

УДК 550.2, 551.510.535

## РАСЧЕТ ОСНОВНЫХ ПАРАМЕТРОВ РАДИОСИГНАЛОВ В КАНАЛЕ СПУТНИК–ЗЕМЛЯ ПРИ РАСПРОСТРАНЕНИИ ЧЕРЕЗ ВОЗМУЩЕННУЮ ИОНОСФЕРУ

© 2013 г. Н. Блаунштейн<sup>1</sup>, С. А. Пулинец<sup>2</sup>, Я. Коэн<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Университет им. Бен Гуриона, Беер-Шева, Израиль

<sup>2</sup> Институт космических исследований РАН, г. Москва

e-mails: natanb@cse.bgu.ac.il; pulse@rssi.ru

Поступила в редакцию 19.01.2012 г.

После доработки 13.06.2012 г.

Проведен анализ основных параметров СВЧ/УВЧ радиосигналов в радиоканале спутник–земля, определяющих эффекты фединга в возмущенной среднеширотной ионосфере. При использовании параметров возмущенной плазмы исследованы поглощение и флуктуации фазы радиосигнала в канале с федингом. Для оценки эффекта рассеяния радиосигнала ионосферными неоднородностями в приближении мелкомасштабных мерцаний представлены выражения для среднеквадратичного значения интенсивности сигнала и мерцаний фазы. Индекс мерцаний  $\sigma_f^2$ , соответствующий мерцаниям сигнала в конфигурации многолучевого распространения с федингом, исследован с использованием данных эксперимента. Показано, что неоднородности электронной концентрации  $\sim 10\%$  в возмущенной во время геомагнитной бури области  $F$  приводят к сильному быстрому федингу радиосигналов в СВЧ/УВЧ диапазоне с заметными флуктуациями интенсивности сигнала (до 1%) и флуктуациями фазы (до сотен радиан). Расчетные значения индекса мерцаний хорошо соответствуют наблюдаемым экспериментальным значениям.

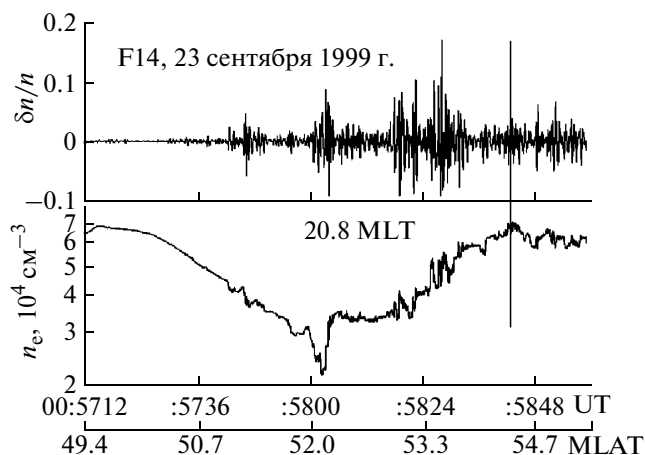
DOI: 10.7868/S0016794013020041

### 1. ВВЕДЕНИЕ

Ионосфера является одним из каналов (в дополнение к наземному и атмосферному) глобального многомодового распространения радиоволн в системе спутник–земля. Хорошо известно, что ионосферные неоднородности вызывают сильные флуктуации амплитуды и фазы сигнала. Увеличение интенсивности неоднородностей обычно наблюдается во время магнитных возмущений, особенно в полярной ионосфере (см. [Kintner and Ledvina, 2005; Basu Su. et al., 2001; Ledvina et al., 2002; Erickson et al., 2002; Mishin et al., 2003; Foster and Burke, 2002; Mishin and Burke, 2005; Pfaff et al., 2008; Mishin and Blaunstein, 2008] и библиографию в указанных публикациях). Когда во время геомагнитных возмущений границы полярных сияний сдвигаются к экватору, то, как правило, предполагается, что среднеширотные сцинтилляционные события происходят внутри расширенной зоны полярных сияний.

Вполне ожидаемым (по данным многих специалистов, занимающихся спутниковыми исследованиями возмущенной ионосферы) является факт, что описываемые флуктуации наблюдаются не только в непосредственной близости от полярных и авроральных зон, но и в субавроральных и средних широтах [Hardy et al., 1984; Rich and Hair-

ston, 1994; Maynard et al., 1996; Foster and Rich, 1998; Saunders, 1999]. Частота их появления составляет  $\sim 15\text{--}17\%$  времени в году, продолжительность — от нескольких дней до нескольких недель. Было обнаружено, что во время магнитных бурь наблюдаются сильные сцинтилляции фазы и амплитуды (индекс мерцаний  $S_4 \geq 0.5$ ) радиосигналов со спутников, работающих на частотах 250 МГц [Basu Su. et al., 2001] и 1.5 ГГц [Ledvina et al., 2002] (в частности, вблизи Бостона, штат Массачусетс, США и Итака, штат Нью-Йорк, США) на заметном удалении от зоны полярных сияний к экватору, в субавроральной и среднеширотной ионосфере. Спутниковые и радиолокационные наблюдения возмущенной авроральной ионосферы [Erickson et al., 2002; Foster and Burke, 2002; Mishin et al., 2003; Mishin and Burke, 2005] выявили неоднородные структуры, погруженные в быстрые направленные на запад потоки, называемые субавроральными поляризованными потоками (SAPS — Sub-Auroral Polarization Streams) [Foster and Burke, 2002]. В частности, сильно нерегулярные по плотности плазменные образования встроены в SAPS волнообразные структуры (так называемые SAPSWs — Sub-Auroral Polarization Streams Wave Structures) [Foster and Burke, 2002; Mishin and Burke, 2005]. Так например, на спутниках DMSP (Defense Meteorological Satellite



**Рис. 1.** Наблюдения на спутнике DMSP F14 во время магнитной бури 23 сентября 1999 г. недалеко от Бостона, штат Массачусетс, США. Верхняя панель — волновая форма сигнала относительного изменения плотности  $\delta n/n_0$ ; нижняя панель — изменение плотности плазмы вдоль траектории спутника.

Program) были обнаружены связанные с SAPSWS сильно неоднородные по плотности провалы, совпавшие со скинтилляционными событиями [Basu Su. et al., 2001; Ledvina et al., 2002].

Внутри провалов спектральная плотность мощности (Power Spectral Density – PSD), обозначаемая  $S(k)$ , хорошо аппроксимируется степенным законом изменения плотности плазмы  $(\delta n_k/n_0)^2 \sim k^{-p}$  с показателем степени  $p$ , изменяющимся в пределах  $5/3 < p \leq 2$  [Mishin and Blaunstein, 2008]. При этом учитывается тот факт, что возмущения плотности плазмы  $\delta n_k$  могут достигать величин 10–20% относительно концентрации невозмущенной ионосферной плазмы  $n_0$  [Mishin and Blaunstein, 2008] в диапазоне волновых чисел  $k = 2\pi/\lambda = 0.85 \text{ км}^{-1}$  до  $k = 12 \text{ км}^{-1}$ , где  $\lambda$  — длина волн. Во всех выводимых в публикации [Mishin and Blaunstein, 2008] уравнениях с самого начала постулируется, что рассматриваемая возмущенная плазма квазинейтральна, и величины возмущений электронной и ионной компонент равны между собой.

Спектральные свойства плазменных возмущений позволяют прогнозировать спектральные характеристики радиосигнала, содержащего данные (так называемые полосы пропускания канала [Blaunstein, 2004]), и, в итоге, прогнозировать тип фединга (равномерный по частоте или частотно-избирательный) в возмущенном ионосферном канале такого типа. Эти аспекты являются очень актуальными для разработок современных беспроводных сетей на основе новейших методов обработки сигналов, а именно: OFDM (мультиплексирование с разделением по ортогональным частотам), где каждый абонент получает очень уз-

кую полосу пропускания. Главная цель такого метода заключается в ликвидации последствий шума, вызванного явлением многолучевого распространения, имеющего место в канале с федингом и межканальными помехами [Blaunstein and Christodoulou, 2007].

Поэтому важно предсказать априори тип канала, частоту или время рассеивания (или обе характеристики) для оценки когерентной пропускной способности и времени когерентности такого канала с федингом для будущего обеспечения технологии доступа к сетям OFDM [Blaunstein and Christodoulou, 2007]. Приведенный пример показывает актуальность этой работы и исследований, проведенных в ней.

