

УДК 551.510.535

ДРЕЙФ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ИОНОСФЕРЫ В ПРИСУТСТВИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛИ

Н. Д. Филипп, Н. Ш. Блаунштейн

Рассмотрено влияние ионосферных ветров на дрейф магнитно-ориентированных неоднородностей нижней ионосферы с учетом их реальной степени ионизаций. Показано, что на высотах $h < 90$ км скорость амбиполярного дрейфа как слабоионизированных диффузных неоднородностей, так и недоуплотненных метеорных следов мало отличается от скорости ионосферного ветра, тогда как при $h \geq 100$ км скорость амбиполярного дрейфа может стать много меньше скорости ветра. По экспериментальным значениям доплеровских частот оценены пределы скорости дрейфа, которые сравниваются с аналогичными данными, полученными корреляционным методом.

Известно, что электронная и ионная компоненты неоднородностей ионосферы дрейфуют с различными скоростями, что вызывает их разделение и возникновение амбиполярного дрейфа.

Основываясь на [1], проанализируем влияние ионосферных ветров нейтральных частиц на дрейфовую скорость зарядов при произвольной степени ионизации ($p = \frac{v_{ei}}{v_{em}}$) неоднородной плазмы в предположении ее квазинейтральности ($N_i \approx N_e \approx N$) и вытекающие отсюда некоторые следствия.

Пренебрегая влиянием внутреннего вихревого электрического поля, возмущениями в движении нейтрального ветра, влиянием неоднородности магнитного и гравитационного полей, уравнения потока электронов и ионов с учетом их дрейфового движения запишутся в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial N}{\partial t} + \frac{1}{2} \nabla(NV_{e0} + NV_{i0}) - \frac{1}{2} (\nabla \hat{D}_i \nabla - \nabla \hat{D}_e \nabla) N - \frac{1}{2e} \times \\ \times (\nabla \hat{\sigma}_e \nabla - \nabla \hat{\sigma}_i \nabla) \Psi = 0, \\ \frac{1}{e} (\nabla \hat{\sigma}_e \nabla + \nabla \hat{\sigma}_i \nabla) \Psi = \nabla(NV_{e0} - NV_{i0}) + (\nabla \hat{D}_i \nabla - \nabla \hat{D}_e \nabla) N. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь Ψ — потенциал внутреннего электрического поля, V_{e0} , и V_{i0} — скорости дрейфа электронов и ионов, \hat{D}_e и \hat{D}_i , $\hat{\sigma}_e$ и $\hat{\sigma}_i$ — тензоры диффузии и проводимости электронов и ионов соответственно.

Анализ решения уравнений (1) приведен в работе [1]. Оценка ряда параметров плазмы метеорных ионизаций с учетом различных значений линейной плотности зарядов α и величины начального радиуса следа r_0 на различных высотах при различных скоростях вхождения метеоров показывает, в частности, что при электронной концентрации, превышающей на 2—3 порядка концентрацию зарядов слоя E в дневное

время и на 4—5 порядков в ночное, что соответствует значениям, близким к критическим, параметр v_{el}/v_{em} содержится в пределах 0,35—10. Со временем, вследствие расплывания недоуплотненного метеорного следа, v_{el}/v_{em} уменьшается, становясь значительно меньше единицы. Для переуплотненных следов с концентрацией, превышающей критическую на 1—2 порядка, это соотношение содержится в пределах

$$25 \leq v_{el}/v_{em} \leq 2000.$$

Как указывается в [1], уравнения (1) можно линеаризовать в двух случаях: а) при условии, что неоднородности являются лишь возмущением основной концентрации плазмы N_0 , т. е. когда $N = N_0 + \delta N$, где $\delta N \ll N_0$, при этом допустимо неравенство $v_{el} > v_{em}$, б) при условии $\delta N \geq N_0$ с соблюдением неравенства $v_{el} \ll v_{em}$.

Оценка параметров слабоионизированных магнитно-ориентированных неоднородностей (МОН) слоя E ионосферы [2] выявила, что $\delta N/N \approx 10^{-3}$ и, следовательно, для анализа как процессов диффузии, так и их дрейфа вполне допустима линеаризация уравнения (1).

