31 октября 2016 г. на субавроральной трассе наклонного ЛЧМ-зондирования Ловозеро (68°N, 35°E) Мурманской области – Васильсурск (56,1°N; 46,1°E) Нижегородской области. Длина трассы зондирования вдоль дуги земного шара составляет 1440 км. Средняя точка трассы имеет координаты 62,15° N; 41,63° E. ЛЧМ станция в Ловозеро работала на передачу, а в п.г.т. Васильсурск – на прием.

Передатчик в Ловозеро работал в диапазоне частот 2.0 – 29 МГц, скорость перестройки частоты составляла 550 кГц/с, интервал зондирования 15 минут.

Период наблюдений в октябре 2016 г. характеризовался переменной магнитной активностью. Согласно [1] в это время происходила неоднократная смена знака V_z компоненты межпланетного магнитного поля (ММП) с северного на южное направление и обратно. Значительные и длительные отрицательные значения компоненты V_z компоненты ММП имели место 13 октября, когда они достигали значений $-10 \div 18$ нТл.

Общая геофизическая обстановка в период проведения эксперимента показана на рис. 1. Во время наблюдений имели место несколько периодов магнитной активности. Первый в начале октября приходился на фазу восстановления умеренной магнитной бури, главная фаза которой продолжалась с 06 UT 29.09.16 г. до 09 UT 29.09.16 г., когда индекс Dst достиг минимального значения – 66 нТл (см. рис. 1а). Максимальные значения магнитного индекса Kp составляли величины 5-7. (см. рис. 1в)

Слабая магнитная буря имела место 04 октября, когда индекс Dst достиг минимального значения – 43 нТл (см. рис. 1а).

Сильная магнитная буря началась в 00 UT 13.10.16 г. с резкого возрастания Dst, затем с резкого уменьшения Dst началась главная фаза бури, которая продолжалась до

00 UT 14.10.16 г., когда индекс Dst достиг минимального значения -103 нТл. Затем началась фаза восстановления бури (см. рис. 1а).

Умеренная магнитная буря имела место 25 – 30 октября, когда индекс Dst достигал минимального значения -59 нТл и -63 нТл в 17:30 UT 25.10.16 г. и 04:00 UT 29.10.16 г. соответственно (см. рис. 1а).

На фазе восстановления магнитных бурь произошло несколько магнитосферных суббурь различной интенсивности (2, 16, 17 и в период 26-29 октября), которые идентифицированы по усилению аврорального индекса AE (см. рис. 1б). Как видно из рис. 1а, 1б отрицательные значения магнитного индекса Dst хорошо коррелируют с увеличением аврорального индекса AE [2].

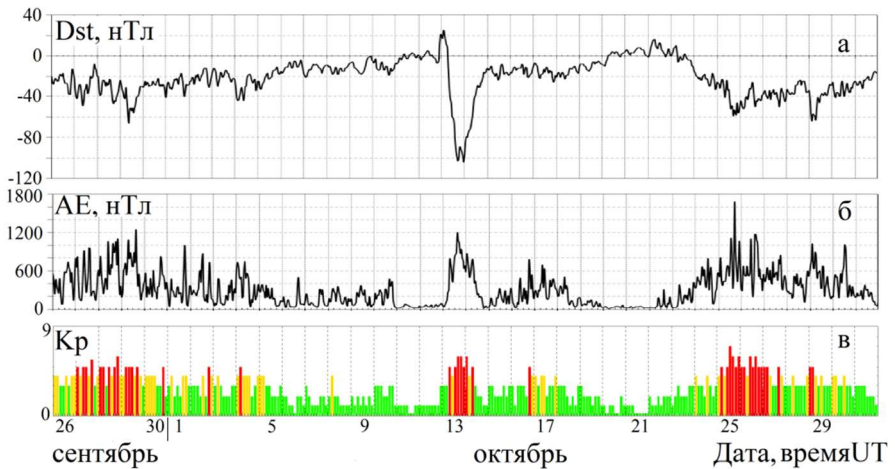


Рис. 1

Представляет интерес сопоставление поведения диапазона частот прохождения КВ-сигналов на субавроральной трассе в дни с различной магнитной активностью. Это имеет важное значение для динамического управления ресурсом КВ диапазона на высокоширотных радиолиниях.

