

**А. П. Николаенко, М. Хайакава\***

*Институт радиофизики и электроники им. А. Я. Усикова НАН Украины*

*12, ул. Ак. Проскуры, Харьков, 61085, Украина*

E-mail: [sasha@ire.kharkov.ua](mailto:sasha@ire.kharkov.ua)

*\*Институт сейсмоэлектромагнетизма Хайакавы и К<sup>о</sup>*

*Инкубационный центр Университета электросвязи*

*Научно-исследовательский центр современной беспроводной связи Университета электросвязи*

*1-5-1 Чофугаока, Чофу, Токио 182-8585, Япония*

Email: [hayakawa@hi-seismo-em.jp](mailto:hayakawa@hi-seismo-em.jp)

## ВОЗМУЩЕНИЕ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ НАД ОЧАГОМ ЗЕМЛЕТРЯСЕНИЯ И АНОМАЛЬНЫЕ СИГНАЛЫ ГЛОБАЛЬНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО РЕЗОНАНСА ЧАСТЬ 1. МОДЕЛИ ИОНОСФЕРЫ

Моделируется влияние неоднородности ионосферы над очагом землетрясения на Тайване в записях шумановского резонанса в Японии. Изменения в резонансном спектре происходят за счет интерференции обычных радиосигналов с волнами, отраженными от неоднородности над очагом землетрясения. В 1-й части представлены типичные модели сверхнизкочастотной (СНЧ) постоянной распространения и описана ее связь с вертикальным профилем проводимости атмосферы. Основное внимание уделено профилю с коленом, который широко используется при моделировании шумановского резонанса. Приведены четыре модели колена, использованные в литературе, и формулы, необходимые для расчета комплексной постоянной распространения СНЧ-радиоволн. Предполагается, что пресеismicкая и seismicкая активность уменьшает высоту нижней границы ионосферы над очагом землетрясения. Максимальное снижение достигает 20 км, а само возмущение симметрично и описывается гауссоидой с горизонтальным масштабом 1 000 км. Ил. 5. Табл. 3. Библиогр.: 26 назв.

**Ключевые слова:** шумановский резонанс, проводимость атмосферы, неоднородности ионосферы.

Рассмотрим регулярные модели ионосферы и получение с их помощью частотной зависимости комплексной постоянной распространения сверхнизкочастотных (СНЧ) радиоволн. Затем в однородную модель с коленом в вертикальном профиле проводимости будет внесено возмущение и рассчитано соответствующее изменение постоянной распространения. Во 2-й части работы будет рассмотрено влияние такой неоднородности на сигналы глобального электромагнитного резонанса.

Строго говоря, при расчетах сверхнизкочастотных полей в полости Земля–ионосфера сведения об ионосфере не нужны. Для этого достаточно указать частотную зависимость комплексной постоянной распространения  $\nu(f)$  и эффективную высоту ионосферы  $h$ . Свойствами ионосферы интересовались на заре СНЧ-исследований, когда о нижней ионосфере было известно мало, и предполагалось, что по профилю проводимости, измеренному по наблюдениям сигналов сверхдлинноволновых (СДВ) передатчиков (диапазон 10...30 кГц), можно будет рассчитать СНЧ-поля. Однако на этом пути встретились настолько серьезные трудности, что от использования профиля проводимости в практике СНЧ-исследований надолго отказались. Необходимую для расчета частотную зависимость  $\nu(f)$  стали определять по данным измерений шумановского резонанса и при необходимости экстраполировать ее на более высокие частоты, где работают СНЧ-передатчики.

При этом все же предпринимались попытки определить свойства нижней ионосферы по наблюдаемым параметрам глобального электромагнитного резонанса [1–5]. В работах [1, 2] результаты модельных расчетов сопоставлялись с наблюдениями. В качестве исходных данных использовались высотные профили концентрации электронов и положительных ионов, а также профиль эффективной частоты соударений электронов. Электродинамическую задачу о проникновении волны в неоднородную по высоте ионосферу удалось свести к нелинейному уравнению первого порядка относительно сферического поверхностного импеданса с граничными условиями на Земле и в глубине ионосферы. Поскольку радиоволны, затухая, проникают в ионосферу до некоторой высоты, решение слабо зависит от параметров плазмы выше этой достаточно большой высоты. Отсюда ионосферу считали однородной и использовали импеданс однородной плазмы. Задача на собственные значения решалась численно по методу последовательных приближений. При фиксированной частоте решение уравнения для импеданса прогонялось сверху вниз, а полученная невязка в величине поверхностного импеданса на Земле использовалась для вычисления поправки к волновому числу по методу Ньютона (детали можно найти в работах [1, 2]). Процесс повторялся до тех пор, пока невязка не становилась меньше заданного порога. Удалось получить высокое соответствие модельных и наблюдательных данных, однако полученный при этом про-