В работе [2] приведена также оценка значений $\overline{\Delta N^2}$ для недоуплотненных метеорных ионизаций, из которых следует, что

$$\frac{\delta N}{N} = \frac{\sqrt{\overline{\Delta N^2}}}{N} = \frac{4\pi r^2 \lambda_N^2 U_R}{\lambda^2 (1,6 P_T G_T G_R \alpha V_0 R_{вх})^{1/2}}, \quad (2)$$

где P_T — излучаемая мощность, U_R — напряжение сигнала на входе приемника, G_T и G_R — коэффициенты направленности передающей и приемной антенн, $r_1 = r_2 = r$ — расстояние от передатчика и приемника до центра области рассеяния, $\alpha = L/\lambda$ — характеризует продольный масштаб неоднородностей по отношению к длине волны λ , V_0 — объем неоднородностей, участвующих в формировании принятого сигнала, $R_{вх}$ — входное сопротивление приемника.

Таблица 1

		$\delta N/N$			$\lambda_N, \text{ м}$
		3,16	10	30	
$U_R, \text{ мкВ}$	α				
	0,1	0,257	0,145	0,084	10
	0,5	1,285	0,725	0,420	
	1,0	2,57	1,45	0,84	
	0,1	2,31	1,30	0,76	30
	0,5	11,56	6,50	3,78	
	1,0	23,1	13,0	7,6	
	0,1	25,7	14,5	8,4	100
	0,5	128,7	72,5	42,0	
1,0	257,4	145,0	84,0		

В табл. 1 приведены результаты оценки параметра $\delta N/N$ для плазменной частоты, характерной концентрации в метеорных ионизациях, близкой к критической ($\lambda_N = 10 \text{ м}$) и значительно ниже ее

($\lambda_N = 30$ и 100 м) при нескольких экспериментальных значениях величины U_R и различных α [2]. Из таблицы видно, что $\delta N/N$ может быть как меньше, так и больше единицы в зависимости от степени ионизации метеорной плазмы: а) при концентрации, близкой к критической, $\delta N/N < 1$, но в этих условиях $v_{ei} > v_{em}$; б) при концентрации зарядов метеорной плазмы, значительно меньше критической, $\delta N/N \gg 1$, но в этом состоянии плазмы $v_{ei} \ll v_{em}$. Таким образом, для недоуплотненных метеорных ионизаций в первом приближении уравнения (1) также могут быть линеаризованы.

Решение линеаризованных уравнений (1) в безграничной плазме находится путем разложения искомой функции в интеграл Фурье по координатам. Это дает

$$\delta N(r, t) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int \delta N_k(0) \exp \{ ik[r - V_a(\beta) t] - D_a(\beta) k^2 t \} d^3k. \quad (3)$$

Здесь $\delta N_k(0)$ — фурье-компоненты начального возмущения концентрации, $D_a(\beta)$ — коэффициент амбиполярной диффузии, $V(\beta)$ — скорость амбиполярного дрейфа, β — угол между волновым вектором k спектра неоднородностей и направлением поля H_0 .

Введем угол между осью неоднородности плазмы и магнитным полем $\theta (\theta = \pi/2 - \beta)$. Тогда выражение скорости амбиполярного дрейфа, как следует из [3], можно привести к виду

$$\begin{aligned} V_a = U_m + \frac{1}{e} \left\{ (\sigma_{e\parallel} \sin^2 \theta + \sigma_{e\perp} \cos^2 \theta) \frac{d \hat{\sigma}_i}{dN_0} \left[U_m, \frac{H}{H} \right] - \right. \\ \left. - (\sigma_{i\parallel} \sin^2 \theta + \sigma_{i\perp} \cos^2 \theta) \frac{d \hat{\sigma}_e}{dN_0} \left[U_m, \frac{H}{H} \right] \right\} \times \\ \times \{ (\sigma_{e\parallel} + \sigma_{i\parallel}) \sin^2 \theta + (\sigma_{e\perp} + \sigma_{i\perp}) \cos^2 \theta \}^{-1}. \end{aligned} \quad (4)$$

