Заметим, что оценка выигрыша в помехоустойчивости приема проводилась для специально выбранных случаев равенства отношения сигнал/шум при селективном возбуждении и при его отсутствии. Это было сделано для того, чтобы иметь возможность оценить величину Y.

В реальных условиях радиосвязи с помощью ионосферного канала, когда за счет селективного возбуждения мощность принимаемого поля возрастает почти вдвое, отношение сигнал/шум в точке приема будет увеличиваться пропорционально и соответствующий выигрыш в помехоустойчивости будет еще больше, чем полученная оценка 10—15 дБ.

Таким образом, выполненные экспериментальные исследования показывают,

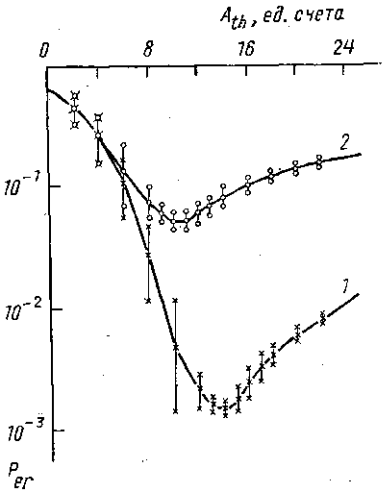

Рис. 3. Вероятность ошибки при приеме дискретной информации при селективном возбуждении одной характеристической волны (*1*) и при возбуждении двух характеристических волн (*2*)

что способ селективного возбуждения характеристических волн в ионосфере является эффективным средством улучшения качества передачи информации по ионосферному каналу связи: надежность передачи сообщений возрастает более чем в 10—20 раз.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М., 1967. [2] Березин Ю. В., Рыжов Д. Е.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1992. 33, № 2. С. 93.

Поступила в редакцию
17.04.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 3

УДК 537.871.64

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ГЕОМЕТРИИ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ИОНОСФЕРЫ ДИФФЕРЕНЦИАЛЬНО-ФАЗОВЫМ МЕТОДОМ

В. Д. Гусев, Д. В. Кирьянов
(кафедра физики атмосферы и математической геофизики)

Анализируется возможность исследования геометрии мелкомасштабных неоднородностей ионосферы дифференциально-фазовым методом для разных значений фактора возмущенности ионосферы.

Неоднородности ионосферной плазмы являются анизотропными образованиями, вытянутыми вдоль геомагнитного поля Земли. Преимущественная ориентация естественных неоднородностей ионосферы определяется диффузией плазмы вдоль магнитных силовых линий. По различным экспериментальным данным для средних широт получено, что спектр размеров неоднородностей ионосферы достаточно широк: от сотен метров до сотен километров.

Исследования геометрии и динамики неоднородностей ионосферы, как правило, осуществляются на основе хорошо разработанного метода пространственно разнесенного приема [1]. Однако указанный метод при наличии широкого спектра неоднородностей создает экспериментаторам значительные технические трудности, связанные с тем, что пространственно разнесенная система осуществляет фильтрацию пространственных частот. Следовательно, общая задача исследования неоднородностей различного масштаба требует создания серии измерительных систем с различными базами.

Предложенный дифференциально-фазовый метод [2] практически снимает указанные выше технические трудности, позволяя исследовать неоднородности ионосферы различного масштаба единой угломерной системой. При этом статистической обработке подвергались вариации разностей фаз на измерительных базах, причем разделение неоднородностей различного масштаба осуществлялось путем частотной фильтрации осцилляций во времени измеряемых разностей фаз $\Delta\varphi_x$, $\Delta\varphi_y$.