В статье описаны явление фединга и его воздействие на ключевые параметры радиосигналов в линии связи спутник–земля, проходящей через структурированную возмущенную магнитной бурей плазму, заполненную “типичными” малыми и умеренными неоднородностями. Основные эффекты неоднородных плазменных структур, помещенных в SAPS, определяемые по сигналам распространения радиоволн через возмущенную ионосферу, кратко рассмотрены в разделе 2. В разделе 3 представлены результаты расчета интегрального поглощения сигнала, отклонения амплитуды и фазы в канале “точка–точка” (передатчик–приемник), и вариации интенсивности и фазы радиосигналов, распространяющихся через связанные с SAPSWS “типичные” радиолинии. Эти результаты помогают понять эффекты явления затухания для сигналов, проходящих через ионосферу с многолучевым распространением во время магнитных бурь. В заключение суммируются основные эффекты радиосигналов в различных частотных диапазонах, распространяющихся в возмущенной ионосфере во время магнитных бурь.

## 2. СПУТНИКОВЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ КОНЦЕНТРАЦИИ, СВЯЗАННЫХ С SAPS ЯВЛЕНИЯМИ

На рисунке 1 (используются данные работы [Mishin and Blaunstein, 2008]) представлены параметры плазмы, зарегистрированные при пролете спутника DMSP F14 вблизи скинтилляционного события недалеко от Бостона, штат Массачусетс, США во время магнитной бури 23 сентября 1999 г. [Basu Su. et al., 2001].

В нижней части рисунка показаны изменения плотности плазмы, измеряемой сферическим зондом Лэнгмюра с частотой опроса 24 Гц вдоль траектории спутника. Подробное описание зонда и проекта в целом (DMSP/SSIES Suite) можно найти в работах [Hardy et al., 1984; Rich and Hairston, 1994; Maynard et al., 1996; Foster and Rich,

1998]. Видно, что спутник двигался в области главного ионосферного провала, который сместился к югу более чем на семь градусов относительно своего невозмущенного положения ( $\sim 60$  MLAT) [Basu Su. et al., 2001]. На верхней панели показана соответствующая волновая форма вариаций плотности плазмы,  $\delta n/n_0$  полученная с применением полосового эллиптического фильтра с полосой 0.1–9.5 Гц (подробное описание можно найти в работе [Basu Su. et al., 2001]). Здесь  $\delta n$  – это возмущение ионосферы на фоне невозмущенной плотности плазмы (обозначается  $n_0$ ). Видно, что усиление мелкомасштабных флуктуаций плотности имело место также у экваториальной границы зоны полярных сияний (отмечено вертикальной линией), т.е. за пределами главного ионосферного провала субавроральная ионосфера также возмущена. Теперь приведем пример других возмущенных субавроральных неоднородностей концентрации, которые наблюдались спутниками DMSP F13 и F15 во время сильной магнитной бури 31 марта 2001 г. [Ledvina et al., 2002].

На рисунке 2 показаны зарегистрированные в течение 5 мин вариации горизонтальной (положительной – направленной на запад) компоненты скорости конвекции  $V_H$  (верхняя панель) и плотности плазмы  $n_i$  (нижняя панель), полученные со спутника F15 с помощью измерителя дрейфа ионов и зонда Лэнгмюра с частотами опроса 6 и 24 Гц соответственно.

Следует обратить внимание, что похожие структуры провала/SAPS наблюдались в течение всей бури и на спутнике DMSP F13. Так же, как и в работах [Basu Su. et al., 2001; Ledvina et al., 2002; Foster and Rich, 1998; Mishin and Blaunstein, 2008], мы получаем волновые формы вариаций концентрации плотности плазмы в областях SAPS с применением 0.1–9.5 Гц полосового эллиптического фильтра. Мощность спектральной плотности (PSD) показана на рис. 3 как функция кажущейся частоты. Более того, в работах [Basu Su. et al., 2001; Ledvina et al., 2002; Erickson et al., 2002; Mishin et al., 2003; Foster and Burke, 2002; Mishin and Burke, 2005; Pfaff et al., 2008; Mishin and Blaunstein, 2008] PSD хорошо представлена законом  $\delta n_k/n_0 \propto k^{-p}$ ,  $p = 2$  (или  $\delta n_j/n_0 \propto f^{-2}$ ), где  $k = 2\pi f/c$ , и  $p$  – параметр PSD.

Следует отметить, что по данным одного спутника разделение пространственных и временных вариаций невозможно, и тем самым частоты (длины волн) являются кажущимися частотами (пространственными масштабами). При скорости космического аппарата  $v_s = 7.5$  км/с, кажущиеся частоты 1–10 Гц будут соответствовать длине волны  $\lambda_s = 2\pi/k_s = v_s/f = 7.5-0.75$  км вдоль траектории спутника. Обратим внимание на тот

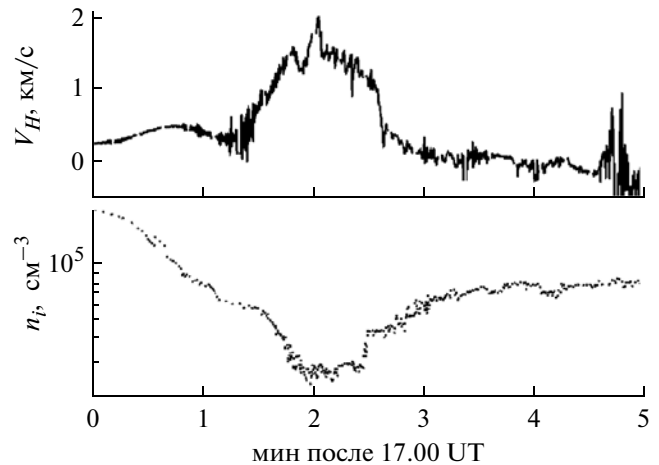


Рис. 2. Горизонтальная (положительная, направленная на запад) компонента  $V_H$  скорости конвекции в км/с (верхняя панель) и плотность плазмы, полученная со спутника DMSP F15 31 марта 2001 г. (нижняя панель) (по материалам работы [Ledvina et al., 2002]).

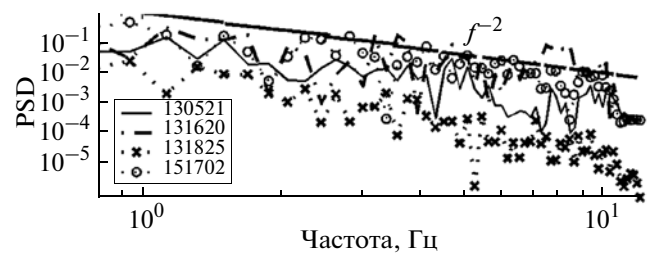


Рис. 3. Спектральная плотность мощности плазменной неоднородности относительно несущей частоты, полученная со спутников DMSP для разных моментов времени. Расшифровка символов: верхняя строка – 130521 означает спутник F13 для 05:21 UT, и т.д. (по данным работы [Mishin and Blaunstein, 2008]).

факт, что после 19:00 UT мелкомасштабные колебания будут затухать, тогда как “сглаженные” плазменные структуры типа SAPS/провал остаются неизменными на всем протяжении и даже после завершения восстановительной фазы магнитной бури. Такое поведение типично для SAPSWS, которые развиваются в течение 10–20 мин и затухают через  $\sim 1$  ч после начала взрывной фазы магнитной бури [Foster and Burke, 2002; Mishin and Burke, 2005; Mishin and Blaunstein, 2008].

### 3. ОСНОВНЫЕ ПАРАМЕТРЫ РАДИОСИГНАЛОВ И КАНАЛА РАСПРОСТРАНЕНИЯ

#### 3.1. Основные параметры радиоканала

При прогнозировании ключевые параметры радиосигнала, проходящего через неоднородную ионосферу, будут характеризоваться спектраль-

ным индексом  $p = 1 + \langle n \rangle$ , ( $\langle n \rangle$  – средняя величина коэффициента преломления волны в плазме) или PSD индексом  $p' = p - 2$  [Booker and Gordon, 1950; Booker et al., 1950; Booker, 1956; Booker and Majidi Ahi, 1981; Booker, 1981; Farley, 1996; Blaunstein and Christodoulou, 2007; Blaunstein and Plohotniuc, 2008]. Также важно показать, что интенсивность флуктуации сигнала на заданной частоте может быть описана Райсовским  $K$ -параметром, как соотношение когерентных и некогерентных компонентов общей интенсивности сигнала [Blaunstein, 2004]:

$$K = \langle I_{co} \rangle / \langle I_{inc} \rangle. \quad (1)$$

Здесь  $\langle I_{co} \rangle$  – компонента сигнала, распространяющаяся в пределах прямой видимости (Line of Site – LOS), называемая также когерентной составляющей [Saunders, 1999; Blaunstein, 2004; Blaunstein and Christodoulou, 2007] и  $\langle I_{inc} \rangle$  – некогерентная компонента общей интенсивности сигнала

$$\langle I \rangle = \langle I_{co} \rangle + \langle I_{inc} \rangle, \quad (2a)$$

где

$$\langle I_{inc} \rangle = \langle I_{co} \rangle \sqrt{\sigma_I^2}. \quad (2б)$$

Индекс мерцаний интенсивности сигнала  $I$  равен

$$\sigma_I^2 = \frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2} = \frac{\langle I^2 \rangle}{\langle I \rangle^2} - 1, \quad (2в)$$

обычно он обозначается в литературе как  $S_4$  [Basu Su. et al., 2001; Ledvina et al., 2002; Erickson et al., 2002; Foster and Burke, 2002; Mishin et al., 2003; Kintner and Ledvina, 2005; Mishin and Burke, 2005; Pfaff et al., 2008]. Этот индекс определяет нормализованную величину быстро флуктуирующего сигнала (сигнала быстрого фединга).