Результаты наблюдений

Для анализа изменчивости ионосферного КВ канала были выбраны данные наклонного зондирования в спокойных и возмущенных условиях. Уровень геомагнитной активности оценивался по данным временного хода индексов Dst и AE.

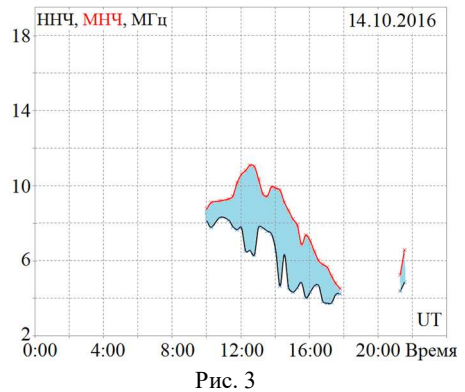
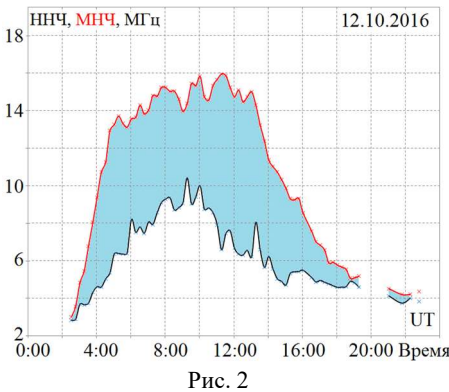
На рис. 2-4 показан временной ход МНЧ и ННЧ моды 1F на трассе Ловозеро – Васильсурск в условиях различной магнитно-ионосферной возмущенности. Интервал частот прохождения КВ-сигналов Δf закрашен голубым фоном.

В спокойные геомагнитные дни 6, 12, 15, 21 октября наблюдался типичный суточный ход поведения МНЧ F и ННЧ F. Диапазон частот прохождения КВ-сигналов в

октября варьировался в пределах 1.5÷3 МГц в утренние 3-4 UT и вечерние 16-17 UT часы. В дневные часы 5-15 UT значения Δf варьировались в пределах 2÷5 МГц с максимальными значениями 4÷5 МГц в послеполуденные часы 11-13 UT. При этом максимальные значения МНЧ F составляли 10÷12 МГц.

В дневные часы 4-14 UT 12 октября диапазон частот Δf составлял 6÷7 МГц за счет более высоких МНЧ F, которые достигали значений 14÷16 МГц (рис. 2). Аналогичная картина наблюдалась 15 и 21 октября.

Во время геомагнитной активности на субавроральной трассе наблюдались существенные вариации временного хода основных параметров ионосферного КВ канала по сравнению со спокойными условиями. Наиболее сильные изменения имели место на фазе восстановления сильной магнитной бури 13 октября, когда после 14 UT 13 октября и до 10 UT 14 октября наблюдался блэкаут, т.е. сигнал не принимался. При этом во время прохождения сигналов 14 октября диапазон частот Δf сократился до 1÷2 МГц (см. рис. 3). Причем имело место как уменьшение ННЧ F до 4÷8 МГц, так и уменьшение МНЧ F до 5÷11 МГц.



Заметные изменения диапазона частот Δf произошли во время слабой магнитной бури 4 октября и на фазе восстановления умеренной бури 1 октября, когда Δf сократился до 1÷2 МГц (см. рис. 4), в первую очередь за счет уменьшения МНЧ F, что связано с отрицательной фазой бури.

Менее сильные, но заметные изменения условий распространения КВ-сигналов на субавроральной трассе имели место во время магнитосферных суббурь 2, 16 и 17 октября. Существенные вариации параметров F-моды наблюдались и 26-29 октября на стадии развития магнитосферных суббурь и умеренной магнитной бури 24-29 октября.

Во время роста геомагнитной активности в условиях высыпания заряженных частиц из магнитосферы в авроральной ионосфере могут образовываться интенсивные спорадические слои в E-области. Сравнение ДЧХ E слоя ионосферы, полученных в условиях с очень низкой и высокой геомагнитной активностью (21 и 27 – 29 октября), подтверждает значимость высокой геомагнитной активности для значений МНЧ и

ННЧ E/Es слоя ионосферы. На рис. 5 приведены результаты обработки ДЧХ E слоя ионосферы за 28 октября 2016 г., когда в вечерние и ночные часы наблюдались сигналы с высокими значениями МНЧ, достигающие до 29 МГц и большим диапазоном частот прохождения КВ-сигналов 16÷25 МГц.