филь нижней ионосферы оказался сложной функцией высоты, что затрудняло его использование в практических применениях. Общим недостатком всех «непрерывных» профилей проводимости [3–5] является сложность и громоздкость применяемого математического аппарата.

**1. Эмпирические модели постоянной распространения.** Для построения моделей постоянной распространения  $\nu(f)$  используют наблюдаемые пиковые частоты и ширины резонансных максимумов (добротности) в спектре резонансных колебаний. По ним оценивается зависимость  $\nu(n)$ , где  $n$  – номер резонансного мода [1, 2]. На пиковых частотах  $f_n$  действительная часть постоянной распространения  $\text{Re}[\nu(f)]|_{f=f_n} = n$ , а ее мнимая часть, характеризующая затухание радиоволн, находится по значениям пиковой час-

тоты  $f_n$  и добротности  $Q_n$ . На других частотах зависимость  $\nu(f)$  получают с помощью интерполяции или экстраполяции.

Очевидно, что присутствие помех в пункте приема искажает резонансные параметры и таким образом ухудшает точность модели  $\nu(f)$ . Чтобы избавиться от местных помех, были выполнены синхронные и когерентные измерения шумановского резонанса в вертикальном электрическом поле  $E$  в пунктах приема Харьков и Улан-Удэ. Это позволило получить не только энергетические спектры в каждой из обсерваторий, но и комплексные взаимные спектры резонанса, а также амплитудные спектры всплесков СНЧ-излучений, записанных одновременно в двух обсерваториях [1, 2, 6, 7]. В табл. 1 приведены усредненные данные эксперимента, которые представлены на графиках рис. 1.

Таблица 1

Постоянная распространения СНЧ-радиоволн, найденная по синхронным и когерентным наблюдениям шумановского резонанса на базе Харьков – Улан-Удэ

Номер мода $n$	Пиковая частота $f_n$ , Гц	$\text{Re}[\nu(n)]$	Затухание СНЧ-радиоволн $-\text{Im}[\nu(n)]$ , найденное из различных спектров		
			Энергетический	Взаимный	СНЧ-всплески
1	8	1	$0,13 \pm 0,03$	$0,08 \pm 0,02$	$0,17 \pm 0,03$
2	14	2	$0,21 \pm 0,04$	$0,16 \pm 0,05$	$0,19 \pm 0,05$
3	20	3	$0,27 \pm 0,06$	$0,23 \pm 0,07$	$0,21 \pm 0,05$
4	26	4	$0,34 \pm 0,08$	$0,23 \pm 0,03$	$0,21 \pm 0,05$
5	32	5	$0,40 \pm 0,13$	$0,28 \pm 0,08$	$0,22 \pm 0,07$
6	37	6	–	–	$0,22 \pm 0,06$
7	41,5	7	–	–	$0,12 \pm 0,04$

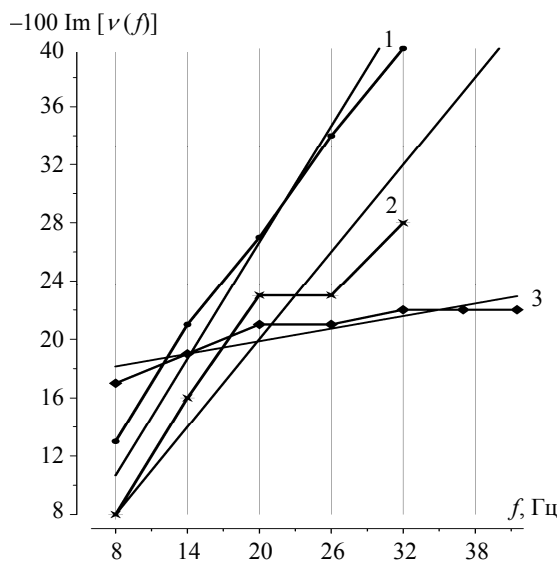


Рис. 1. Графики СНЧ-затухания, полученного из синхронных когерентных измерений шумановского резонанса в Харькове и Улан-Удэ: 1 – энергетические спектры; 2 – взаимные спектры; 3 – спектры всплесков СНЧ-излучений