Для амплитуд гауссового случайного сигнала с нулевым средним значением соотношение между  $K$  и  $\sigma_I^2$  (обозначаемого в работе как  $S_4$ ) записывается просто:

$$K^2 = 1/\sigma_I^2 \equiv 1/S_4. \quad (3)$$

Следует отметить, что в соответствии с результатами работы [Blaunstein and Christodoulou, 2007] для гауссового случайного сигнала с ненулевым средним значением из соотношений (3.1)–(3.2в) хорошо видно, что формула (3.3) становится более сложной. Однако, как было показано многими исследователями, изучающими стохастические процессы в возмущенной ионосфере [Backley, 1971; Titheridge, 1971; Crain et al., 1974; Wernik and Liu, 1975; Rino and Fremouw, 1977; Booker, 1981; Rino, 1982; Knepp, 1983; Blaunstein and Christodoulou, 2007], пространственное распределение естественных и искусственно созданных

ионосферных неоднородностей может быть хорошо описано законом для гауссового случайного сигнала с нулевым средним значением, который согласно теореме эргодичности приводит к таким же гауссовым распределениям рассеянных радиосигналов во времени.

Основные характеристики сигнала с федингом выводятся с помощью подхода, разработанного в работах [Денисов и Ерухимов, 1966; Ерухимов и Рыжков, 1971; Ерухимов и др., 1980; Booker, 1981; Гайлит и др., 1983; Backley, 1971; Titheridge, 1971; Crain et al., 1974; Wernik and Liu, 1975; Rino and Fremouw, 1977; Rino, 1982; Knepp, 1983] и обобщенного в работах [Blaunstein and Christodoulou, 2007; Blaunstein and Plohotniuc, 2008]. Это

– среднеквадратичная флуктуация фазы  $\langle (\Delta\Phi)^2 \rangle$ ;

– внешний масштаб  $L_0$  возмущенной структуры ионосферной плазмы;

– внутренний масштаб  $l_0$  неоднородности плотности плазмы.

Кроме того, для описания распространения радиоволн в возмущенной плазме внешний размер  $L_0$  должен быть сопоставим с зоной Френеля  $d_F = \sqrt{\lambda Z_0}$  [Гуревич и Цедилина, 1979; Гельбер, 1986; Blaunstein and Plohotniuc, 2008]. Здесь  $\lambda$  – длина волны сигнала и  $Z_0$  – расстояние от ионосферного слоя, заполненного неоднородной плазмой, до плоскости приема сигнала на земной поверхности [Ерухимов и Рыжков, 1971; Гуревич и Цедилина, 1979; Ерухимов и др., 1980; Гайлит и др., 1983; Blaunstein and Christodoulou, 2007].

Спектр интенсивности флуктуации сигнала может быть выведен с помощью среднеквадратичных (RMS) флуктуаций фазы,  $\sqrt{\langle (\Delta\Phi)^2 \rangle}$  [Rino and Fremouw, 1977; Blaunstein and Plohotniuc, 2008; Деминов и др., 1999] в предположении, что RMS флуктуации фазы больше, чем один радиан. Более того, в работах [Booker, 1956; Crain et al., 1974; Booker and Majidi Ahi, 1981; Blaunstein and Christodoulou, 2007; Blaunstein and Plohotniuc, 2008] было теоретически показано, что при  $k \gg 1/L_0$  спектр мощности флуктуаций фазы  $S(k)$  в возмущенной неоднородной ионосфере пропорционален  $k^{-p}$  (к примеру,  $f^{-p}$ ), где  $p = 2$  (см. рис. 3). Это соотношение было подтверждено многочисленными наблюдениями в возмущенной ионосфере (см., например, [Деминов и др., 1995; Mishin and Blaunstein, 2008]).

### 3.2. Основные характеристики фединга радиосигнала

Мы анализируем характеристики распространения радиосигнала, проходящего через неодно-

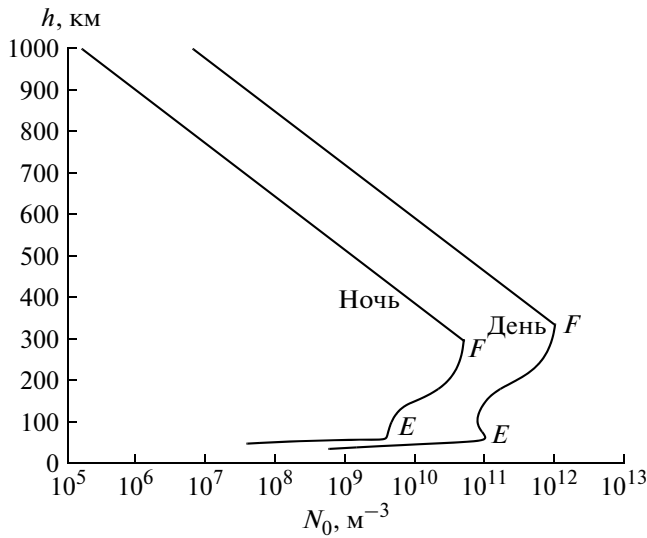


Рис. 4. Профиль  $N_0(h)$  во время умеренной солнечной активности по данным публикаций [Демин и др., 1995; Blaunstein and Plohotniuc, 2008].

родную область ионосферы, возмущенную геомагнитной бурей. Как следует из экспериментов, представленных выше, фоновое состояние ионосферной плазмы может существенно возмущаться во время подготовительной фазы магнитной бури. Наблюдения в этот период показали, что плотность плазмы относительно невозмущенного фона может достигать 10–20% (см. рисунки 1 и 2). Есть несколько характеристик сигнала, которые должны быть оценены для прогнозирования явления фединга в спутниковых каналах связи, проходящих через возмущенную ионосферу, такие как поглощение, ослабление сигнала на линии передатчик–приемник и вариации фазы радиосигнала вдоль трассы, а также явление рассеяния, приводящее к изменению интенсивности сигнала и случайным изменениям фазы.

### 3.2.1. Поглощение радиосигнала в возмущенной ионосфере

Чтобы оценить потери, связанные с поглощением, т.е. ту часть энергии радиосигнала, которая поглощается в возмущенной области ионосферы, от  $D$ - до  $F$ -области, мы предлагаем здесь, следуя методикам [Гуревич и Цедилина, 1979; Blaunstein and Christodoulou, 2007; Blaunstein and Plohotniuc, 2008], использовать специальные величины поглощения в децибелах (дБ):

$$A_{\omega} = 10 \lg \frac{I_0}{I} \approx \frac{4.3}{c} \int \frac{\omega_{pe}^2 (v_{em} + v_{ei} + v_{ee})}{[\omega^2 + (v_{em} + v_{ei} + v_{ee})^2]} ds, \quad (4)$$

где  $v_{em}$ ,  $v_{ei}$  и  $v_{ee}$  являются частотами электрон-нейтральных, электрон-ионных и электрон-электронных столкновений соответственно.

Показатель поглощения полностью характеризует реальные ионосферные трассы распространения и, как правило, оценивается путем измерения радиометрического поглощения на фиксированных частотах и знанием частотной зависимости коэффициента поглощения  $k$ . Следует отметить, что в подынтегральном выражении (4) мы учитываем не только эффекты электрон-нейтральных и электрон-ионных столкновений, но и ион-нейтральные и электрон-электронные столкновения на основе элементов кинетической теории [Kadomtsev, 1965; Shkarofsky et al., 1966; Tsytovich, 1970; Gurevich, 1978], а не магнитоионной теории, которая обычно используется в таких вычислениях при использовании классических гидродинамических подходов.