Линейные размеры d_x, d_y измерительного прямоугольного антенного треугольника предполагаются такими, что в его пределах фронт приходящей волны можно считать плоским. В этих условиях направляющие косинусы фронта волны s_x, s_y определяются следующим образом:

$$s_x \approx \frac{\Delta\varphi_x}{kd_x}, \quad s_y \approx \frac{\Delta\varphi_y}{kd_y}, \quad s_l \approx \frac{\Delta\varphi_x - \Delta\varphi_y}{kd_l}, \tag{1}$$

где k — волновой вектор, s_l — направляющий косинус нормали фронта волны в направлении гипотенузы антенного треугольника $d_l = \sqrt{d_x^2 + d_y^2}$. При этом обычно отождествляют s_x, s_y, s_l (1) с истинными соответствующими пространственными производными фазы волны. Геометрия так называемого характеристического эллипса [1] полностью определяется тремя величинами: $\sigma_x^2 = \langle s_x^2 \rangle$, $\sigma_y^2 = \langle s_y^2 \rangle$, $R = \langle s_x s_y \rangle / \sigma_x \sigma_y$, где R и σ_l связаны соотношением

$$R = \frac{\sigma_x^2 d_x^2 + \sigma_y^2 d_y^2 - \sigma_l^2 d_l^2}{2\sigma_x \sigma_y d_x d_y}. \tag{2}$$

Степень анизотропии неоднородностей характеристического эллипса e и угол ориентации его большой оси относительно d_x (α) определяются следующим образом:

$$e^2 = \frac{1 + h^2 + \sqrt{(1 - h^2)^2 + 4R^2h^2}}{1 + h^2 - \sqrt{(1 - h^2)^2 + 4R^2h^2}}, \quad \operatorname{tg} 2\alpha = \frac{2Rh}{1 - h^2}, \tag{3}$$

где $e = \sigma_{x0}/\sigma_{y0}$, σ_{x0}, σ_{y0} — дисперсии направляющих косинусов вдоль главных осей характеристического эллипса, $h = \sigma_x/\sigma_y$.

Система соотношений (1)—(3) позволяет эффективно решать задачу определения геометрии крупномасштабных (десятки и сотни километров) неоднородностей ионосферы. В этом случае для измерительной системы оказывается справедливым приближение геометрической оптики [3]. Указанный факт позволяет непосредственно переносить данные о характеристическом эллипсе на нижнюю границу ионосферы.

Однако для мелкомасштабных неоднородностей ионосферы (размерами в сотни метров) измерительная система находится в дальней зоне дифракции, где имеет место нормализация стохастического поля, распространяющегося в свободном пространстве. Для этих неоднородностей статистические параметры пространственных производных (1)

существенно отличаются от их значений на выходе из ионосферы. Более того, для нормального случайного процесса производная фазы процесса не существует в смысле среднего квадратичного [4]. Поэтому в волновой, дальней зоне в соответствии с [4] отсутствуют вторые моменты σ_x^2, σ_y^2, $B=\sigma_x\sigma_y R$. В связи с этим нельзя пользоваться алгоритмами (2), (3) для определения геометрии мелкомасштабных неоднородностей.

В настоящей статье предлагается решение задачи определения геометрии мелкомасштабных неоднородностей ионосферы с помощью дифференциально-фазового метода измерений.

Как известно, отсутствие вторых моментов стохастического процесса означает недифференцируемость этого процесса в среднеквадратичном [4]. Следовательно, нельзя считать, что приращения фазы на малых антенных базах для мелкомасштабных неоднородностей пропорциональны соответствующим производным (1). Таким образом, в этом случае необходимо пользоваться вторыми моментами разностей фаз, которые, безусловно, существуют. Дальнейшая процедура анализа основана на очевидных соотношениях:

$$\Delta\varphi_x = \int\limits_x^{x+d_x} \frac{\partial\varphi(\xi, y)}{\partial\xi} d\xi, \quad \Delta\varphi_y = \int\limits_y^{y+d_y} \frac{\partial\varphi(x, \eta)}{\partial\eta} d\eta. \tag{4}$$

Так как анализ для различных пространственных моментов совпадает, остановимся на анализе $\langle(\Delta\varphi_x)^2\rangle$. В соответствии с (4) можно записать:

$$\langle(\Delta\varphi_x)^2\rangle = 2d_x \int\limits_0^{d_x} \left(1 - \frac{\xi}{d_x}\right) B_{s_x}(\xi)\, d\xi, \tag{5}$$