На рис. 1 вдоль оси абсцисс отложена частота, а вдоль ординаты приведено затухание радиоволн. Поскольку на пиковых частотах реальная часть постоянной распространения равна номеру мода, а затухание находят из ширины резонансных линий, измеренные значения затухания показаны точками. Как видно, затухание радиоволн оказывается самым высоким, если его оценивать по энергетическим спектрам. Это связано с влиянием локальных помех, «приподнимающих» энергетический спектр над осью частот, что снижает наблюдаемую добротность. Затухание, найденное по СНЧ-всплескам, оказывается наименьшим, а затухание, определенное по взаимным спектрам, занимает промежуточное положение, поскольку во взаимном спектре местные помехи подавляются.

Опытные данные можно аппроксимировать тремя линейными функциями частоты, показанными на рисунке прямыми 1–3:

– 1 – энергетические спектры дают зависимость  $\nu(f) = (f - 2) / 6 - i f / 75$ ;

– 2 – взаимные спектры отвечают формуле  $\nu(f) = (f - 2)/6 - if/100$ ;

– 3 – всплески СНЧ-излучений описываются формулой  $\nu(f) = (f - 2)/6 - i(1/6 + f/700)$ .

Реальные части полученных постоянных распространения совпадают, поскольку пиковые частоты равны 8, 14, 20 Гц и т. д. Таким образом, полученные модели отличаются друг от друга величиной затухания.

Важно отметить, что приведенные выше линейные зависимости постоянной распространения от частоты достаточно точны и очень удобны. В литературе используется немало моделей  $\nu(f)$ . Наиболее точной из них признана модель [8], в которой используется следующий формализм:

$$\nu(\nu + 1) = (kaS)^2, \quad (1)$$

где  $a$  – радиус Земли;  $k$  – волновое число в свободном пространстве;  $S$  – комплексный параметр равный

$$S = c/V_{ph} - i(5,59)\alpha/f. \quad (2)$$

В эмпирической модели [8] задаются частотные зависимости действительной и мнимой части параметра  $S$

$$\text{Re}[S] = 1,64 - 0,1759 \ln(f) + 0,01791 \ln^2(f); \quad (3)$$

$$\alpha = 0,063 f^{0,64}, \quad (4)$$

а по ним из формулы (1) находится постоянная распространения, которая используется в расчетах электромагнитных полей в резонаторе Земля–ионосфера.

**2. Модель колена.** Вертикальные изменения проводимости нижней ионосферы моделируются с помощью эффективной экспоненциальной зависимости. Такая модель давно построена для сверхдлинных радиоволн в работах [9, 10]. В ней задается проводимость на некоторой высоте, где токи проводимости становятся равны токам смещения на данной частоте (обычно ~ 90 км), и высотный масштаб проводимости (обычно ~ 3 км) или же его обратная величина.

К сожалению модели СДВ-распространения не работают на СНЧ. Здесь в рамках того же экспоненциального профиля проводимости пришлось разработать новый подход. Как показано [11], постоянная распространения СНЧ-радиоволн зависит от двух характерных высот профиля. Нижняя из них, называемая «электрической» высотой  $h_0$  находится на данной частоте  $f$  из условия равенства токов проводимости и токов смещения

$$\sigma_E(h_0) = 2\pi f \varepsilon_0, \quad (5)$$

где  $\varepsilon_0$  – диэлектрическая постоянная вакуума.