Учитывая выражения компонент тензоров проводимости электронов и ионов в плазме с произвольной степенью ионизации [4] и вводя параметры $q_H = \frac{\omega_H}{v_{em}}$, $Q_H = \frac{\Omega_H}{v_{im}}$, $\eta = \frac{m v_{em}}{M_i v_{im}}$, $\gamma = \frac{m v_{ei}}{M_i v_{im}}$, $p = \frac{v_{ei}}{v_{em}}$, характерные как для недоуплотненных метеорных следов в области высот $h = 90-110$ км, так и для слабоионизированных диффузных неоднородностей, получим формулу для относительной скорости амбиполярного дрейфа:

$$\begin{aligned} \frac{V_a}{U_m} = 1 + \eta \sin \varphi \left[\left[\frac{\sin^2 \theta}{1+p} + \frac{(1+p+Q_H^2)\cos^2 \theta}{(1+p)^2 + q_H^2(1+2\gamma+Q_H^2)} \right] \times \right. \\ \times \left[\frac{1}{(1+p)^2} + \frac{(1+p)^2 + q_H^2(2+2p-p^2) + q_H^4(1+Q_H^2+2\gamma\eta)}{[(1+p)^2 + q_H^2(1+2\gamma+Q_H^2)]^2} + q_H \times \right. \\ \left. \times \frac{(1+p)(2p+\eta) + q_H Q_H(2+p^2+2p/\eta) + q_H^3 Q_H(1+2\gamma+Q_H^2)}{[(1+p)^2 + q_H^2(1+2\gamma+Q_H^2)]^2} \right] - \\ \left. - \left[\frac{\sin^2 \theta}{1+p} + \frac{(1+p+q_H^2)\cos^2 \theta}{(1+p)^2 + q_H^2(1+2\gamma+Q_H^2)} \right] \left[\frac{1}{(1+p)^2} + \right. \end{aligned} \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
 & + \frac{(1+p)^2 + q_H^2(1+2p+2p\gamma) + q_H^2 Q_H^2(2+2p+Q_H^2)}{[(1+p)^2 + q_H^2(1+2\gamma+Q_H^2)]^2} + q_H \times \\
 & \times \frac{(1-p) + q_H^2(1+2\gamma+\gamma^2) + q_H^2 Q_H^2(2+2\gamma+Q_H^2)}{[(1+p)^2 + q_H^2(1+2\gamma+Q_H^2)]^2} \Bigg\} \times \\
 & \times \left\{ \frac{1+\eta}{1+p} \sin^2 \theta + \frac{(1+p)(1+\eta) + Q_H^2 + \eta q_H^2}{(1+p)^2 + q_H^2(1+2\gamma+Q_H^2)} \cos^2 \theta \right\}^{-1}.
 \end{aligned}$$

Здесь ω_H и Ω_H — гирочастота электронов и ионов, ν_{ei} , ν_{em} — частота столкновения электронов с ионами и электронов с нейтралами, m , M_i — масса электронов и ионов соответственно, φ — угол между H_0 и вектором скорости ветра U_m .

Рассчитанные по формуле (5) значения относительной скорости амбиполярного дрейфа представлены на рис. 1 в виде графиков зависимости от угла θ при $h = 100$ и 110 км и $\varphi = 90^\circ$ для различных степеней ионизации неоднородной плазмы p .

Из рисунка видно, что существенное влияние магнитного поля на амбиполярную скорость дрейфа анизотропных неоднородностей метеорного происхождения имеет место при отклонении оси неоднородности от направления вектора магнитного поля на угол θ в пределах до 5° на высотах $h > 95$ км. Величина V_a/U_m для метеорных ионизаций изменяется в пределах $0,1 < V_a/U_m < 1$, а для слабоионизированных неоднородностей ($p \ll 1$) становится еще меньше.