Таким образом, рассчитывая  $A_{\omega}$  по соотношению (4) для случая, когда длина радиотраектории  $s$  и высота ионосферы  $h$ , получаем  $h = s \cdot \sin \psi$ , где  $\psi$  – угол наклона спутниковой антенны по отношению к наземной антенне (называемый углом скольжения), можно оценить полное поглощение радиосигнала вдоль траектории. На рисунках 5а, б–7а, б

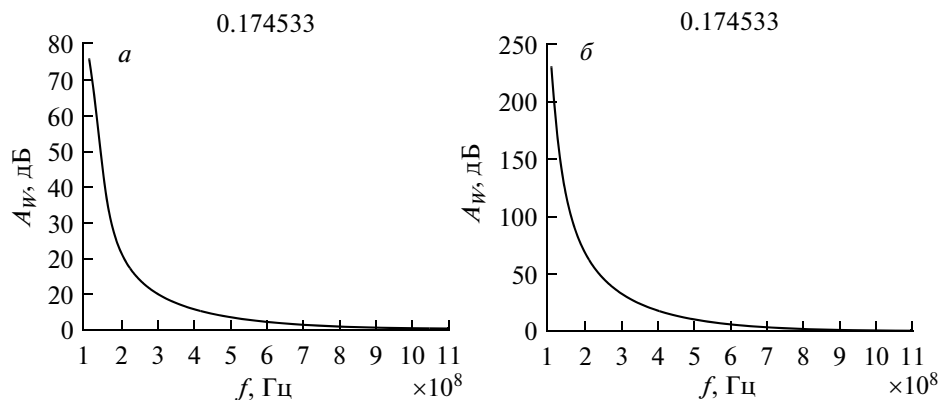


Рис. 5. Поглощение сигнала (в дБ) в зависимости от частоты для  $\psi \approx 0.175$  рад или  $\psi \approx 10^\circ$ : а – для слабой магнитной бури; б – для сильной магнитной бури. (Результаты представлены для региона Севера США, Аляска).

этот параметр представлен в дБ как зависимость от несущей частоты пробного радиосигнала, распространяющегося через возмущенную ионосферу при различных углах скольжения соответственно. Необходимые профили возмущенной плотности плазмы  $N(h)$  были взяты из рис. 4. (Более подробную информацию о возмущениях полной плотности плазмы в возмущенной ионосфере можно найти в публикациях [Basu Su. et al., 2001; Ledvina et al., 2002; Pfaff et al., 2008; Mishin and Blaunstein, 2008]).

Соответствующие значения полной плотности возмущенной плазмы были нормированы на вертикальные профили электронной концентрации и представлены на рис. 4 в соответствии с выводами работ [Демин и др., 1995; Blaunstein and Plohotniuc, 2008] для невозмущенной ионосферы средних широт для дневных и ночных условий. Вычисления интеграла (4) были проведены для  $h_{\min} = 50$  км и для  $h_{\max} = 500$  км.

Ниже мы рассмотрим два сценария слабой [Mishin and Blaunstein, 2008] и сильной [Pfaff et al., 2008] магнитной бури, которые показаны на рисунках 5а, б–7а, б.

Как следует из представленных иллюстраций, с увеличением силы магнитной бури (от слабой, рисунки серии а) к сильной (рисунки серии б) поглощение радиосигналов увеличивается примерно в три раза при более низких частотах от 100 до 500 МГц, в то время как на частотах 500–600 МГц поглощение не зависит от частоты, а зависит только от угла скольжения. В то же время, с увеличением угла скольжения, прослеживается одинаковая тенденция к снижению поглощения сигнала в два или три раза для слабых магнитных бурь, при сравнении с сильными бурями. Результаты вычислений, представленные выше, позволяют заключить, что магнитные бури, происходящие в северных и средних широтах ионосферы, могут вызвать существенное возмущение ионосферной плазмы и вызвать резкое ослабление радиосигналов до 500 МГц. Этот эффект зависит от угла скольжения и может быть незначительным для углов больше, чем  $\psi \geq 20^\circ$ . Поэтому с увеличением излучаемой частоты радиосигнала для того же угла скольжения или с увеличением угла скольжения на той же частоте, тенденция незначительного поглощения энергии сигнала очевидна.

### 3.2.2. Амплитуда ослабления сигнала “от точки к точке” и отклонения фазы сигнала

Следует отметить, что для радиосвязи и радаров другие характеристики затухания сигнала могут дать информацию о радиофизических эффектах, если иметь дело не с совокупной интенсивностью интегрального поглощения вдоль траектории радиоволны, а с амплитудой “от точки к точке” и

фазовым отклонением сигнала вдоль траектории. В этом случае важно знать, как возмущенные параметры ионосферной плазмы ослабляют амплитуду радиоволны и изменяют ее фазу. Чтобы понять эти радиофизические эффекты, мы рассмотрим произвольную монохроматическую радиоволну [Blaunstein and Christodoulou, 2007; Blaunstein and Plohotniuc, 2008]:

$$U(z, t) = A(z, t) \exp[i(\omega t - kz)]. \quad (5)$$

В данном случае комплексное волновое число  $k$  может быть описано через коэффициент затухания амплитуды волн  $\alpha$ , и коэффициент, определяющий изменение фазы волны в режиме реального времени,  $\beta$ , т.е.

$$k = \alpha + i\beta. \quad (6)$$

В отличие от обычного описания параметров  $\alpha$  и  $\beta$ , мы представим их через частоты столкновений частиц плазмы с использованием элементов кинетической теории (см. работы [Демин и др., 1995; Blaunstein and Plohotniuc, 2008]). Для численных вычислений, введем дополнительные обозначения и параметры для описания  $\alpha$  и  $\beta$ , такие как  $X = \omega_p^2 / \omega^2$  и  $Z = v / \omega$ , где  $\omega_p$  – фоновая плазменная частота в возмущенной ионосфере [Blaunstein and Plohotniuc, 2008]. Используя эти обозначения, мы получили

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[ 1 - \frac{X}{1 - iZ} \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \left[ 1 - \frac{X(1 + iZ)}{1 + Z^2} \right] = \frac{\omega^2}{c^2} \left[ 1 - \frac{X + iZX}{1 + Z^2} \right], \quad (7a)$$

или

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2} \left[ 1 - \frac{X}{1 + Z^2} - i \frac{ZX}{1 + Z^2} \right]. \quad (7b)$$

Теперь, вводя нормированные параметры (на волновое число в свободном пространстве  $k_0$ ),

$\tilde{\alpha} = \frac{\alpha}{k_0}$  и  $\tilde{\beta} = \frac{\beta}{k_0}$ , мы в итоге получаем:

$$\tilde{\alpha} = \frac{1 + \left(\frac{v}{\omega}\right)^2 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{1 + \left(\frac{v}{\omega}\right)^2} = \frac{\omega^2 + v^2 - \omega_p^2}{\omega^2 + v^2}, \quad (8a)$$

$$\tilde{\beta} = \frac{ZX}{1 + Z^2} = \frac{\left(\frac{v}{\omega}\right) \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{1 + \left(\frac{v}{\omega}\right)^2} = \frac{v \omega_p^2}{\omega(\omega^2 + v^2)}, \quad (8b)$$

где  $v = v_{em} + v_{ei} + v_{ee} = v_{em}(1 + q + q')$ ;  $q = v_{ei}/v_{em}$ ;  $q' = v_{ee}/v_{em}$ .

Отклонения параметров радиосигнала  $\alpha$  и  $\beta$  возмущенной области ионосферы были получе-

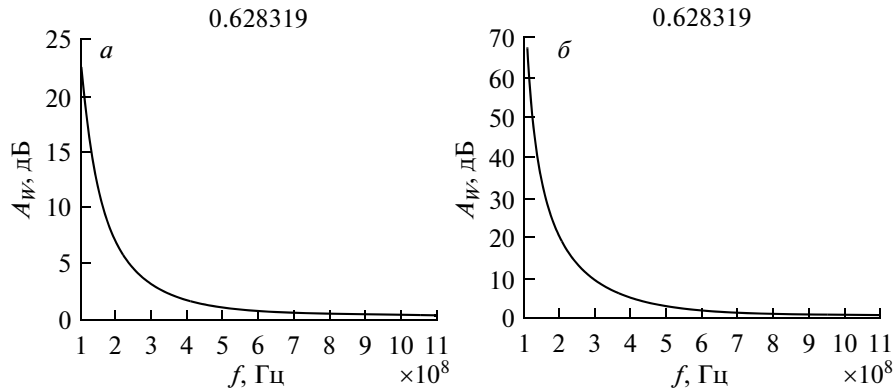


Рис. 6. Поглощение сигнала (в дБ) в зависимости от частоты для  $\psi \approx 0.628$  рад или  $\psi \approx 36^\circ$ : *a* – для слабой магнитной бури; *б* – для сильной магнитной бури.

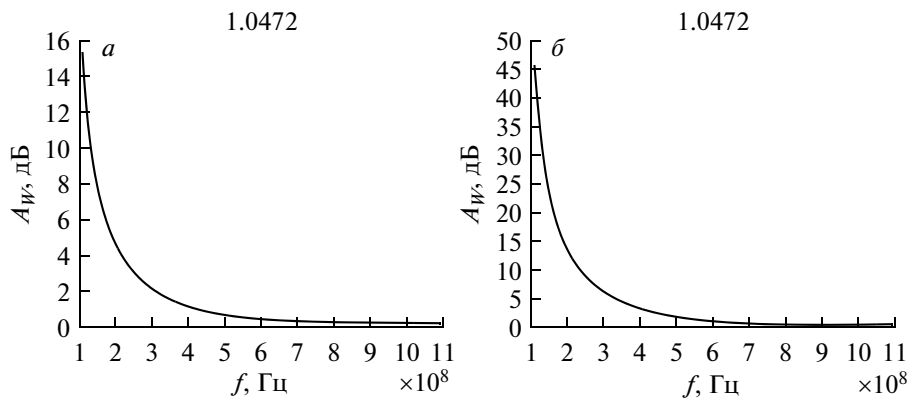


Рис. 7. Поглощение сигнала (в дБ) в зависимости от частоты для  $\psi \approx 1.05$  рад или  $\psi = 60^\circ$ : *a* – для слабой магнитной бури; *б* – для сильной магнитной бури.