Следует отметить, что ухудшение условий прохождения сигналов на субавроральной трассе во время геомагнитных возмущений согласуется с данными поглощения радиоволн, полученными с помощью риометра в Соданкюля [3].

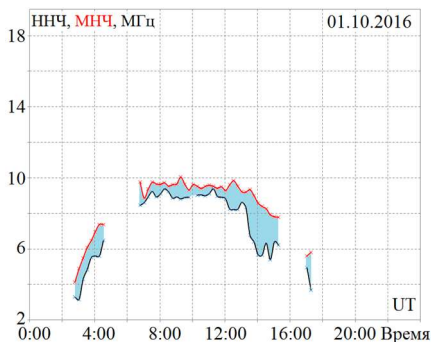


Рис. 4

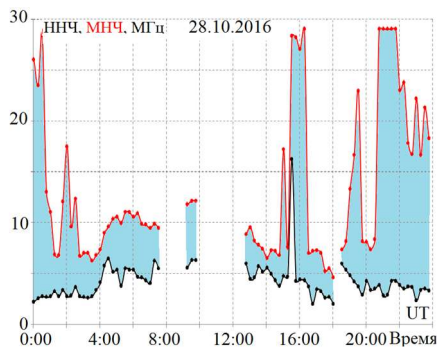


Рис. 5

Выводы

В работе представлены результаты исследования влияния геомагнитной активности на диапазон изменений ключевых параметров ионосферного канала на субавроральной трассе Ловозеро – Васильсурск в октябре 2016 года.

Установлено, что степень воздействия геомагнитной возмущенности на ионосферный КВ канал зависит от уровня геомагнитной активности.

На субавроральной трассе Ловозеро – Васильсурск во время магнитосферных суббурь в результате образования мощного спорадического слоя Es существенно улучшались условия распространения радиоволн. МНЧ Es достигала верхнего предела частоты ЛЧМ-зондирования 29 МГц, а диапазон частот прохождения КВ-сигналов возрастал в разы по сравнению с невозмущенными условиями. Таким образом, для нейтрализации неблагоприятного воздействия магнитной бури на работу радиоэлектронных систем различного назначения в высоких широтах можно использовать более высокочастотный диапазон распространения Es-модой.

[1] www.swpc.noaa.gov, 4.11.2019.

[2] wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp, 4.11.2019.

[3] www.sgo.fi, 4.11.2019.

РЕГИСТРАЦИЯ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ СИСТЕМОЙ СИНХРОННО РАБОТАЮЩИХ ЛЧМ ИОНОЗОНДОВ

Ф.И. Выборнов^{1, 4)}, Е.Ю. Зыков²⁾, А.А. Колчев²⁾,
А.В. Першин¹⁾, А.Г. Чернов³⁾, В.В. Шумаев³⁾

¹⁾ НИРФИ ННГУ им. Н.И. Лобачевского

²⁾ Казанский (Приволжский) федеральный университет

³⁾ "SITCOM" LLC, г. Йошкар-Ола

⁴⁾ ФГБОУ ВО «ВГУВТ»

Введение

Типичными ионосферными возмущениями, наблюдаемыми на средних широтах, являются среднемасштабные перемещающиеся ионосферные возмущения (ПИВ) с характерными размерами 100-500 км и периодами от единиц до нескольких десятков минут. Анализу поведения ПИВ, их морфологии, связи с другими геофизическими явлениями посвящено большое количество статей, диссертаций и монографий. Детальный анализ появляемости серпообразных ПИВ за несколько циклов солнечной активности на средних широтах по данным станции Зименки (г. Нижний Новгород) выполнен в [1].