Это объясняется тем, что поперечное движение ионов, которое в отсутствие магнитного поля определяет скорость амбиполярной диффузии, удерживается электрическим полем, возникающим между «уходящими» ионами и «задержанными» электронами. Дрейф становится электронно-управляемым.

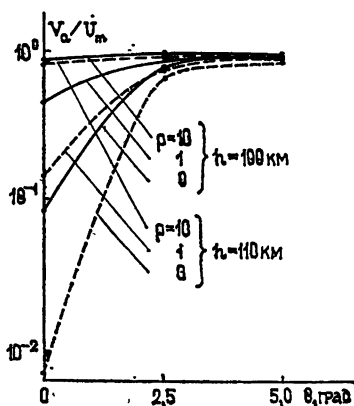


Рис. 1.

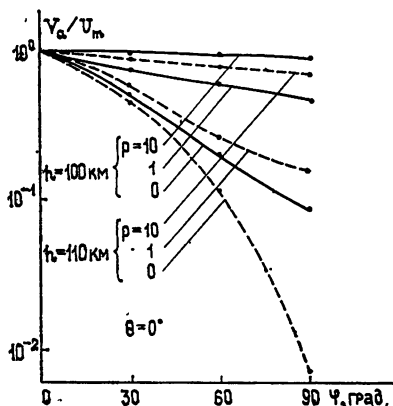


Рис. 2.

Как следует из рис. 2, при уменьшении угла φ между скоростью ветра и магнитным полем величина V_a/U_m увеличивается. Поперечная (к магнитному полю) составляющая скорости ветра в этом случае мала, а основная компонента скорости ветра, направленная вдоль линий поля, увлекает за собой заряды. Здесь амбиполярный дрейф становится ионоуправляемым.

На рис. 3 представлены графики зависимости V_a/U_m от высоты h при $\theta = 0$ и различных степенях ионизации неоднородностей p . Как видно, для магнитно-ориентированных неоднородностей магнитное поле уменьшается на порядок скорость амбиполярного дрейфа недоуплотненных метеорных следов относительно скорости ветра нейтралов при высотах $h \gtrsim 100$ км. Это эффект, который увеличивается с ростом высоты и уменьшением степени ионизации.

СОПОСТАВЛЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ ТЕОРИИ С ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫМИ ДАННЫМИ

Эксперимент по рассеянию радиоволн МОН слоя E ионосферы проводится на среднеширотной трассе протяженностью около 1400 км на частотах 74 и 44 МГц [3]. В ходе эксперимента была проведена классификация рассеянных сигналов (названных сигналами H_E рассеяния) на вспышкообразные продолжительностью от нескольких секунд до нескольких минут, большинство из которых обусловлено магнитно-ориентированными метеорными ионизациями, и квазинепрерывные продолжительностью от нескольких минут до нескольких часов, вызванные долгоживущими слабоионизированными неоднородностями нижней ионосферы большой протяженностью.

Одной из причин изменения формы следов является различие в скоростях дрейфа неоднородностей на различных высотах, вызванное действием магнитного поля. Как следует из приведенного выше анализа, анизотропные неоднородности, ориентированные под небольшим углом θ относительно H на высотах $h < 95$ км, дрейфуют со скоростью ветра нейтралов, тогда как выше 95 км скорость дрейфа неоднородностей может быть на порядок и более меньше скорости ветра. При таких условиях в формировании принимаемого рассеянного сигнала могут участвовать часть следа, движущаяся со скоростью ветра, и часть следа, дрейфующая со значительно меньшей скоростью. Рассеяние радиоволн от отдельных участков метеорного следа, дрейфующих с различными скоростями U_1 и U_2 , в первой фазе его расплывания, характеризуется повышенной степенью ионизации ($v_{ei} \gtrsim v_{em}$), происходит когерентно. Это приводит к регулярным замираниям огибающей амплитуды принятого сигнала вследствие доплеровского эффекта, частота которых F может быть определена по записи сигнала. Нетрудно установить, что при наклонном рассеянии