ны с помощью параметров возмущенной ионосферы, т.е. отклонения плазменной частоты  $\omega_p/\omega_{p0}$ ; концентрации плазмы  $N/N_0$ ,  $N = N_0 + \delta N$ ,  $\delta N < N_0$ ; проводимости плазмы  $\sigma/\sigma_0$ , где  $\omega_{p0}$ ,  $N_0$  и  $\sigma_0$  являются фоновыми значениями невозмущенных ионосферных параметров [Blaunstein and Plohtniuc, 2008]:

$$\omega_{p0} = (4\pi N_0 e^2 / m_e)^{1/2}, \tag{9}$$

$$\varepsilon_0 = 1 - \left[ \omega_0^2 / (\omega^2 + (v_{em} + v_{ei})^2) \right], \tag{10}$$

$$\sigma_0 = \left[ \omega_0^2 (v_{em} + v_{ei}) / 4\pi (\omega^2 + (v_{em} + v_{ei})^2) \right]. \tag{11}$$

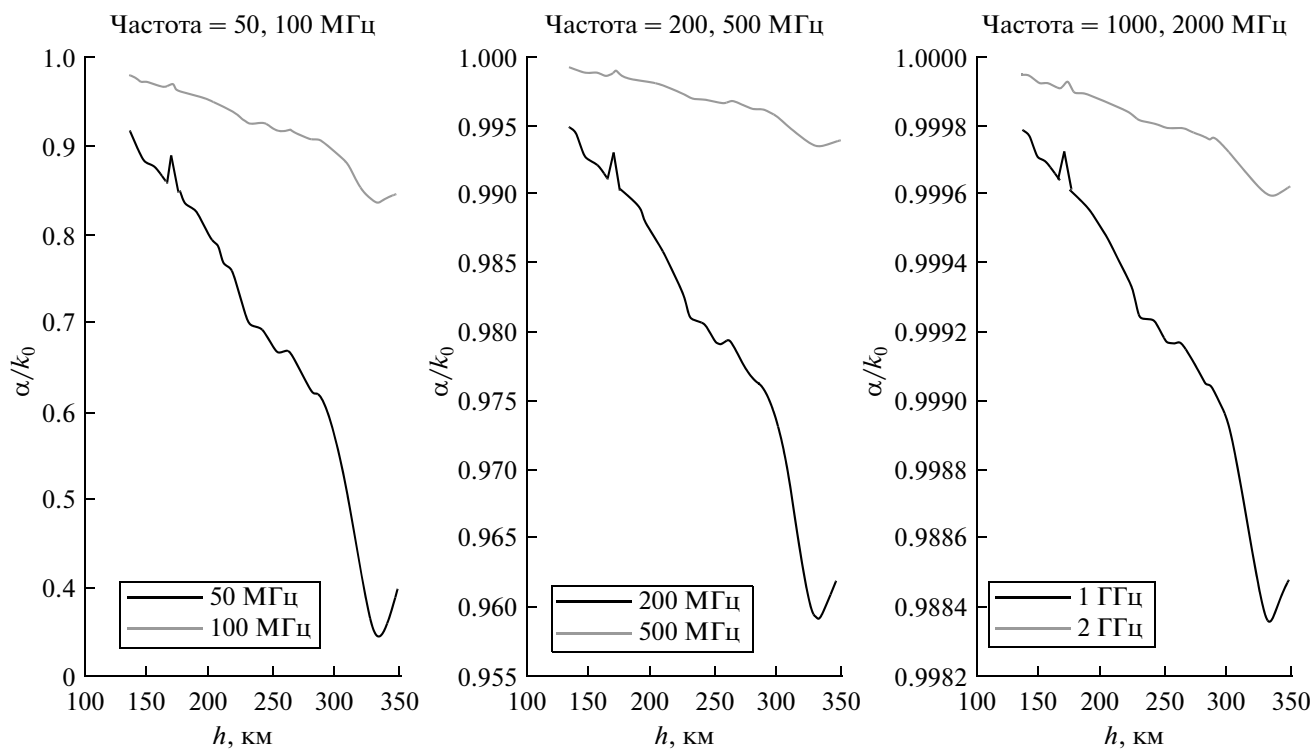
Здесь  $e$  и  $m_e$  – это заряд и масса электронов; другие параметры определены выше. На рисунках 8 и 9 представлены отклонения параметров радиосигналов  $\alpha$  и  $\beta$ , сравниваемые со значениями  $\alpha_0$  и  $\beta_0$ , полученными для невозмущенной ионосферной плазмы. Результаты расчетов для нормализованного затухания показаны на рис. 8, для нормализованной фазовой скорости – на рис. 9, в зависимости от высоты ионосферы для различных

частот пробных радиоволн, изменяющихся в диапазоне от 50 МГц до 2 ГГц (т.е. перекрывающем также полосу пропускания ВЧ, что важно для трансionoсферного распространения радиоволн).

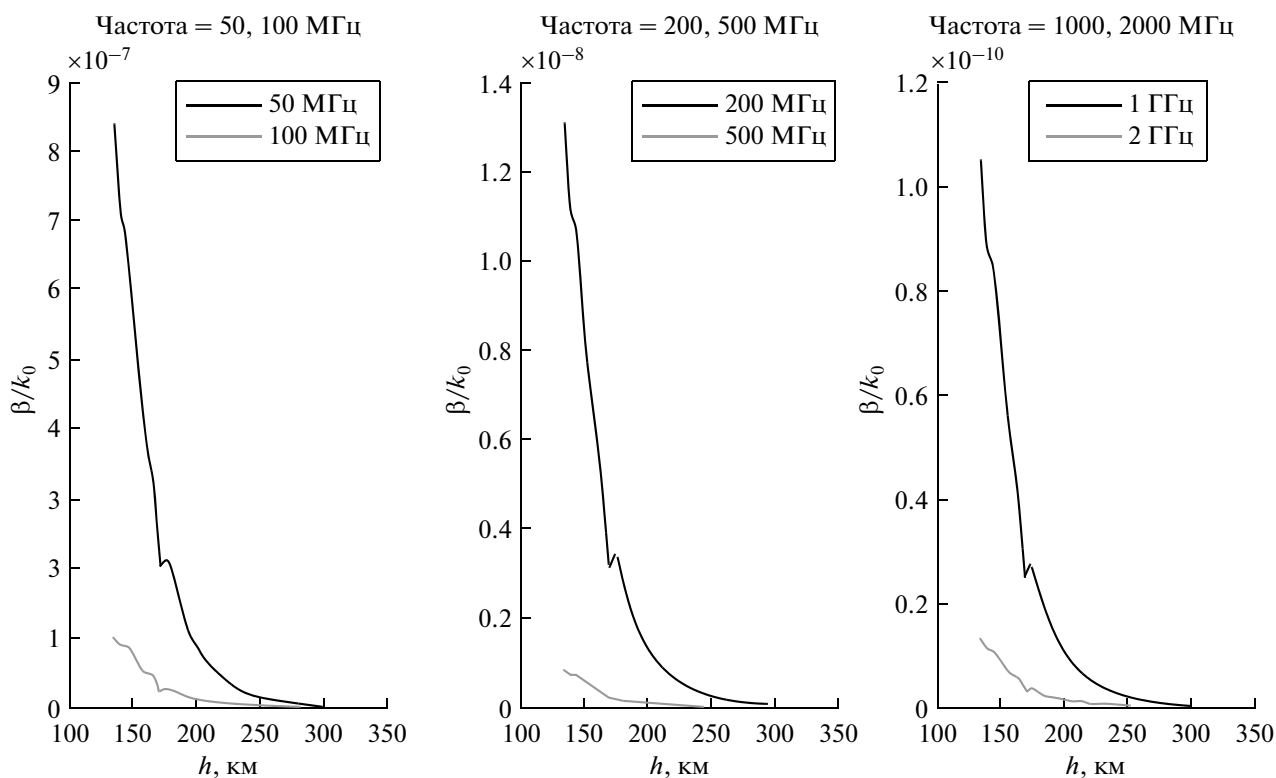
Таким образом, в своих расчетах мы использовали частоты, которые актуальны как в навигационных приложениях на трассах земля–ионосфера–земля ( $f < 500\text{--}600$  МГц), так и те, которые обычно используются в радиомониторинге ионосферы с помощью сигналов GPS/ГЛОНАСС ( $f > 900$  МГц).