где $B_{s_x}(\xi)$ — ковариация соответствующей производной фазы. Следует еще раз подчеркнуть, что все выкладки справедливы в условиях статистической однородности рассеянного поля. Для нормального случайного процесса в этом случае ковариация $B_{s_x}(\xi)$ может быть выражена через функцию корреляции поля $R_E(\xi)$ [4]. В общем случае выражение $B_{s_x}(\xi)$ имеет достаточно сложный вид при общей зависимости от фактора возмущенности β, равного отношению мощности среднего поля к мощности флуктуаций поля. Поэтому остановимся на двух основных интервалах значений β: малых и больших.

1. Малые β. Наиболее простое выражение для $B_{s_x}(\xi)$ имеет место для $\beta=0$:

$$B_{s_x}(\xi) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \ln R_E}{\partial\xi^2} \ln(1 - R_E).$$

Эта формула может считаться приближенной для случая малых значений β, удовлетворяющих условию $\beta^2 \ll 1$ ($\beta \leqslant 0{,}3$).

Для конкретного вида

$$R_E(\xi) = \exp\{-\xi^2/2a_x^2\} \tag{6}$$

радиус корреляции поля ξ_0, определенный по уровню $R_E(\xi_0)=0{,}6$, равен $\xi_0=a_x$. В этом случае дисперсия (5) запишется как

$$\langle(\Delta\varphi_x)^2\rangle = -c^2 \int\limits_0^1 \ln(1 - \exp\{-c^2t^2\})(1-t)\, dt,$$

где $c=d_x/a_x$, $t=\xi/d_x$.

Приближенное значение этого интеграла равно

$$\langle(\Delta\varphi_x)^2\rangle = \left(\frac{d_x}{a_x}\right)^2\left(\ln\frac{a_x}{d_x}+1{,}5\right), \tag{7}$$

причем ошибка (7) не более 2% для $a_x/d_x>1{,}5$. Дисперсия эквивалентного направляющего косинуса нормали s_x равна

$$\sigma_x^2=\langle s_x^2\rangle=\frac{\langle(\Delta\varphi_x)^2\rangle}{(kd_x)^2}=\frac{1}{(ka_x)^2}\left(\ln\frac{a_x}{d_x}+1{,}5\right). \tag{8}$$

Аналогичный результат имеет место и для σ_y и σ_l с заменой d_x на d_y и d_l соответственно.

В силу указанных причин R и h и соответственно e и α (3) оказываются зависящими от геометрии и ориентации системы d_x, d_y, d_l. Для определения в этом случае величины a_x, характеризующей сечение эллипса, по измеренной дисперсии $\langle(\Delta\varphi_x)^2\rangle$ необходимо разрешить уравнение (7) относительно a_x. Это несложно сделать, учитывая монотонность зависимости $\langle(\Delta\varphi_x)^2\rangle(a_x)$ при $a_x>d_x$ в рамках простейших численных методов [5].

Теперь необходимо отметить, что при использовании традиционного алгоритма (3) в случае мелкомасштабных неоднородностей, т. е. при предположении $\tilde{\sigma}_x^2=\langle\tilde{s}_x^2\rangle=1/(k\tilde{a}_x)^2$, вычисленные значения $\tilde{e}$, $\tilde{\alpha}$ будут, вообще говоря, отличаться от действительных e, α. Рассмотрим характер этих искажений, обусловленных (7), на нескольких примерах, используя наиболее часто встречающиеся параметры. Для этого зададим некоторые значения a_0, e, α (где a_0 — величина большой оси характеристического эллипса), которые полностью определяют форму и ориентацию характеристического эллипса. Рассмотрим два случая: $e=2$ и $e=4$ с произвольной ориентацией осей. Положим $a_0/d_x=6$, что в общем случае характеризует масштаб малых неоднородностей ионосферы. Анализ состоял в следующем.