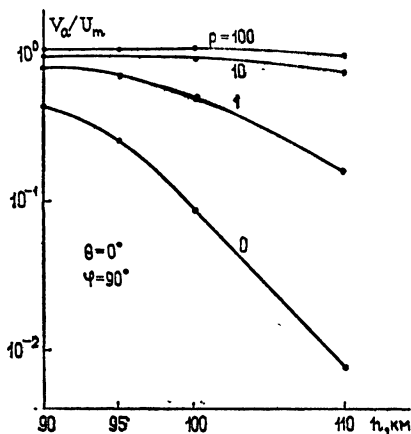


Рис. 3.

$$F = \frac{U}{\lambda} |A \cos \alpha \sin \mu + B \cos \alpha \cos \mu + C \sin \alpha| \quad (6)$$

Здесь $U = U_1 - U_2$, α — угол между U и горизонтальной плоскостью, μ — азимутальный угол между U и направлением силовой линии; A , B , C — коэффициенты, зависящие от «геометрии» трассы:

$$A = -(\sin e_T \sin \alpha_T + \sin e_R \sin \alpha_R), \quad B = -(\sin e_T \cos \alpha_T + \sin e_R \cos \alpha_R),$$

$$C = \cos e_T + \cos e_R, \quad \text{где } \alpha_T \text{ и } \alpha_R \text{ — азимуты приходящего и отраженно-}$$

го лучей по отношению к силовой линии, e_T и e_R — углы между этими лучами и вертикалью в точке рассеяния.

Если учесть, что на рассматриваемых нами высотах в средних широтах ветры в основном горизонтальны [4-6], то $\alpha = 0$ и для F получаем выражение

$$F = \frac{U}{\lambda} |A \sin \mu + B \cos \mu|. \quad (7)$$

Однако отличие в скоростях отдельных участков следа, расположенных на различных высотах, может быть также следствием различной по величине и по направлению скорости ветра на данных высотах вне зависимости от воздействия магнитного поля [4]. Это затрудняет идентификацию причины исследуемого эффекта.

При селекции радиосигналов, рассеянных магнитно-ориентированными неоднородностями метеорного происхождения, мы учли две характерные особенности: а) продолжительность сигналов в данном случае больше обычных метеорных вспышек; б) радиосигнал состоит из двух частей, отличающихся по тонкой структуре и продолжительности: первая часть сигнала, рассеянная от первой фазы расплывания следа, когда степень ионизации довольно высока ($v_{ei}/v_{em} \gg 1$), подвержена глубоким регулярным замираниям амплитуды со сравнительно быстрым спадом огибающей. Вторая часть сигнала, рассеянная от второй фазы расплывающегося следа — слабоионизированной неоднородности ($v_{ei}/v_{em} \ll 1$), имеет диффузный характер с быстрыми, но менее глубокими флуктуациями амплитуды. При этом продолжительность второй части сигнала значительно больше первой вследствие более сильного воздействия магнитного поля на слабоионизированные неоднородности.

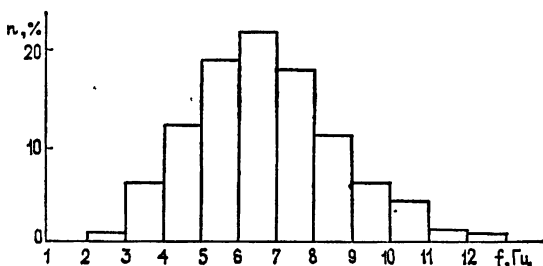


Рис. 4.

При статистической обработке отбирались сигналы продолжительностью $\tau \geq 5$ с при условии, что диффузная часть сигнала превышает по длительности когерентную часть. На рис. 4 представлена гистограмма 510 метеорных радиоотражений, для которых $5 \leq \tau \leq 300$ с и $1 \leq \tau_{\text{диф}}/\tau_{\text{ког}} \leq 15$. Из формулы (7), учитывая экспериментальные значения F (3—12 Гц, рис. 4) и всевозможные азимуты μ , мы получили пределы вариации модуля разностной скорости $9 \leq U \leq 122$ м/с, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами других исследователей, использующих другие методы [6-9]. (Отметим, что найденные нами значения $|U|$ близки к значениям горизонтальных ионосферных ветров на высотах до 95 км, так как выше 95 км магнитное поле в большой степени задерживает дрейф ориентированной вдоль него неоднородности.)