Наиболее распространенным способом изучения ПИВ является снятие высотно-частотных характеристик на ионосферных станциях. В последние годы для исследования ПИВ используются самые разнообразные методы (сеть синхронно работающих КВ ионозондов DPS4D, доплеровские измерения, метод GNSS TEC градиентов, пространственно-временной анализ сигналов спутников GPS, коротковолновая интерферометрия и др., которые активно применяются в рамках единой Европейской программы TechTide Project [2] детального исследования параметров перемещающихся ионосферных возмущений.

Актуальность исследования ПИВ объясняется тем, что их появление снижает эффективность функционирования радиоэлектронных систем различного назначения, вызывая девиацию углов прихода, увеличение временного интервала задержки сигнала, уширение доплеровского спектра, замирания сигнала и ошибки позиционирования. В этой связи важную роль играют результаты наблюдений ПИВ методом наклонного зондирования.

При наличии ПИВ возникают сложности с интерпретацией результатов наблюдений. В расчетах ионосферного распространения радиоволн широко используется прогностическая справочная модель ионосферы IRI. Однако вариации ионосферы день ото дня, ее зависимость от гелиогеофизических условий, наличие плохо прогнозируемых перемещающихся ионосферных возмущений различных масштабов могут сводить на нет эффективность такого прогнозирования в реальных условиях.

В докладе представлены результаты работы системы синхронно работающих приемо-передающих ЛЧМ ионозондов (Васильсурск, Йошкар-Ола, Казань, Нижний Новгород) при слабонаклонном зондировании ионосферы во время прохождения перемещающихся ионосферных возмущений.

Описание эксперимента

Измерения проводились 18 и 19 декабря 2019 г. Эксперимент проводился сотрудниками Научно-исследовательского радиофизического института ННГУ им. Н.И. Лобачевского, Казанского (Приволжского) федерального университета и фирмы “SITCOM” LLC, г. Йошкар-Ола. 19 декабря 2019 г. дополнительно на прием работала ЛЧМ станция ИЗМИР РАН. Геометрия трасс сети диагностики ионосферы ЛЧМ сигналами приведена на рис. 1. Красными точками на рисунке отмечены места расположения ЛЧМ станций (приемо-передающих в п.г.т. Васильсурск, г. Казани и г. Йошкар-Оле; приемной в г. Нижний Новгород). Красными линиями отмечены трассы, где ЛЧМ станции работали на прием и передачу, синими – только на прием. Средние точки трасс зондирования отмечены коричневым цветом. Координаты ЛЧМ станций приведены в таблице 1. Символами R или T отмечены ЛЧМ станции соответственно работающие на прием или передачу.

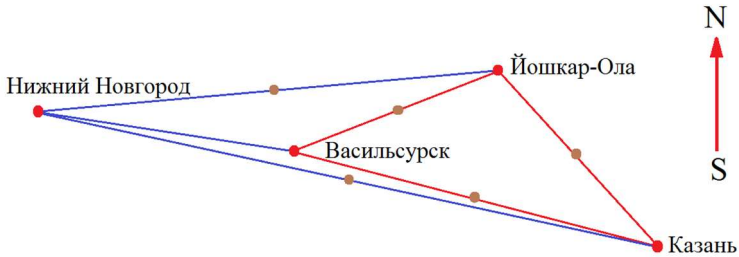


Рис. 1

Табл. 1

№	Места расположений ЛЧМ станций	Координаты
1	Васильсурск (R, T)	56,13° N; 46,08° E
2	Казань (R, T)	55,8° N; 49,12° E
3	Йошкар-Ола (R, T)	56,62° N; 47, 52,87° E
4	Нижний Новгород (R)	56,32° N; 44,02° E

Параметры трасс зондирования приведены в таблице 2.

ЛЧМ станции работали 18 и 19 декабря 2019 г. с 11:30 до 13:30 МСК по специальной программе. На передачу начинали работать ЛЧМ станции: Йошкар-Ола с 11:30, Казань с 11:31, Васильсурск с 11:32 МСК; далее продолжалась их циклическая работа с периодом 3 минуты. Скорость перестройки частоты составляла 110 кГц/с; начальная частота зондирования 3 МГц, конечная 9 МГц. На прием ЛЧМ станция в Нижнем Новгороде работала с 11:30 до 13:30 МСК ежеминутно. В Йошкар-Оле, Казани, Васильсурске прием осуществлялся во всех циклах, где ЛЧМ станции не излучали.