Измерительная система с $d_x=d_y$ считалась произвольно ориентированной относительно заданного характеристического эллипса a_0, e. Определялись параметры характеристического эллипса a_x, a_y, a_l в соответствующих направлениях. Затем в соответствии с (8) вычислялись σ_x, σ_y, σ_l. Полагая, что эти величины совпадают с действительными значениями $\tilde{\sigma}_x$, $\tilde{\sigma}_y$, $\tilde{\sigma}_l$, определялись $\tilde{R}$ и $\tilde{h}=\tilde{\sigma}_x/\tilde{\sigma}_y$. Подстановка $\tilde{R}$, $\tilde{h}$ в (3) позволяет определить искаженные значения e, α. Результаты расчетов представлены на рис. 1, 2, на которых в полярных координатах изобра-

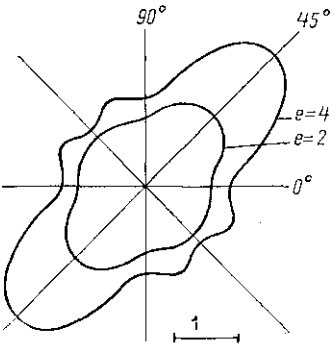

Рис. 1

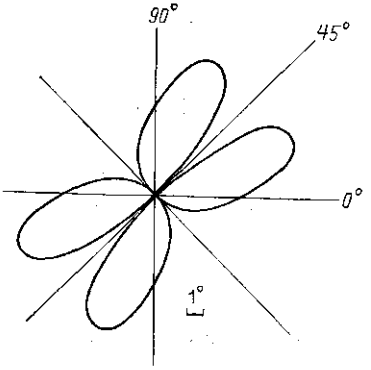

Рис. 2

жены $q=e/\tilde{e}$ (для $e=2$ и $e=4$) и $\Delta\alpha=|\alpha-\tilde{\alpha}|$ (для $e=2$) как функции угла α.

Ошибка в определении e и α может быть весьма значительной. В частности, при использованных параметрах $q_{\max} \approx 3$ и $(\Delta\alpha)_{\max} \approx \approx 10°$.

Наибольшие ошибки наблюдаются при ориентации большой оси характеристического эллипса в интервале $0° < \alpha < 190°$ относительно измерительных баз. При использовании неравностороннего измерительного треугольника ($d_x \neq d_y$) зависимость ошибок от угла теряет симметрию и приобретает сложный характер. Для случая изотропного рассеяния ($e=1$) получается $\tilde{e} > 1$, однако при $d_x = d_y$ ошибка невелика: $q \approx 0{,}9$. С увеличением масштаба неоднородностей, т. е. a_0/d_x, ошибки e, α уменьшаются.

2. Большие β. Анализ общего выражения для функции ковариации показывает, что при выполнении условия $\exp\{-\beta^2\} \ll 1$ ($\beta \geqslant 1{,}6$) имеет место следующая приближенная формула [4]:

$$B_{s_x} \approx -\frac{1}{2\beta^2} \frac{\partial^2 R_E(\xi)}{\partial \xi^2}. \tag{9}$$

В результате при подстановке (9) в (5) получим

$$\langle (\Delta\varphi_x)^2 \rangle = \frac{1}{\beta^2} (1 - R_E(d)), \tag{10}$$

где R_E — функция корреляции рассеянного поля. Для мелкомасштабных неоднородностей ионосферы, масштабы которых значительно превышают размеры измерительных баз, т. е. при условии

$$\frac{1}{2} \left(\frac{d}{a_0} \right) \ll 1$$

из (10) получаем

$$\sigma_x^2 = \langle s_x^2 \rangle = \frac{\langle (\Delta\varphi_x)^2 \rangle}{(kd_x)^2} \approx \frac{1}{\beta^2 (2ka_x)^2}. \tag{11}$$

Как видно из (11), для больших β величина дисперсии соответствующего направляющего косинуса полностью определяется функцией корреляции рассеянного поля $R_E(\xi)$. Известна теорема о независимости $R_E(\xi)$ от расстояния в свободном пространстве до нижней границы ионосферы. В силу этого измеренные значения σ_x, σ_y, σ_l радиосигнала и, следовательно, e и α полностью соответствуют значениям этих величин на выходе волны из ионосферы, а ошибки в их определении отсутствуют.