Начиная с высоты  $h_0$  электрическое поле быстро затухает вглубь плазмы. Магнитное поле

проникает на большие высоты в неоднородную плазму, до характерной «магнитной» высоты  $h_1$ , где оказываются равными локальный высотный масштаб профиля проводимости и длина волны в ионосфере. Это условие имеет вид

$$\sigma_M(h_1) = [4\mu_0\omega\zeta_{M^2}]^{-1}, \quad (6)$$

где  $\omega = 2\pi f$  – круговая частота;  $\mu_0$  – магнитная проницаемость вакуума;  $\zeta_M$  – шкала высот в окрестности верхней характерной высоты.

Комплексный параметр  $S$ , по которому находится постоянная распространения (1), зависит от четырех параметров профиля:

$$S = \sqrt{\frac{h_1}{h_0} \left[ 1 + i \frac{\pi}{4} \left( \frac{\zeta_0}{h_0} + \frac{\zeta_1}{h_1} \right) \right]}. \quad (7)$$

Для заданной частоты радиосигнала  $f$  по формулам (5) и (6) находят «электрическую» и «магнитную» проводимости. Затем с помощью вертикального профиля проводимости атмосферы определяют характерные высоты и масштабы, что позволяет рассчитать по формуле (7) функцию  $S$  и по формуле (1) найти постоянную распространения  $\nu(f)$ . Этот процесс, предложенный в работе [11] для монохроматических радиосигналов, иллюстрируется рис. 2, где приведен профиль проводимости атмосферы, использованный в работах [3–5].

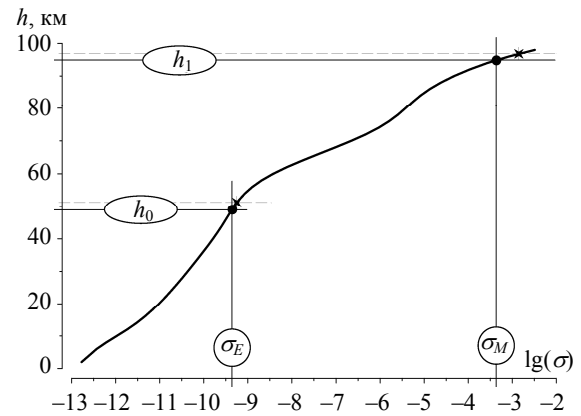


Рис. 2. Определение характерных высот на вертикальном профиле проводимости атмосферы

Пусть частота монохроматического сигнала равна 8 Гц, тогда по ней находят «электрическую» и «магнитную» проводимости, равные  $\sigma_E = 4,453 \cdot 10^{-10}$  См/м и  $\sigma_M = 4,398 \cdot 10^{-4}$  См/м. Для получения «магнитной» проводимости необходим высотный масштаб, который в верхней части профиля примерно равен 3 км, график функции  $\zeta(h)$  нами не приводится.

Найденные значения характерных высот нанесены на профиль проводимости в виде жирных

точек. Показаны также служебные линии, используемые для определения электрической и магнитной высот, которые оказались равными 49 и 95 км соответственно. Для расчета постоянной распространения по формулам (7) и (1), кроме двух характерных высот, необходимы еще масштабы проводимости. Если трансформировать эти формулы к параметрам шумановского резонанса [12, 13], то получаются следующие соотношения для резонансных частот и добротности колебаний:

$$f_n = \sqrt{\frac{h_0}{h_1}} \frac{c\sqrt{n(n+1)}}{2\pi a}; \quad (8)$$

$$Q_n = \left[ \pi \left( \frac{\zeta_E}{h_0} + \frac{\zeta_M}{h_1} \right) \right]^{-1}. \quad (9)$$

Изложенный подход упрощает вычисления, однако он становится неудобным, если речь идет о широкополосных сигналах, к которым относится шумановский резонанс, занимающий полосу частот вплоть до 100 Гц. Действительно, если частота радиосигнала изменяется, то на профиле приходится искать переменные значения характерных высот. Если частота увеличивается, то первая из них возрастает, а вторая убывает. Приходится также искать и новые высотные масштабы. Такая процедура громоздка и неудобна. Обобщение экспоненциальной модели на случай широкополосного сигнала было предложено в работах [12–16].