Дополнительно работали два ионозонда вертикального зондирования (ионозонд CADI в Васильсурске работал в 15 минутном режиме зондирования, а ионозонд “Циклон” вблизи г. Казани работал каждую минуту).

Геофизическая обстановка 18 и 19 декабря 2019 г. была слабо возмущенной. Максимальные значения Dst индекса 17 нТл наблюдались 18 декабря в 03:00 UT, минимальные -25 нТл в 18:00 UT 18 декабря и -28 нТл в 03:00 UT 19 декабря [3]. Максимальные значения магнитного индекса Kp составляли величины 3-4 [4].

Табл. 2

Трасса	Начальный азимут	Конечный азимут	Дальность, км	Координаты средней точки трассы
Васильсурск – Йошкар-Ола	63,00°	64,49°	123	56,38° N; 46,97° E
Васильсурск – Казань	99,69°	102,21°	193	55,97° N; 47,44° E
Васильсурск – Нижний Новгород	280,26°	278,54°	130	56,23° N; 45,15° E
Йошкар-Ола – Казань	193,13°	140,17°	120	56,20° N; 48,5° E
Йошкар-Ола – Нижний Новгород	263,59°	260,38°	240	56,48° N; 45,25° E
Казань Нижний – Новгород	282,44°	278,21°	323	56,00° N; 46,59° E

Результаты наблюдений

В результате работы четырех ионозондов получены записи дистанционно-частотных характеристик (ДЧХ) в режиме слабонаклонного зондирования ионосферы вдоль разных направлений. Критические частоты ионосферы определялись по данным ионозонда CADI. Наблюдались серпообразные ПИВ разной конфигурации. Начало возмущений сопровождалось петлеобразным искажением ионограммы в районе критических частот F-области ионосферы, затем происходил перегиб, который смещался в низкочастотную часть ионограммы вдоль O- или X-трека. Это – так называемые серпообразные возмущения. Пример серпообразного ПИВ на ДЧХ приведен на рис. 2 для трассы Васильсурск – Казань 18.12.2019 г. в 09:56 UT. ПИВ наблюдается также на втором скачке ДЧХ, при этом треки отражения оказываются диффузными. На кадре наблюдается серпообразный ПИВ только на обыкновенной компоненте F-слоя ионосферы.

Необходимо отметить, что 18 декабря 2019 г. с 09:13 до 09:17 UT по трассе Йошкар Ола – Казань регистрировался ПИВ, который не был зарегистрирован на других трассах. Учитывая расстояние между средними точками трасс можно предположить, что характерные горизонтальные размеры такого возмущения в ионосфере не превышали 100 км.

19 декабря 2019 г. отмечались сильные ионосферные возмущения. Многократно регистрировались серпообразные ПИВ на всех трассах зондирования. При критических частотах F-слоя ионосферы около 6 МГц, занимаемый частотный диапазон ПИВ достигал 0,8 МГц. Структура ПИВ напоминала ранее рассмотренную в работе [5], где методом численного моделирования ионограмм квази-вертикального зондирования ионосферы в условиях ПИВ на основе сопоставления экспериментальных и расчетных ДЧХ определены направленно-скоростные характеристики среднemasштабных ПИВ, обеспечивающих хорошее соответствие временной эволюции отклика широкополосного сигнала на прохождении волнового возмущения на трассе зондирования.

Для определения направления движения в пространстве фронта ионосферного возмущения (в предположении, что он плоский) для случая одновременной регистрации ПИВ на нескольких трассах зондирования использовался метод,