Во второй фазе процесса распада метеорных ионизаций след трансформируется в анизотропную неоднородность турбулентной плазмы, тонкая структура которой не отличается от слабоионизированной плазмы, обуславливающей квазинепрерывные H_E -сигналы. Эти виды плазмы отличаются только пространственной протяженностью и степенью их возмущенности.

О спектре скоростей отдельных мелкомасштабных неоднородностей и крупномасштабных «облаков» во второй фазе процесса расплывания метеорных ионизаций и слабоионизированных неоднородностей больших протяженностей можно судить по спектру частот флуктуаций уровня сигнала. Запись сигнала четко выявляет его тонкую структуру — на глубокие «регулярные» замирания амплитуды накладываются более быстрые, но менее глубокие флуктуации. Квазипериодические и глубокие замирания можно, в частности, интерпретировать как следствие интерференции радиолучей, отраженных от различных зон неоднородностей, локализованных на различных высотах и, следовательно, движущихся с различными скоростями, более быстрые и менее глубокие флуктуации амплитуды — как следствие рассеяния от мелкомасштабных неоднородностей, участвующих в турбулентном движении.

Об участии неоднородностей как в дрейфовых, так и в турбулентных движениях свидетельствует характер автокорреляции амплитуды квазинепрерывных H_E -сигналов и второй фазы вспышкообразных радиоотражений метеорного происхождения.

Статистическая обработка около пятидесяти образцов типичных сигналов выявила гауссов характер нормированного коэффициента автокорреляции $\rho(\tau)$ при значениях 1—0,3 и осциллирующий характер вокруг нуля в пределах $\pm(0,2—0,3)$ [10].

На рис. 5 приведены в качестве примера коэффициенты корреляции двух участков сигналов на частоте 74 и 44 МГц. Кружочками отмечены экспериментальные значения $\rho(\tau)$, а сплошными линиями — их аппроксимация по формуле

$$\rho(\tau) = \exp\left(-\frac{8\pi V_0^2}{\lambda^2} \tau^2\right). \quad (8)$$

Здесь $V_0^2 = \overline{V_s^2}$ — среднее квадратичное значение скорости хаотического движения рассеивающих центров в предположении гауссова распределения V_s , λ — длина волн, τ — временной сдвиг.

Аппроксимируя осциллирующую часть функции автокорреляции (свидетельствующей о наличии дрейфа рассеивающих центров) функциями Бесселя [11]

$$\rho_1(\tau) = \left\{ I_1\left(\frac{4\pi V \tau}{\lambda}\right) / \frac{2\pi V \tau}{\lambda} \right\}^2 \left(\frac{E_0^2}{\Sigma E_s^2} \ll 1 \right), \quad (9)$$

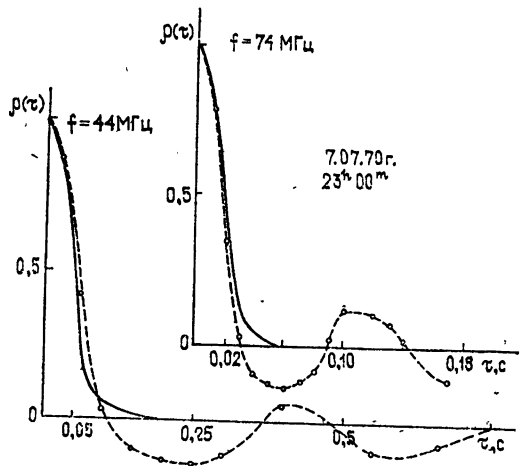


Рис. 5.

$$\rho_{11}(\tau) = I_1 \left(\frac{4\pi V \tau}{\lambda} \right) / \frac{2\pi V \tau}{\lambda} \left(\frac{E_0^2}{\Sigma E_s^2} \gg 1 \right),$$

мы оценили скорости дрейфа из условия получения нулевых и максимальных значений в формуле (9).