Как видно из рис. 8, с увеличением частоты пробной радиоволны эффект затухания энергии волны ослабевает, и пробные радиоволны распространяются так же, как в невозмущенной ионосфере. Этот эффект сильно зависит от того, на каких высотах распространяется волна. Оценки показывают, что с увеличением высоты эффект затухания усиливается для всех рассматриваемых в работе частот.

На рисунке 9 явно просматривается тенденция уменьшения фазовой скорости радиоволны, про-

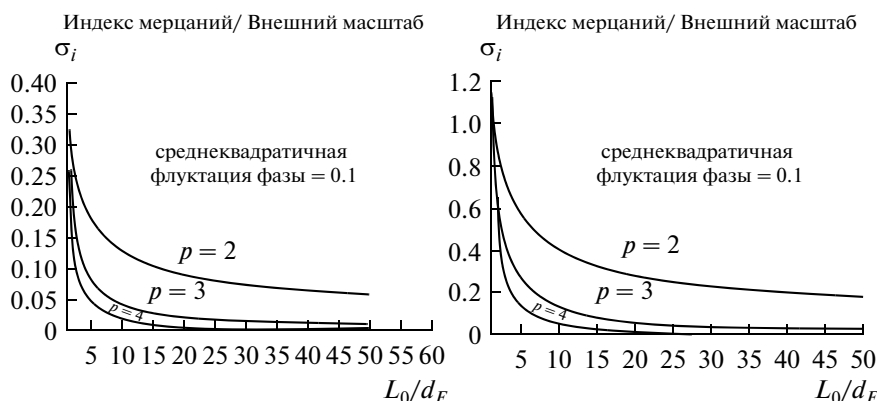


**Рис. 8.** Результаты расчетов для нормализованного затухания,  $\alpha$ , в зависимости от высоты ионосферы для различных частот пробных радиоволн, изменяющихся в диапазоне от 50 МГц до 2 ГГц.



**Рис. 9.** Результаты расчетов для нормализованной фазовой скорости,  $\beta$ , в зависимости от высоты ионосферы для различных частот пробных радиоволн, изменяющихся в диапазоне от 50 МГц до 2 ГГц.





**Рис. 10.** RMS индекса мерцаний относительно внешнего  $L_0$  для  $1.5d_F \leq L_0 \leq 50d_F$ : а – для  $\sqrt{\langle(\Delta\Phi)^2\rangle} = 0.1$  рад; б – для  $\sqrt{\langle(\Delta\Phi)^2\rangle} = 1$  рад.

ходящей через возмущенную область ионосферы с увеличением частоты пробной волны от 50 МГц до 2 ГГц, т.е. фазовая скорость пробной волны становится меньше в возмущенной плазме по сравнению со скоростью в невозмущенной плазме.

Этот эффект можно легко объяснить. Когда частота возрастает (или длина волны уменьшается по сравнению с размерами плазменных неоднородностей), эффект “дифракционного рассеяния” становится слабее и, вместо дефокусировки с сильными федингом, мы наблюдаем фокусировку со слабым федингом [Blaunstein and Christodoulou, 2007; Blaunstein and Plohotniuc, 2008].

### 3.2.3. Флуктуации интенсивности сигнала

Для исследования отклонений интенсивности сигнала в возмущенной ионосфере и соответствующей оценки индекса мерцаний, для моделей ионосферы с плоской отражающей поверхностью [Booker and Gordon, 1950; Booker et al., 1950; Booker, 1956; Booker and Majidi Ahi, 1981; Booker, 1981; Rino, 1982; Knepp, 1983; Farley, 1996] и отражающей поверхностью, обладающей кривизной [Ерухимов и др., 1980; Гайлит и др., 1983], были выполнены расчеты, впоследствии обобщенные в работах [Blaunstein and Christodoulou, 2007; Blaunstein and Plohotniuc, 2008].

В рамках изложенной в работе теоретической самосогласованной концепции можно оценить эффект магнитной бури по вариациям двух упомянутых выше параметров радиосигналов, распространяющихся в возмущенном ионосферном канале связи. Таким образом, только для условий магнитной бури, описываемых следующим PSD параметром  $p = 4$  ( $p' = 2$ ), введенным в разделе 2 (см. рис. 3), мы в конце концов получаем, следуя

работам [Blaunstein and Christodoulou, 2007; Blaunstein and Plohotniuc, 2008],

$$I(k) = 32 \langle(\Delta\Phi)^2\rangle \frac{L_0}{(1 + k^2 L_0^2)^2} \sin^2\left(\frac{1}{2} k^2 d_F^2\right). \quad (12)$$

В рамках самосогласованной модели, описанной в работах [Blaunstein and Christodoulou, 2007; Blaunstein and Plohotniuc, 2008] для различных сценариев, происходящих в сильно возмущенной ионосфере, получаем для  $p' = 2$  ( $p = 4$ ) следующее выражение индекса мерцаний:

$$\sigma_I^2 = \frac{8\sqrt{2}}{3\sqrt{\pi}L_0^3} d_F^3 \langle(\Delta\Phi)^2\rangle. \quad (13)$$

Расчеты индекса мерцаний, представленные формулой (13), были сопоставлены в работах [Blaunstein and Christodoulou, 2007; Blaunstein and Plohotniuc, 2008] с выражениями, которые получены в публикациях [Booker and Gordon, 1950; Booker et al., 1950; Booker, 1956; Booker and Majidi Ahi, 1981; Booker, 1981; Knepp, 1983; Rino, 1982] для слабых и умеренных возмущений плазмы (например, для  $p = 2$  ( $p' = 0$ ) и  $p = 3$  ( $p = 1$ ) соответственно), для внешнего масштаба  $L_0 = 10d_F$  и внутреннего масштаба  $l_0 = 10^{-2}d_F$ . На рисунках 10а и 10б показаны RMS индекса мерцаний,  $\sigma_I \equiv \sqrt{\sigma_I^2}$ , вычисленные для слабых ( $\sqrt{\langle(\Delta\Phi)^2\rangle} = 0.1$  рад) и умеренных ( $\sqrt{\langle(\Delta\Phi)^2\rangle} = 1$  рад) флуктуаций фазы по сравнению со среднеквадратичным значением отклонения фазы сигнала для различных PDS параметров  $p = 2, 3, 4$  и для различных масштабов ионосферных неоднородностей.

Видно, что при  $p = 2$  индекс мерцаний с увеличением флуктуации фазы в пределе стремится к единице. В последнем случае, для более высоких

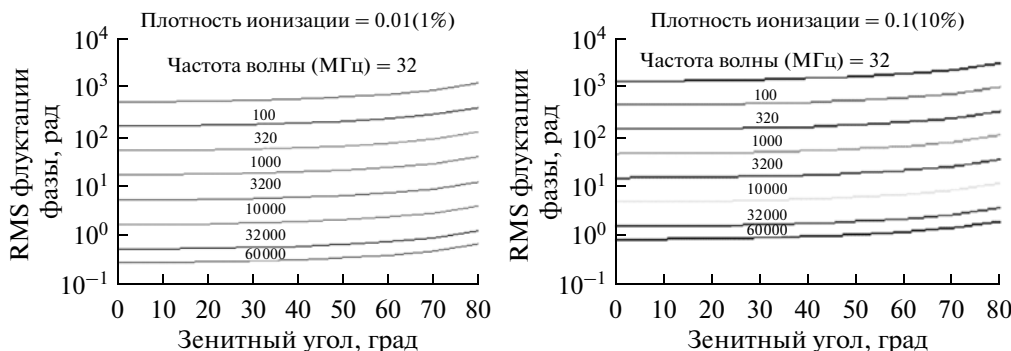


Рис. 11. RMS флуктуации фазы сигнала,  $\sqrt{\langle(\Delta\Phi)^2\rangle}$  (в радианах), в зависимости от зенитного угла спутника: *a* – для  $\delta N/N_0 = 0.01$  и для частот от 32 МГц до 60 ГГц; *b* – для  $\delta N/N_0 = 0.1$ .

значений спектральных индексов ( $p > 2$ ),  $\sigma_I$  превышает единицу в пределах  $0 < L_0/d_F < 1$  что объясняет нам фокусирующие свойства ионосферного слоя, состоящего из различных неоднородностей, и сильные изменения фазы сигнала после прохождения ионосферных возмущений.