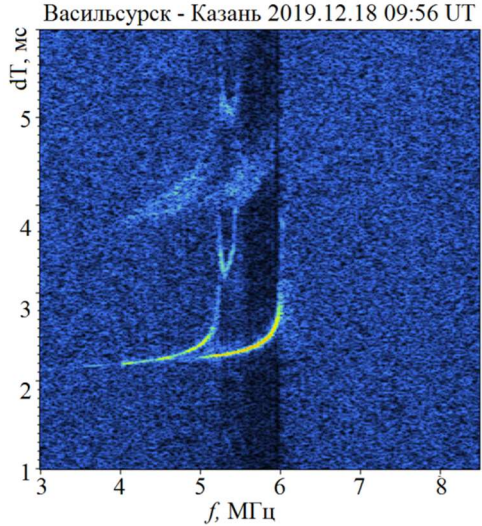


Рис. 2

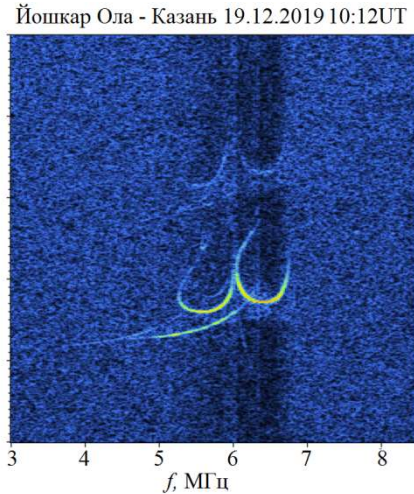
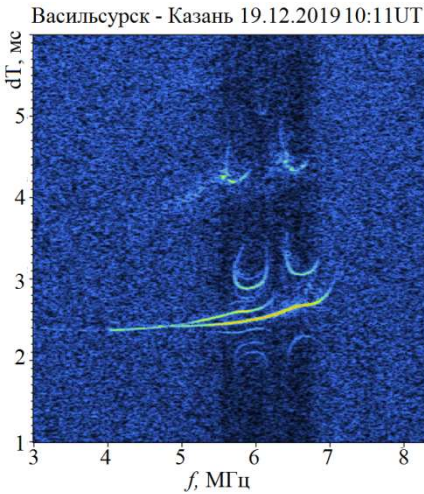


Рис. 3

предложенный в работе [6]. Выполненные оценки позволяют утверждать, что наблюдаемый ПИВ распространялся в восточном направлении с горизонтальной скоростью ~ 170 м/с.

Выводы

Впервые в Европейской части России реализована сеть синхронно работающих в рамках единой программы наблюдений ЛЧМ станций слабонаклонного зондирования среднеширотной ионосферы. Было задействовано 4 ионозонда одной конструкции (1 приемный и 3 приемо-передающих) с длинами трасс от 120 до 320 км. Дополнительно использовались 2 ионозонда вертикального зондирования в Васильурске и Казани.

18 и 19 декабря 2019 года система синхронно работала с 11:00 до 13:30 МСК с минутным интервалом зондирования. 19.12.2019 г. дополнительно использовался приемный ЛЧМ ионозонд в г. Москве.

Зарегистрировано прохождение ПИВов разных типов: серпообразных, спускающихся только у О или Х треков F- слоя; одновременных, располагающихся левее или правее основных треков.

Обнаружено, что возможно существование серпообразных ПИВ, регистрирующихся только на одной трассе (т.е. с горизонтальными масштабами < 100 км) на первом или кратном отражении.

Получены ДЧХ ПИВов одновременно на разных трассах работающими ЛЧМ станциями и ионосферными станциями вертикально зондирования, что позволило реализовать алгоритм [6] для слабонаклонных трасс и получить не противоречивые оценки направления и скорости распространения ПИВ, ранее приводимые в статье [5] для трассы Васильурск – Нижний Новгород.

Работа Е.Ю. Зыкова выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект №19-02-00343).

Работа Ф.И. Выборнова и А.В. Першина выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 20-17-00050).

- [1] Выборнов Ф.И., Митякова Э.Е., Рахлин А.В. и др. // Известия ВУЗов. Радиофизика. 1997. Т. 40, № 12. С. 1455.
- [2] <http://tech-tide.eu,-20.05.2020> г.
- [3] <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp,-20.05.2020> г.
- [4] <https://tesis.lebedev.ru,-20.05.2020> г.
- [5] Вертоградов Г.Г., Урядов В.П., Выборнов Ф.И. // Изв. вузов. Радиофизика. 2018. Т. 61, № 6. С. 462.
- [6] Михайлов С.Я., Грозов В.П., Чистякова Л.В. // Известия вузов. Радиофизика. 2016. Т. 59, № 5. С. 377.

Секция «Излучение и распространение радиоволн»

Заседание секции проводилось 25 мая 2020 г.
Председатель – В.Г. Гавриленко, секретарь – В.А. Яшнов.
Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского.