

**КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ
И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ**

УДК 551.510.535

**ИЗМЕРЕНИЕ СПЕКТРА ФЛУКТУАЦИЙ ФАЗЫ И АМПЛИТУДЫ СИГНАЛОВ
ИСЗ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ НА ИОНОСФЕРУ**

*Ф. И. Выборнов, Л. М. Ерухимов, Г. П. Комраков,
В. И. Косолапенко, В. А. Кряжев, Е. Н. Мясников*

Измерения формы спектра искусственных ионосферных неоднородностей, возбуждаемых мощным КВ радиоизлучением, проводились ранее в работах [1-6]. В указанных экспериментах при просвечивании возмущенной области радиосигналами ИСЗ анализировались спектры амплитудных мерцаний. Как известно, в спектре флуктуаций амплитуды $F_A(\nu)$ имеет место насыщение в области частот, меньших френселевской частоты

$$\nu_\phi = \sqrt{\frac{z_n k_0}{z_c(z_c - z_n)}} \frac{v}{2\pi} \tag{1}$$

$k_0 = 2\pi/\lambda$ — волновое число зондирующей радиоволны, z_c , z_n — соответственно расстояния от пункта наблюдения до ИСЗ и до эффективного слоя, содержащего неоднородности, v — скорость ИСЗ.

Последнее накладывает ограничение на значения масштабов неоднородностей, которые могут вызвать амплитудные мерцания радиосигналов, $l < l_\phi$:

$$l_\phi = \frac{2\pi}{\kappa_\phi} = 2\pi \sqrt{\frac{z_n(z_c - z_n)}{z_c k_0}} \tag{2}$$

Вместе с тем хорошо известно, что исследовать форму спектра неоднородностей при $l > l_\phi$ можно посредством измерений спектра флуктуаций фазы $F_\phi(\nu)$ сигнала, прошедшего через возмущенную область.

В настоящем эксперименте для диагностики искусственных ионосферных неоднородностей использовались сигналы американских ИСЗ типа NNSSA на двух когерентных частотах 150 и 400 МГц.

С помощью разработанного в ПГИ КФ АН СССР приемника когерентных частот регистрировались амплитуды A_1 , A_2 сигналов (соответственно на частотах 150 и 400 МГц) и квадратурные составляющие $A_1 \sin \varphi_{12}$, $A_1 \cos \varphi_{12}$ (φ_{12} — разностная фаза сигналов на приведенной частоте). Вычисления флуктуаций фазы $\Delta\varphi_{12}$ осуществлялись на ЭВМ с использованием цифровой фильтрации данных. Искусственная ионосферная турбулентность возбуждалась при помощи нагревного стенда «Сура». Нагрев осуществлялся непрерывным радиоизлучением обыкновенной поляризации на частоте $f_n \approx 6$ МГц, меньшей критической частоты максимума F-слоя. Использовались два режима работы нагревного стенда: несинфазный режим, при котором три радиопередатчика мощностью $P = 250$ кВт работали каждый на свою антенную систему с коэффициентом усиления антенны $G=70$, и синфазный режим, когда проводилось когерентное сложение мощности с различных антенн и коэффициент усиления системы составлял $G=220$. Последнее приводило к увеличению мощности радиоизлучения в вертикальном направлении и сужению возмущенной области ионосферы в горизонтальной плоскости. Нагревный стенд включался за 5-10 мин до времени прохождения луча из пункта наблюдения на ИСЗ через возмущенную область и работал все время в течение пролета.

Прием сигналов ИСЗ осуществлялся в пункте «Зименки», расположенном на расстоянии $z=100$ км к западу от нагревного стенда. Геометрия наблюдений приведена на рис. 1, где для трех пролетов ИСЗ показаны траектории пересечений лучом зрения на спутник уровней высот 300 (кривые 1, 2) и 350 км (кривая 3), которые согласно данным ионосферной станции в Зименках соответствовали высотам отражения мощных радиоволн от ионосферы в периоды пролетов спутников. Жирными линиями на рисунке отмечены участки траектории, которые соответствовали повышенной интенсивности наблюдавшихся мерцаний, вызванных искусственными ионосферными неоднородностями. Окружность на рис. 1 ограничивает зону радиусом 50 км, в центре которой расположен нагревный стенд.

Согласно приведенным данным северо-южный размер возмущенной области слабо зависел от условий и режимов нагрева. При этом возмущенная область была

достаточно протяженной в направлении север—юг ($L_{с-юг} \approx 150 + 200$ км) и смещен к югу относительно положения нагревного стенда. Индекс амплитудных мерцаний $I = \sqrt{\langle \Delta A^2 \rangle / \langle A \rangle^2}$ на частоте 150 МГц в зоне искусственного возмущения составлял $I = 0,02 + 0,04$. Вис зоны искусственных неоднородностей значение l было ниже порога чувствительности аппаратуры $l \lesssim 0,004$. В часы проведения измерений при отсутствии нагрева мелкомасштабные флуктуации фазы и амплитуды сигнала ИСЗ также не наблюдались.

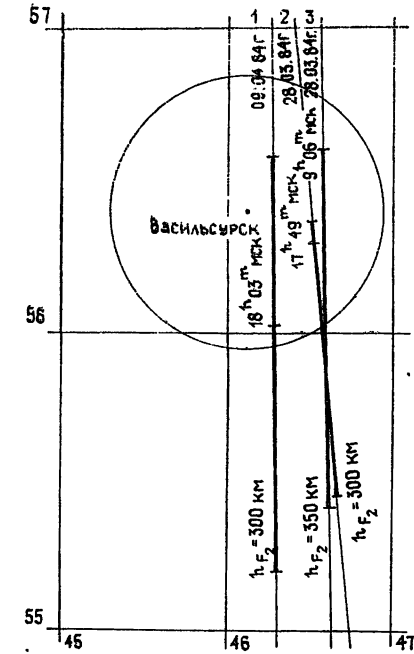


Рис. 1.

Для пролетов 2, 3, приведенных на рис. 1, имел место синфазный режим нагрева, для 1 — несинфазный. То, что в условиях настоящего эксперимента индекс мерцаний в возмущенной области слабо зависел от эффективной мощности нагрева, могло свидетельствовать о насыщении флуктуаций концентрации в искусственных неоднородностях при использованных мощностях нагрева.

Рассмотрим результаты спектральной обработки амплитудных и фазовых мерцаний сигналов ИСЗ. Можно показать, что для малых возмущений амплитуды $\Delta A/A \ll 1$ и фазы $\Delta \varphi \ll 1$ спектры $F_A(\kappa) (\kappa = 2\pi/l)$ и $F_\varphi(\kappa)$ для случая фазового экрана следующим образом связаны со спектром флуктуирующей электронной концентрации $\Phi_N(\kappa)$ на экране (в возмущенной области ионосферы):

$$F_A(\kappa) \propto \Phi_N(\kappa) \sin^2 \frac{\kappa^2}{2\kappa_\phi^2}; \quad (3)$$

$$F_\varphi(\kappa) \propto \Phi_N(\kappa) \cos^2 \frac{\kappa^2}{2\kappa_\phi^2}, \quad (4)$$

где κ_ϕ определяется из (2). Из (3), (4) следует, что сумма нормированных спектров $F_A(\kappa)$, $F_\varphi(\kappa)$ определяет зависимость $\Phi_N(\kappa)$.

На рис. 2 приведены ненормированные спектры $F_A(\nu)$ (для частоты 150 МГц), $F_\varphi(\nu)$ — для отсеченной зоны пролета 3 (см. рис. 1); там же приводится спектр $\Phi_N(\kappa)$. Можно видеть, что в то время как $F_A(\nu)$, $F_\varphi(\nu)$ подвержены значительным осцилляциям, спектр $\Phi_N(\kappa)$ имеет монотонный степенной вид $\Phi_N(\kappa) \propto \kappa^{-p}$ с показателем степени $p \approx 2$. Заметим, что достаточно глубокие френелевские осцилляции на одномерных спектрах $F_A(\nu)$, $F_\varphi(\nu)$, где $\nu = (1/2\pi)(z_\pi/z_c)\omega$, свидетельствуют о том, что $\Phi_N(\kappa)$ в плоскости рассеяния, ортогональной лучу на ИСЗ, имеет резко анизотропный (одномерный) вид. Последнее возможно в случае неоднородностей, сильно вытянутых в направлении геомагнитного поля.

На рис. 3 приведены спектры $F_{A_1}(\nu)$, $F_{A_2}(\nu)$ для частот 150 и 400 МГц и $F_\varphi(\nu)$ для возмущенной зоны пролета 1. Спектры $F_{A_1}(\nu)$ и $F_{A_2}(\nu)$ достигают насыщения в области частот $\nu_1 \approx 1,3$ Гц и $\nu_2 \approx 2,1$ Гц, отвечающих первому максимуму осциллирующего сомножителя в (3). На рис. 3 приведен также спектр $\Phi_N(\kappa)$, полученный из $F_{A_1}(\nu)$ и $F_\varphi(\nu)$. Видно, что $\Phi_N(\kappa)$ содержит уплощение в области частот $\nu \approx 1 + 3$ Гц, отвечающих пространственным масштабам $l \approx 0,8 + 2,2$ км. Ограничение $\Phi_N(\kappa)$ со стороны больших масштабов (малых частот ν) обусловлено фильтрацией данных фильтром низких частот ($\nu_0 \approx 0,1$ Гц). Последнее было необходимо для того, чтобы исключить эффект регулярного набега фазы за счет изменения полного электронного содержания на радиолуче ИСЗ в течение обрабатываемого участка пролета. Отметим также, что в настоящем эксперименте для всех пролетов ИСЗ не было обнаружено отличий в регулярном ходе разностной фазы в области нагрева и вне ее. Последнее может свидетельствовать о том, что в возмущенной области не было достаточно сильных искусственных возмущений электронной концентрации с масштабами $l > 10 + 20$ км.

На основе данных спектрального анализа можно сделать следующие выводы. Приведенные в настоящей работе результаты спектральной обработки данных свидетельствуют о том, что возможны два типа спектров искусственных неоднородностей, возбуждаемых мощным КВ радиоизлучением: 1 — спектр с монотонной степенной зависимостью $\Phi_N(\kappa) \propto \kappa^{-p}$, 2 — спектр, имеющий максимум в области масштабов $l \approx 0,8 + 2$ км. Последнее согласуется с данными, полученными ранее в работах [1—3]. Заметим, что при использованной в настоящем эксперименте геометрии наблюдений измерялись масштабы неоднородностей в направлении движения ИСЗ, т. е. в направлении север—юг. В [2] по наблюдениям мерцаний геостационарного ИСЗ была

исследована форма неоднородностей в восточно-западном направлении и было показано, что $\Phi_N(x)$ имеет максимум в области масштабов $l \approx 500 + 600$ м. Сравнивая эти данные с результатами настоящей работы, можно считать, что вид спектров в плоскости, ортогональной H , примерно один и тот же в различных направлениях (см. [3]) и что трехмерный спектр искусственных неоднородностей вблизи уровня отражения мощных радиоволн может быть представлен в следующем виде:

$$\Phi_N(x) \propto \Phi_N(\gamma^2 x_x^2 + x_y^2) \exp\left(-\frac{x_z^2 l_{0z}^2}{4}\right), \quad (5)$$

где x_z — волновое число неоднородностей вдоль магнитного поля, x_x, x_y — волновые числа в плоскости, ортогональной магнитному полю H соответственно в северо-южном и восточно-западном направлениях. Коэффициент γ характеризует анизотропию неоднородностей и может иметь значения $\gamma \approx 2 + 3$. Масштаб l_{0z} , по-видимому, составляет $10 + 15$ км [7]. Согласно результатам корреляционных измерений, проведенным в [3, 8], искусственные неоднородности моделировались эллипсоидом с соотношением осей $5 : 2 : 1$, в котором наибольшие значения осей имели место в плоскости геомагнитного меридиана.

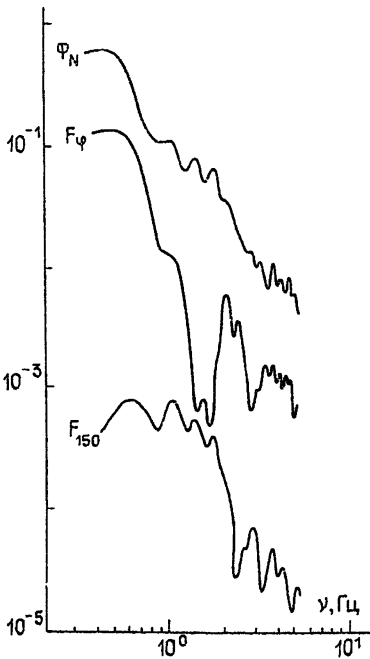


Рис. 2.

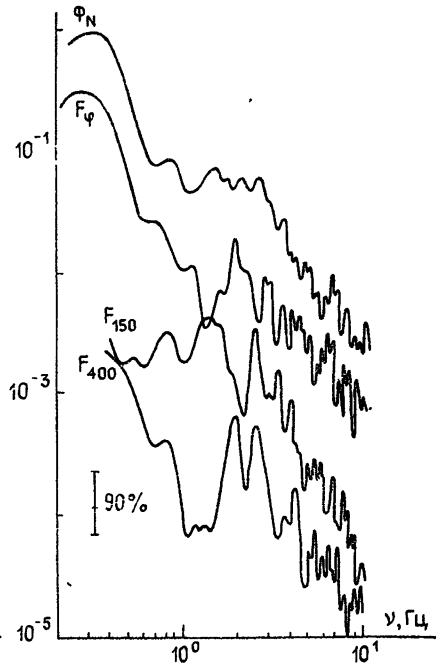


Рис. 3.

Следует отметить, что хотя модель корреляционного эллипсоида в среднем правильно отражает эффективную форму неоднородностей, однако она не учитывает резкой анизотропии спектра неоднородностей вдоль магнитного поля. Последняя связана с тем, что внутренний масштаб l_{0z} вдоль H существенно больше соответствующего масштаба в плоскости, ортогональной H ($l_{0z} \gg l_{0\perp}$). С другой стороны, несмотря на то, что масштабы максимумов $\Phi_N(x_{\perp})$ в северо-южном и восточно-западном направлениях различаются, спектр для $0,1 \lesssim l_{\perp} \lesssim 1 + 2$ км сохраняет квазиизотропную степенную форму.

В заключение заметим, что наличие глубоких френелевских осцилляций в спектре может свидетельствовать о справедливости выбранной модели фазового экрана и об отсутствии значительных амплитудных флуктуаций волны в слое с неоднородностями. Вместе с тем, такие флуктуации могли бы возникнуть, если мелкомасштабная искусственная турбулентность (характерный размер $l_m \approx 1 + 10$ м), ответственная, в частности, за ракурсное рассеяние радиоволн, была бы сосредоточена в более крупных ($L_r \approx 1$ км) глобулах и вызвала бы ослабление сигнала при пересечении траекторией луча глобулы за счет рассеяния по другим направлениям. Такой эффект, как показывают оценки, мог бы наблюдаться на частотах $f \lesssim 100$ МГц (рассеянная мощность $P_S \propto f^{-2}$) при условии $L_r \lesssim \lambda z_B / l_m \lesssim L_0$, где L_0 — расстояние между глобулами, и мог бы использоваться для илучения тонкой структуры области с мелкомасштабной искусственной турбулентностью. О том, что мелкомасштабная турбулентность ($l_{\perp} \approx 200 + 500$ м) сосредоточена в областях с размерами $L \gtrsim 1 + 3$ км, свидетельствует наличие на записях амплитуды сигнала ИСЗ квазипериодических

локальных цугов флуктуаций. Последнее не противоречит форме спектра $\Phi_N(x, \perp)$, приведенной в настоящей работе.

Авторы выражают благодарность Н. А. Юлиновой, Н. Н. Новиковой за помощь при обработке данных эксперимента.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bowhill S. A. — Radio Sci., 1974, 9, № 11, p. 975.
2. Ерухимов Л. М., Митякова Э. Е., Мясников Е. Н. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1814.
3. Ерухимов Л. М., Ковалев В. И., Лернер А. М. и др. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 10, с. 1278.
4. Basu Sap, Basu S., Ganguly S., Gordon W. E. — J. Geophys. Res., 1983, 88, № A11, p. 9217.
5. Livingston R. C. — Radio Sci., 1983, 18, p. 253.
6. Dupon L. M., Behnke R. A. — Phys. Rev. Lett., 1978, 41, p. 998.
7. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Митякова Э. Е. и др. — В сб.: Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький, ИПФ АН СССР, 1979, с. 7.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
26 августа 1985 г.

621. 396. 24

ОБ ОДНОМ СПОСОБЕ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ФОРМЫ ОТРАЖАЮЩЕЙ ПОВЕРХНОСТИ

В. С. Белей, В. Г. Галушко, Ю. М. Ямпольский

В настоящее время в задачах дистанционного зондирования окружающей среды широко используются различные радиометоды. В данной работе рассмотрена возможность определения формы отражающей поверхности по результатам синхронных измерений углов прихода и доплеровского смещения частоты отраженной волны при наклонном распространении сигнала.

Задача решается в следующей постановке. Корреспондирующие пункты — приемник (точка O) и передатчик (точка B) разнесены по оси X на расстояние D . Идеально отражающая поверхность $H(\xi, \eta)$ движется как целое с постоянной скоростью V под углом α по отношению к трассе (рис. 1), т. е. $\xi = x \cos \alpha + y \sin \alpha - Vt$, $\eta = y \cos \alpha - x \sin \alpha$ (движение происходит вдоль координаты ξ). Предполагается, во-первых, что поверхность H имеет явно выраженную анизотропию: характерная величина наклонов по координате ξ значительно больше, чем по η , т. е. $\partial H / \partial \xi \gg \partial H / \partial \eta \approx 0$, или $H(\xi, \eta) \approx H(\xi)$. Во-вторых, масштаб неровностей поверхности гораздо больше размеров зоны Френеля: $L \ll \sqrt{\lambda D}$ (здесь λ — длина волны зондирующего сигнала). Первое предположение обусловлено тем, что часто исследуемые поверхности имеют волновую природу (поверхность моря, ПИВ) или сильную анизотропию (горные и подводные хребты и складки). Второе условие позволяет применить для решения задачи приближение ГО.

Исходя из законов ГО, запишем условие зеркального отражения луча BSO :

$$\begin{aligned} (x_s H'_x + y_s H'_y - z_s) / l_1 &= [(x_s - D) H'_x + y_s H'_y - z_s] / l_2, \\ y_s + z_s H'_y &= 0, \end{aligned} \quad (1)$$

где x_s, y_s, z_s — координаты точки отражения S в каждый данный момент времени ($z_s = H(x_s \cos \alpha + y_s \sin \alpha - Vt)$), H'_x, H'_y — производные $\partial H / \partial x$ и $\partial H / \partial y$ в точке отражения, l_1, l_2 — расстояния от точки отражения до приемника и передатчика соответственно. Очевидно, что существование нескольких решений уравнений (1) означает наличие нескольких лучей, отражающихся от поверхности H (многолучевость). В дальнейшем мы будем рассматривать только однолучевое распространение, хотя подобная задача может быть решена и в многолучевом случае.

Известными величинами считаются угол места ε , азимут φ и доплеровское смещение частоты F_D принимаемого сигнала:

$$\operatorname{tg} \varphi(t) = y_s / x_s \equiv f(t), \quad (2)$$

$$\operatorname{tg} \varepsilon(t) = z_s (x_s^2 + y_s^2)^{-1/2} \equiv p(t), \quad F_D(t) = -\lambda^{-1} (\dot{l}_1 + \dot{l}_2),$$