Эти модели стали применяться с 1980-х гг. для оценки ожидаемых параметров глобальных электромагнитных резонансов на других планетах Солнечной системы [12–15]. Тогда же были выведены формулы (8) и (9). В наше время профиль проводимости атмосферы используется при описании влияния космической погоды или сейсмической активности на глобальный электромагнитный резонанс, когда по изменениям ионосферы необходимо оценивать ожидаемые возмущения СНЧ-спектров.

Опишем одномасштабную экспоненциальную модель, которая избавляет от необходимости обращаться к графикам. На произвольной частоте  $f$  нижнюю и верхнюю высоты находят из формул [12, 13]

$$h_0 = G_h + \zeta \ln(f / F_g); \quad (10)$$

$$h_1 = h_0 - 2\zeta \ln(2k\zeta). \quad (11)$$

Здесь используются высота и частота привязки  $G_h$  и  $F_g$ . Основное отличие работ, использующих экспоненциальные профили в диапазоне частот, состоит именно в привязке. В первых работах [12, 13] применялась «нижняя» привязка  $G_h = 45$  км и  $F_g = 1$  Гц при высотном мас-

штабе  $\zeta = 3$  км. Соответствующие характерные высоты на основной частоте шумановского резонанса 8 Гц оказываются близки к 51 и 97 км. Они показаны на рис. 2 штриховыми линиями, а пересечение с профилем обозначено звездочками. Как видно, высоты (10) и (11) неплохо согласуются со значениями, найденными «вручную». Если характерные высоты находятся по формулам (10) и (11), но затем на верхней высоте используется уточненный масштаб  $\zeta = \zeta_1$ , то такую модель называют двухмасштабной [14–17].

Применялись также «верхние» отсчеты  $G_h = 89$  км и  $F_g = 10$  кГц, что упрощает моделирование ночной и дневной ионосферы за счет простого изменения высотного масштаба проводимости  $\zeta$  от примерно 2 до 4 км [6]. Формулы (10) и (11) легко включить в подпрограмму вычисления постоянной распространения, поэтому они удобны при расчетах спектров шумановского резонанса.

Недостаток одномасштабных моделей очевиден: они не учитывают реальную скорость изменения проводимости с высотой. Были предложены модели с двумя высотными масштабами [14–19], в которых выбор «магнитной» высоты  $h_1$ , не связан с выбором  $h_0$ . Отдельно надо упомянуть «непрерывные» модели, использованные в работах [1–5], где использовалось полное решение (*full wave solution*) электродинамической задачи в горизонтально слоистой ионосфере. Позднее была предложена модель с коленом (см. например [20–23]).

Модель с коленом в вертикальном профиле проводимости была разработана для того, чтобы согласовать расчетные и наблюдаемые значения добротности колебаний. Такой профиль составлен из двух экспоненциальных зависимостей, пересекающихся на высоте колена (рис. 3).

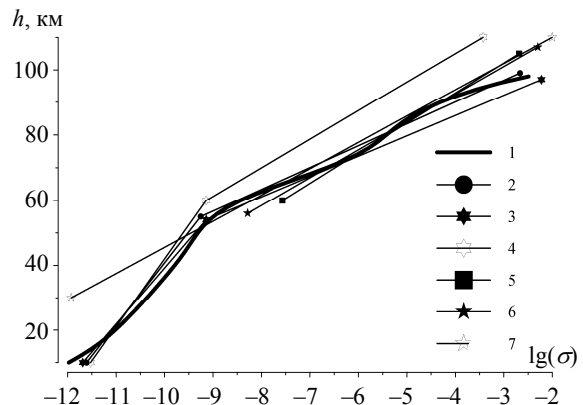


Рис. 3. Вертикальный профиль проводимости атмосферы и характерные модели с коленом: 1 – непрерывный профиль проводимости; 2 – профиль колена [20]; 3 и 4 – ломаные профили колена в моделях с неоднородностью день–ночь [21, 22]; 5–7 профили проводимости, связанные с магнитной высотой в моделях [20–22]

Суть состоит в том, что на первом моде шумановского резонанса электрическая высота  $h_E$  лежит ниже высоты колена  $h_{KNEE}$ , поэтому высотный масштаб проводимости  $\zeta_E$  оказывается большим. На частотах выше первого мода электрическая высота превышает высоту колена, и масштаб скачком уменьшается. Так удастся сохранить добротности колебаний  $Q_n$  высших модов и снизить добротность основного колебания [20].