3. В области промежуточных значений β ($0{,}3 < \beta < 1{,}6$) существуют весьма значительные трудности для анализа искажений e, α при исследовании геометрии неоднородностей. Поэтому единственной рекомендацией в данном случае является отбраковка сеансов измерений с указанными значениями β.

Таким образом, при использовании дифференциально-фазового метода для определения геометрии мелкомасштабных неоднородностей необходимо вести текущий контроль за величиной возмущенности ионосферы β. По экспериментальным данным [6] наблюдаемые значения β находятся в интервале $0 < \beta < 10$ при наиболее вероятном значении $\beta_{\text{mod}} \sim (2 \div 4)$. Это указывает на то, что случаи с $\beta < 1{,}6$ наблюдаются относительно редко. Следует подчеркнуть определенную тенденцию исследователей к использованию экспериментального материала с малыми β для определения геометрии неоднородностей. Это определяется существованием простейшей связи между функцией корреляции рассе-

янного поля и обычно измеряемой функцией корреляции амплитуды поля R_A.

Суммируя все полученные результаты, можно отметить, что для исследования геометрии рассеивающих мелкомасштабных неоднородностей ионосферы наиболее благоприятна область $\beta \geqslant 1{,}6$, поскольку в этом случае можно без опасений пользоваться алгоритмом (3) для определения e, α. Напротив, в случае малых β приходится производить пересчет измеренных дисперсий в соответствии с формулой (7), так как прямое применение алгоритма (3) ведет, как показано, к весьма ощутимым ошибкам в определении e, α. Величина этих ошибок существенно зависит от геометрии и ориентации измерительной системы. Таким образом, при проведении реальных измерений необходимо осуществлять постоянный контроль за величиной β.

ЛИТЕРАТУРА

[1] Миркотан С. Ф., Кушнеревский Ю. В. Неоднородная структура и движения в ионосфере. М., 1964. [2] Гусев В. Д., Гайлит Т. А., Иванов М. И., Перекалина Е. О.//Геомагнетизм и аэрономия. 1982. 22, № 5. С. 753. [3] Гусев В. Д., Голынский С. М.//Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1992. 33, № 4. С. 8. [4] Тихонов В. И. Статистическая радиотехника. М., 1982. [5] Самарский А. А., Гулин А. В. Численные методы. М., 1989. [6] Альперт Я. Л. Распространение радиоволн и ионосфера. М., 1960.

Поступила в редакцию
21.05.92

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1993. Т. 34, № 3

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 621.373.7

СОЛИТОННЫЕ МЕХАНИЗМЫ ФОРМИРОВАНИЯ СВЕРХКОРОТКИХ ИМПУЛЬСОВ В ВОЛОКОННО-ОПТИЧЕСКИХ ЛАЗЕРАХ С АКТИВНОЙ СИНХРОНИЗАЦИЕЙ МОД

В. А. Выслоух, Э. Марти-Панаменьо *)
(кафедра общей физики для физического факультета)

Проведено аналитическое и численное исследование основных закономерностей генерации сверхкоротких импульсов в волоконно-оптическом лазере с активной синхронизацией мод. Показано, что использование солитонных эффектов позволяет более чем на порядок сократить длительность выходного импульса без потери средней мощности.

Создание солитонных лазеров [1], генерирующих стабильные импульсы с длительностью в десятки фемтосекунд, несомненно, является одним из ярких достижений в квантовой электронике. Первоначально они строились по двухрезонаторной схеме: основной резонатор представлял собой синхронно-накачиваемый лазер на центрах окраски, а связанный с ним дополнительный резонатор, содержащий пассивный нелинейный световод, использовался для аддитивной синхронизации мод. Прогресс в технологии изготовления активных волоконных световодов, легированных ионами эрбия или других редкоземельных металлов, привел к созданию несравненно более простых и надежных устройств — кольцевых волоконно-оптических лазеров, в которых актив-

*) Институт астрофизики, оптики и электроники, Пуэбла, Мексика.