### 3.2.4. Флуктуации фазы сигнала

Мы моделировали  $F$ -область ионосферы согласно методикам, изложенным в работах [Деминов и др., 1995; Blaunstein and Plohotniuc, 2008], как сферический 3- $D$  слой со средней концентрацией плазмы  $N$  и с внешним масштабом  $L_0$  (вместо 1- $D$  модели плоского слоя, как это было проведено в работах [Booker and Gordon, 1950; Booker et al., 1950; Booker, 1956; Booker and Majidi Ahi, 1981; Booker, 1981; Rino, 1982; Кнепп, 1983; Farley, 1996]) и со стандартными флуктуациями концентрации  $(\Delta N/N_0)^2 \equiv (\delta N/N_0)^2$ . Мы принимаем внешний масштаб  $L_0$  равным толщине возмущенной  $F$ -области ионосферы. В таких обозначениях среднеквадратичное значение флуктуации фазы радиосигнала может быть получено с помощью обобщенной модели [Деминов и др., 1995; Blaunstein and Christodoulou, 2007; Blaunstein and Plohotniuc, 2008], что в итоге дает

$$\langle(\Delta\Phi)^2\rangle = 4r_e^2 N_0^2 \left\langle \left( \frac{\delta N}{N_0} \right)^2 \right\rangle \lambda^2 H^2 \sec \chi. \quad (14)$$

Здесь  $r_e$  – радиус электрона. Для численных расчетов мы принимаем  $H = 100$  км и  $N_0 = 10^{11}$  м<sup>-3</sup>. На рисунках 11а и 11б, показаны RMS флуктуации фазы сигнала,  $\sqrt{\langle(\Delta\Phi)^2\rangle}$  (в радианах), в зависимости от зенитного угла спутника для различных частот от 32 МГц (ВЧ-диапазон) до 60 ГГц (СВЧ-диапазон) и для различных  $\delta N/N_0$  в про-

центах по отношению к средней концентрации плазмы, при  $N_0 = 10^{11}$  м<sup>-3</sup> – от 1% (слабая магнитная буря) до 10% (сильная магнитная буря) соответственно.

Здесь следует отметить, что полоса частот сигналов, которые мы исследуем, охватывает весь спектр полезных частот, работающих в канале связи земля–ионосфера–земля, спутниковой связи, GPS/ГЛОНАСС, а также в новых сетях следующего 4-го поколения, работающих на частотах от 10 до 60 ГГц. Как ясно видно из представленных частотных зависимостей, RMS флуктуации фазы сигнала имеют заметные значения только для зенитных углов больше 60–65° для средних и больших возмущений фоновой ионосферной плазмы, т.е. от 1 до 10%.

С ростом частоты волны флуктуации фазы становятся сильно зависимыми от  $\delta N/N_0$ . Таким образом, для спутниковой связи в диапазоне частот от 1 до 10 ГГц обычно используются зенитные углы 50–60°, для которых RMS флуктуации фазы увеличиваются от 1–5 рад до 20 рад ( $\delta N/N_0 = 0.01$ ), достигая 100 рад ( $\delta N/N_0 = 0.1$ ).

### 3.2.5. Воздействие быстрого фединга на радиосигнал

Основываясь на эффектах магнитных бурь, экспериментально наблюдаемых во время зондирования возмущенной ионосферы, мы проанализируем эффекты фединга на радиосигналы, определяемые  $K$ -параметром фединга, описанным выше в разделе 3.1. Для этих целей мы будем использовать отношения между параметром интенсивности мерцаний сигнала  $\sigma_I^2$  и  $K$ -параметром, который описывается формулой (3), в качестве критерия быстрого фединга внутри канала [Blaunstein and Christodoulou, 2007; Blaunstein and Plohotniuc, 2008]. Принимая во внимание наблю-

Таблица

Явление	Воздействие магнитной бури
Вариации плотности плазмы	Слабая буря – $\delta n/n_0 = 2-5\%$ . Сильная буря – $\delta n/n_0 = 10-20\%$ .
Затухание	Изменение в 3 раза от слабой магнитной бури к сильной (см. рисунки 5–7). Изменения не зависят от угла скольжения. В то же время, с уменьшением угла скольжения, для частот до 600 МГц, затухание радиосигнала увеличивается.
Флуктуации фазы	От десятков до сотен радиан с увеличением интенсивности магнитных бурь (см. рис. 11).
Вариации индекса мерцаний	От 0.4 до 0.8 (при $p = 2$ ) по отношению к невозмущенной ионосфере (см. рис. 10).
Критерий быстрого фединга	$K \in [0.8-1.6]$ ; $I_{co}$ того же порядка или чуть выше, чем $I_{inc}$ . Для описания таких радиоканалов может быть использован закон Райса.

даемые экспериментально [Basu Su et al., 2001; Ledvina et al., 2002; Kintner and Ledvina, 2005] изменения индекса мерцаний  $S_4 \equiv \sigma_f^2$  в пределах от 0.4 до 0.8 (см. также рис. 1 и рис. 2, раздел 2), получим, что соответствующий *K-параметр* изменяется в диапазоне от 1.1 до 1.6, что указывает на наличие прямой видимости между наземной и спутниковой антеннами. Из приведенных выше примеров видно, что сигнал при прямом распространении имеет тот же порядок или выше, чем при отсутствии прямой видимости. Другими словами, когерентная составляющая интенсивности сигнала дополняется эффектами многолучевого распространения (т.е. некогерентной составляющей), вызванными дифракционным рассеянием радиосигналов на малых и умеренных масштабах неоднородной плотности плазмы  $\delta N/N_0$ , которые существуют в возмущенной ионосфере (см. рис. 1–рис. 3). Изменение *K-параметра* в диапазоне от 1.1 до 1.6 означает, что когерентная компонента при наличии прямой видимости превышает некогерентную компоненту (непрямое распространение) даже в возмущенной ионосфере. Как было показано в работах [Blaunstein and Christodoulou, 2007; Blaunstein and Plohotniuc, 2008], зная *K-параметр* быстрого фединга, можно прогнозировать отклонения параметров сигнала, проходящего через возмущенный радиоканал, таких как например, спектральная эффективность и количество ошибок двоичных сигналов (bit error rate – BER).

#### 4. ВЫВОДЫ

Представлены теоретические расчеты интенсивности и флуктуации фазы радиосигналов, распространяющихся в субавроральной и среднеширотной ионосфере во время магнитных бурь. Основные параметры ионосферы и параметры неоднородностей, используемых в расчетах, взяты из наблюдений на спутниках DMSP во время магнитных бурь. В том числе были рассмотрены два случая, когда во время бури наблюдались интенсивные мерцания радиосигналов (см. раздел 2

и соответствующую библиографию [Basu Su et al., 2001; Ledvina et al., 2002; Erickson et al., 2002; Foster and Burke, 2002; Mishin et al., 2003; Kintner and Ledvina, 2005; Mishin and Burke, 2005; Pfaff et al., 2008; Mishin and Blaunstein, 2008]).

На основе экспериментальных наблюдений, обобщенных в работе [Демин и др., 1995], а также теоретических методик, обобщенных в работах [Blaunstein and Christodoulou, 2007; Blaunstein and Plohotniuc, 2008], с их помощью может быть проведена оценка и прогноз основных параметров, представленных в таблице.

Дополнительные особенности, которые должны быть упомянуты в выводах.

– Даже мелкие неоднородности плотности плазмы  $\delta n/n_0 \equiv \sqrt{\langle |\delta N/N_0|^2 \rangle}$  (несколько процентов), создаваемые во время магнитных бурь, приводят к значительным изменениям амплитуды и мерцаниям фазы на частотах менее 500–600 МГц, в то время как для сигналов в полосе ~1 ГГц их интенсивность недостаточна для нарушения радиосвязи на частотах в пределах 5–10 ГГц.

– Сильные флуктуации плотности плазмы (до 20%), имеющие место во время сильных магнитных бурь приводят к сильному и быстрому затуханию радиосигналов с заметными колебаниями интенсивности сигнала (от 5 до 10%) и флуктуациям фазы (до нескольких десятков радиан). Этот эффект зависит от частоты зондирующего сигнала и уменьшается с 1 до 0.1% – для интенсивности сигнала, и от десятков радиан до долей радиан – для отклонения фазы сигнала, с увеличением частоты.

– В возмущенной ионосфере *K-параметр* меняется от единицы до нескольких единиц, что указывает на существование одного и того же порядка когерентной и некогерентной компонент интенсивности сигнала, т.е. существование сильных мультипликативных шумов полученных из-за явления быстрого фединга, который полностью описывается законом Райса [Blaunstein and Christodoulou, 2007].

Наконец, знание основных параметров наземных спутниковых каналов связи, проходящих через возмущенную ионосферу, позволяет оценить основные параметры сигнала и канала, такие как пропускная способность и спектральная эффективность канала, количество ошибок двоичных кодов в сигналах связи (bit error rate – BER) и т.д. Эти аспекты нуждаются в дополнительных серьезных теоретических изысканиях, и они будут исследованы в будущем.

### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- Гайлит Т.А., Гусев В.Д., Ерухимов Л.М., Шниро П.И. О спектре фазовых флуктуаций во время просвечивания ионосферы // Изв. вузов. Радиофизика. Т. 26. № 5. С. 795–801. 1983.
- Гельберг М.Г. Неоднородности высокоширотной ионосферы. Новосибирск: Наука. 193 с. 1986.
- Гуревич А.В., Цеделина Е.Е. Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. М.: Наука. 248 с. 1979.
- Денисов Н.Г., Ерухимов Л.М. Статические свойства фазовых флуктуаций во время полного отражения от слоя // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 5. № 4. С. 695–702. 1966.
- Деминов М.Г., Карпачев А.Т., Афонин В.В., Аннакулиев С.К., Шмилауер Я. Динамика среднеширотного ионосферного провала в периоды бурь. I. Качественная картина // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 35. № 1. С. 73–79. 1995.
- Ерухимов Л.М., Рыжков В.А. Анализ фокусированных ионосферных неоднородностей радиоастрономическими методами на частотах 13–54 МГц // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 5. № 4. С. 693–697. 1971.
- Ерухимов Л.М., Комраков Г.П., Фролов В.Л. О спектре искусственной мелкомасштабной ионосферной турбулентности // Геомагнетизм и аэрномия. Т. 20. № 6. С. 1112–1114. 1980.
- Basu Su., Basu Sa., Villadares C.E. et al. Ionospheric effects of major magnetic storms during the International Space Weather Period of September and October 1999: GPS observations, VHF/UHF scintillations and in situ density structures at middle and equatorial latitudes // J. Geophys. Res. V. 106. № 3. P. 389–399. 2001.
- Backley R. Diffraction by random phase screen with very large rms phase deviation. Two-dimensional screen // Austral. J. Phys. V. 24. P. 373–396. 1971.
- Blaunstein N., Plohotniuc E. Ionosphere and applied aspects of radio communication and radar. New York, USA: CRC Press, Taylor and Frances. 577 p. 2008.
- Blaunstein N. Wireless communication systems / Handbook of engineering electromagnetics. Ed. R. Bansal. New York, USA: Wiley & Sons. P. 417–481. 2004.
- Blaunstein N., Christodoulou Ch. Radio propagation and adaptive antennas for wireless communication links: terrestrial, atmospheric and ionospheric. New Jersey, USA: Wiley InterScience. 614 p. 2007.
- Booker H.G., Gordon W.E. A theory of radio scattering in the ionosphere // Proc. IRE. V. 38. № 4. P. 400–412. 1950.
- Booker H.G., Ratcliffe S.A., Shinn D.H. Diffraction from an irregular screen with applications to ionospheric problems // Philos. Trans. Roy. Soc. London. Ser. A. V. 242. P. 579–607. 1950.
- Booker H.G. A theory of scattering by non-isotropic irregularities with application to radar reflection from the Aurora // J. Atmos. Terr. Phys. V. 8. № 2. P. 204–221. 1956.
- Booker H.G., Majidi Ahi G. Theory of refractive scattering in scintillation phenomena // J. Atmos. Terr. Phys. V. 43. № 11. P. 1199–1214. 1981.
- Booker H.G. Application of refractive scintillation theory to radio transmission through the ionosphere and the solar wind and to reflection from a rough ocean // J. Atmos. Terr. Phys. V. 43. № 11. P. 1215–1233. 1981.
- Crain C.M., Booker H.G., Fergusson S.A. Use of refractive scattering to explain SHF scintillations // Radio Sci. V. 14. № 1. P. 125–133. 1974.
- Erickson P., Foster J., Holt J. Inferred electric field variability in the polarization jet from Millstone Hill E region coherent scatter radar observations // Radio Sci. V. 37. № 10. P. 1027–1036. 10.1029/2000RS002531. 2002.
- Farley D.T. Incoherent Scatter Radar Probing / Modern Ionospheric Science. Eds. Kohl H., Ruster R., Schlegel K. Katlenburg-Lindau, Germany: Copernicus GmbH. P. 415–439. 1996.
- Foster J., Rich F. Prompt midlatitude electric field effects during severe magnetic storms // J. Geophys. Res. V. 103. №. P. 26.367–26.373. 1998.
- Foster J., Burke W. A new categorization for subauroral electric fields // EOS Trans. AGU. V. 83. P. 393–401. 2002.
- Gurevich A.V. Nonlinear phenomena in the ionosphere. Berlin, Germany: Springer-Verlag. 372 p. 1978.
- Guzdar P., Goncharenko N., Chaturvedi P., Basu S. Three-dimensional nonlinear simulations of the gradient drift instability in the high-latitude ionosphere // Radio Sci. V. 33. P. 1901–1912. 1998.
- Hudson M., Kelley M. The temperature gradient instability at the equatorward edge of the ionospheric plasma trough // J. Geophys. Res. V. 81. №. P. 3913–3921. 1976.
- Hardy D., Schmidt L., Gussenhoven M., Marshall F., Yeh H., Shumaker T., Huber A., Pantazis J. Precipitating electron and ion detectors (SSJ/4) for block 5D/Flights 4–10 DMSP satellites: Calibration and data presentation // Tech. Rep., AFGL-TR-84-0317. Air Force Geophysical Lab., Hanscom Air Force Base. Massachusetts. USA. 1984.
- Kadomtsev B. Plasma turbulence. New York, USA: Academic Press. 310 p. 1965.
- Keskinen M., Basu Su., Basu Sa. Mid-latitude sub-auroral small scale structure during a magnetic storm // Geophys. Res. Lett. V. 31. L09811/10.1029/2003GL019368. 2004.
- Kintner P., Ledvina B.M. The ionosphere, radio navigation, and global navigation satellite systems // Adv. Space Res. V. 35. № 5. P. 788–811. 2005.

- *Knepp D.L.* Multiple phase-screen calculation of the temporal behavior of stochastic waves // Proc. IEEE. V. 71. P. 722–737. 1983.
- *Ledvina B.M., Makela J.J., Kitner P.M.* First observations of intense GPS L1 amplitude scintillations at midlatitude // Geophys. Res. Lett. V. 29. P. 1659–1662. 2002.
- *Maynard N., Burke W., Basinska E., Erickson G., Hughes W., Singer H., Yahnin A., Hardy D., Mozer F.* Dynamics of the inner magnetosphere near times of substorm onsets // J. Geophys. Res. V. 101. N. P. 7705–7715. 1996.
- *Mishin E., Burke W., Huang C., Rich F.* Electromagnetic wave structures within subauroral polarization streams // J. Geophys. Res. V. 108. № . P. 1309–1315. 2003.
- *Mishin E.V., Burke W.J.* Stormtime coupling of the ring current, plasmasphere and topside ionosphere: Electromagnetic and plasma disturbances // J. Geophys. Res. V. 110. № A07209. P. 7209–7216. 2005.
- *Mishin E., Blaunstein N.* Irregularities within subauroral polarization stream-related troughs and GPS radio interference at midlatitudes / Midlatitude Ionospheric Dynamics and Disturbances. Eds. Kintner P., Coster A., Fuller-Rowell T., Mannucci A., Mendillo M., Heelis R. AGU Geophysical Monograph Series 181. P. 291–295. 10.1029/181GM26. 2008.
- *Pfaff R., Liebrecht C., Berthelier J.-J., Malingre M., Parrot M., Lebreton J.-P.* DEMETER satellite observations of plasma irregularities in the topside ionosphere at low, middle, and sub-auroral latitudes and their dependence on magnetic storms / Midlatitude ionospheric dynamics and disturbances. Eds. Kintner P., Coster A., Fuller-Rowell T., Mannucci A., Mendillo M., Heelis R. AGU Geophysical Monograph Series 181. P. 297–310. 10.1029/181GM26. 2008.
- *Rich F.J., Hairston M.* Large-scale convection patterns observed by DMSP // J. Geophys. Res. V. 79. №. P. 3827–3835. 1994.
- *Rino C.L., Fremouw E.J.* The angle dependence of single scattered wave fields // J. Atmos. Terr. Phys. V. 39. №. P. 859–868. 1977.
- *Rino C.L.* On the application of phase screen models to the interpretation of ionospheric scintillation data // Radio Sci. V. 17. P. 855–867. 1982.
- *Saunders S.R.* Antennas and Propagation for Wireless Communication Systems. New York, USA: Wiley and Sons. 409 p. 1999.
- *Shkarofsky I.P., Johnston T.W., Bachynski M.P.* The particle kinetics of plasmas. London, England: Addison-Wesley. 389 p. 1966.
- *Titheridge J.E.* The diffraction of satellite signals by isolated ionospheric irregularities // J. Atmos. Terr. Phys. V. 33. № 1. P. 47–69. 1971.
- *Tsyтович V.N.* Nonlinear effects in plasma. New York, USA: Plenum Press. 325 p. 1970.
- *Wernik A.W., Liu C.H.* Application of the scintillation theory to ionospheric irregularities studies // J. Artificial Satellites. V. 10. P. 37–58. 1975.