На графиках рис. 2 и 3 жирной линией 1 показан типичный вертикальный профиль проводимости, заимствованный из работ [4, 5]. Тонкие линии 2–7 показывают три модели колена. Ломаные линии 2–4 показывают модель [20], а также в дневной и ночной профили частично однородной модели колена (ЧОМК) [21, 22]. Прямые линии 5–7 иллюстрируют профили проводимости тех же моделей, связанные с «магнитной» высотой. Как видно, во всех случаях, за исключением дневной модели [21, 22], профили, связанные с «электрической» и «магнитной» высотами пересекаются выше колена. Визуально все профили хорошо аппроксимируют эмпирическую зависимость 1.

**3. Постоянная распространения в модели колена.** При вычислении постоянной распространения СНЧ-радиоволн в модели колена

вместо (7) используют комплексные электрическую и магнитную высоты  $h_E$  и  $h_M$ . При этом снова используется «привязка». На фиксированной частоте  $f$  электрическая и магнитная высоты находят из следующих уравнений:

$$h_E(f) = h_{KNEE} + \zeta_a \ln(f / f_{KNEE}) + \ln[1 + (f_{KNEE} / f)^2](\zeta_a - \zeta_b) / 2 + i[\zeta_a \pi / 2 - (\zeta_a - \zeta_b) \arctg(f_{KNEE} / f)]; \quad (12)$$

$$h_M(f) = h_m^* - \zeta_m \ln(f / f_m^*) - i\zeta_m(f)\pi / 2. \quad (13)$$

Здесь  $h_{KNEE}$  и  $f_{KNEE}$  – высота и частота привязки колена. Напомним, что выполняется условие  $\sigma(h_{KNEE}) = \sigma_{KNEE} = 2\pi f_{KNEE} \epsilon_0$ , где  $\epsilon_0 = 8,859 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – диэлектрическая проницаемость вакуума. Все параметры моделей приведены в табл. 2. Величины  $h_m^*$  и  $f_m^*$  обозначают «магнитную» высоту и частоту привязки;  $\zeta_a$  и  $\zeta_b$  обозначают высотный масштаб профиля проводимости выше и ниже высоты колена; масштаб  $\zeta_m$  зависит от частоты [18–20, 24, 25]

$$\zeta_M = \zeta_m^* + b_m(1/f - 1/f_m^*), \quad (14)$$

где  $\zeta_m^*$ ,  $b_m$  и  $f_m^*$  характеризуют вертикальный профиль ионосферы вблизи «магнитной» высоты  $h_m^*$ .

Таблица 2

Параметры профилей с коленом, использованные в литературе

Параметр профиля проводимости	Модель колена [20]	ЧОМК [21, 22]		
		День	Ночь	Среднее
1	2	3	4	5
Частота колена $f_{KNEE}$ , Гц	10	13	13	13
Высота колена $h_{KNEE}$ , км	55	54	60	57
Масштаб профиля выше колена $\zeta_a$ , км	2,9	2,7	3,8	3,25
Масштаб профиля ниже колена $\zeta_b$ , км	8,3	7,5	9,1	8,3
Магнитная высота $h_m^*$ , км	96,5	97,5	99	98,3
Магнитная частота $f_m^*$ , Гц	8	6	6	6
Масштаб на магнитной частоте $\zeta_m^*$ , км	4	3,7	3,54	3,6
Параметр частотной зависимости магнитного масштаба $f_m^*$ , Гц	8	6	6	6
Параметр частотной зависимости магнитного масштаба $b_m$ , км	20	5	4	4,5

Авторы модели колена настаивают, что эти отличия улучшают соответствие расчетных спектров и экспериментальных данных, по крайней мере, при равномерном распределении грозовой активности по земному шару [26]. Дальнейшее развитие модели колена связано с учетом неоднородности день–ночь в рамках ЧОМК, предложенной в работах [21, 22].

Постоянная распространения  $\nu(f)$  получается из стандартного выражения

$$\nu(\nu + 1) = (ka)^2 h_M / h_E, \quad (15)$$

что эквивалентно уравнению

$$\nu(f) = [1/4 + (ka)^2 h_M / h_E]^{1/2} - 1/2. \quad (16)$$

В используемой зависимости от времени вида  $\exp(+i\omega t)$  следует выбирать положительный знак корня, что обеспечивает затухание радиоволн при распространении. В табл. 2 перечислены параметры профилей с коленом, использованные в литературе.

С увеличением частоты электрическая высота  $h_0$  возрастает, тогда как магнитная высота  $h_1$  убывает. Очевидно, что для конкретной модели можно указать некоторую частоту, на которой эти высоты окажутся равными, а графики  $h_0(f)$  и  $h_1(f)$  пересекутся (рис. 4). На рис. 4 показаны частотные зависимости характерных высот про-

филей. Здесь все нечетные кривые, соответствующие электрической высоте  $h_0(f)$ , монотонно возрастают и на частотах первых трех модов шумановского резонанса описывают изогнутую линию, это и есть так называемое колено.

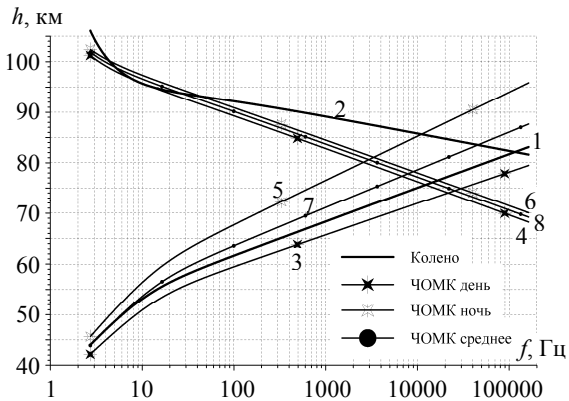


Рис. 4. Электрическая и магнитная высота профилей с коленом как функция частоты. Кривые 1, 3, 5, 7 показывают частотную зависимость электрической высоты  $h_0(f)$ ; кривые 2, 4, 6, 8 – функцию  $h_1(f)$  для профилей с коленом частично однородной модели в дневных и ночных условиях и средней частично однородной модели соответственно

Все четные графики рисунка описывают убывающие с частотой функции  $h_1(f)$ , причем только кривая 2, соответствующая колену [20], имеет заметный изгиб. На частотах выше 100...200 Гц все зависимости описываются наклонными прямыми, пересекающимися в точках, координаты которых перечислены в табл. 3. Заметим, что при всех ее достоинствах в области шумановского резонанса модель колена [20] дает слишком высокую частоту пересечения, превышающую 100 кГц.

Таблица 3

Координаты пересечения характерных высот

Модель	Частота пересечения высот $h_0$ и $h_1$ , кГц	Высота пересечения, км
Колено	115,615	82
ЧОМК день	21,615	74
ЧОМК ночь	3,265	81
ЧОМК среднее	7,915	78

Это значение выходит за пределы диапазона сверхдлинных волн и попадает в область длинных волн. Такое поведение противоречит наблюдательным данным. Действительно, многочисленные измерения показали, что в области СДВ хорошо работает одномасштабный экспоненциальный профиль, предложенный в работе [9]. Отсюда следует, что область применимости модели Грейфингеров [11] и всех моделей

СНЧ-распространения, использующих две характерные высоты, ограничена сверху частотами около 10 кГц. С этой точки зрения частично однородные модели [21, 22] представляются более реалистичными, поскольку в них электрическая и магнитная характерные высоты оказываются равными и «исчезают» в СДВ-диапазоне. Причина расхождений видна на рис. 4: «магнитный» высотный масштаб в модели [20] оказывается мал, и поэтому  $h_1(f)$  убывает слишком медленно, что, впрочем, наблюдается на частотах выше шумановского резонанса.

**4. Модель колена при сейсмическом возмущении.** На рис. 5 показано, каким образом моделируется сейсмическое изменение профиля проводимости атмосферы над очагом землетрясения. Нижняя часть невозмущенного профиля 1 опускается примерно на 20 км, начиная с высоты около 70 км. Так возникает модифицированный профиль 2. Возрастание проводимости воздуха над очагом учитывается изменением единственного параметра модели, высоты колена  $h_{KNEE}$  от 55 до 35 км. Невозмущенное колено показано на рисунке ломаной 3, а возмущенное – линией 4. Все остальные параметры профиля остаются неизменными. Поскольку в окрестности верхней характерной («магнитной») высоты плазма ионосферы остается неизменной, в этой области по-прежнему применяется экспоненциальный профиль 5.