В различных сеансах измерения на частоте 74 и 44 МГц скорость дрейфа V , найденная корреляционным методом, заключалась в пределах 3—25 м/с [10]. Эти результаты согласуются с теми, которые были получены на основе анализа частоты регулярных замираний, так как в функции Бесселя фигурирует компонента скорости дрейфа $V_{др}$ в плоскости, перпендикулярной к биссектрисе угла, образованного падающим и отраженным лучами (находящихся в опорной плоскости). При боковом распространении радиоволны опорная плоскость образует с горизонтом некоторый острый угол α_r (для исследуемой нами трассы $\alpha_r \sim 24^\circ$). Учитывая пределы $3 \leq V \leq 25$ м/с, мы получаем следующие пределы для горизонтальных компонент скорости дрейфа: $3 \leq U_r \leq 60$ м/с.

Совпадение оценки скорости дрейфа неоднородностей нижней ионосферы, полученной двумя методами, и хорошее согласие с данными других работ, использующих другие методы, дает нам основание полагать, что предложенная единая модель распыливания метеорных ионизаций и слабоионизированных магнитно-ориентированных неоднородностей под действием геомагнитного поля и ионосферных ветров оправдывает себя.

В заключение отметим, что средние значения хаотических скоростей рассеивающих центров V_0 в различных сеансах измерений, рассчитанные из гауссовой аппроксимации автокорреляции (8), варьируют в пределах 5—23 м/с [10].

Полученные значения для скорости дрейфа крупномасштабных магнитно-ориентированных неоднородностей и средних скоростей хаотических движений мелкомасштабных рассеивающих центров свидетельствуют о заметной роли как одной, так и другой форм движения в формировании соответствующей регулярной и хаотической структуры рассеянного сигнала.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Гуревич, Е. Е. Цедилина, УФН, 91, вып. 4, 609 (1967).
2. Н. Д. Филипп, Е. Я. Глейбман, Геомагнетизм и аэрномия, 16, 684 (1976).
3. Н. Д. Филипп, Изв. вузов — Радиофизика, 17, № 12, 1788 (1974).
4. Б. Г. Бондарь, Б. Л. Кашеев, Метеорная связь, изд. Техніка, Киев, 1968.
5. Б. Л. Кашеев, Н. Д. Верба, В. В. Кальченко, В. А. Нечитайленко, Геомагнетизм и аэрномия, 11, 176 (1971).
6. Л. Н. Рубцов, Б. Г. Соловей, Геомагнетизм и аэрномия, 8, № 5, 945 (1973).
7. В. И. Дробжев, сб. Физика ионосферы и распространение радиоволн, изд. Наука, Алма-Ата, 1971.
8. Е. А. Бенедиктов и др., сб. Ионосферные исследования, № 23, изд. Наука, М., 1975, стр. 10.
9. Дж. Гринхау, А. Ловелл, сб. Физика верхней ионосферы, Физматгиз, М., 1963, стр. 478.
10. Н. Д. Филипп, Рассеяние радиоволн анизотропной ионосферой, изд. Штинца, Кишинев, 1974, стр. 110.
11. Я. Л. Альперт, Распространение электромагнитных волн и ионосфера, изд. Наука, М., 1972, стр. 170.

DRIFT OF THE IONOSPHERE INHOMOGENEITIES IN THE PRESENCE
OF THE EARTH MAGNETIC FIELD*N. D. Filipp, N. Sh. Blaushtein*

The influence of ionospheric winds is considered on the drift of magnetically oriented inhomogeneities of the lower ionosphere taking into account their real degree of ionization. It is shown that at heights $h < 90$ km the velocity of the ambipolar drift of both slightly ionized diffuse inhomogeneities and incompact meteor trails differs negligibly from the velocity of the ionospheric wind, while at $h \geq 100$ km the velocity of the ambipolar drift may be much less than the wind velocity. According to the experimental values of Doppler frequencies, the limits of the drift velocities are estimated which are compared with the similar data obtained by the correlation method.