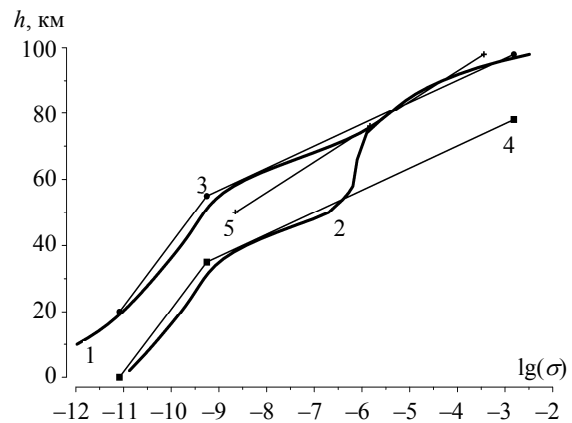


Рис. 5. Регулярный и возмущенный профили проводимости: 1 – невозмущенный непрерывный профиль; 2 – непрерывный профиль с возмущением в нижней части; 3 и 4 – проводимость вблизи колена в регулярной и возмущенной моделях; 5 – профиль, связанный с невозмущенной магнитной высотой

Постоянная распространения в регулярном промежутке Земля–ионосфера находится по формулам (12)–(16), в которые подставляются параметры, приведенные во второй колонке табл. 2. Ее максимальная модификация над центром землетрясения находится по тем же формулам, в которые подставляется не высота колена

$h_{KNEE}$ , а модифицированная высота  $h_{KD}$ , равная 35 км. Предполагается, что горизонтальный размер области, занятой возмущением, составляет 1 000 км, а величина возмущения убывает к периферии пропорционально  $\exp[(\cos \chi - 1)/d^2]$ , что близко к гауссовому закону. Здесь  $\chi$  – угловое расстояние от центра возмущения до текущей точки в радианах, а диаметр возмущения  $d = \pi/20$  соответствует размеру в 1 000 км.

Модификация ионосферы будет заметна на низких частотах. Эту область можно оценить следующим образом. Если резкое снижение высоты происходит в окрестности проводимости  $\sigma_d$ , то замена высоты колена на ее возмущенное значение должна сказываться на частотах  $f_d < \sigma_d(2\pi\epsilon_0)^{-1}$ . В случае, показанном на рис. 5, эта область частот отвечает  $\lg(\sigma_d) \leq -7$  и поэтому лежит ниже 2 кГц. На частотах на порядок выше распространение будет происходить, как в невозмущенной полости, разве что на трассах, проходящих над очагом землетрясения, увеличится затухание радиоволн.

**Выводы.** Разработанная модель включает снижение ионосферы над очагом землетрясения. Регулярная и возмущенная модели позволяют найти постоянную распространения СНЧ-радиоволн в однородном и неоднородном волноводе Земля–ионосфера и описать возмущение в пространстве над землетрясением. Эта модель используется во 2-й части работы, где будет представлено решение задачи распространения в виде суммы двух волн. Первая из них – это сигнал, приходящий от источника поля к наблюдателю в однородном резонаторе, а вторая – это волна, отраженная от ионосферной неоднородности.

#### Библиографический список

1. Блюх П. В. Глобальные электромагнитные резонансы в полости Земля–ионосфера / П. В. Блюх, А. П. Николаенко, Ю. Ф. Филиппов. – К.: Наук. думка, 1977. – 199 с.
2. О резонансных явлениях в полости Земля–ионосфера / П. В. Блюх, Ю. П. Галюк, Э. М. Гюннинен и др. // Изв. вузов. Радиофизика. – 1977. – 20, № 4. – С. 501–509.
3. Knott M. Computations of ELF EM Fields in the Earth-Ionosphere Duct / M. Knott // Report, Physics Dept., King's College. – L., 1998. – 45 p.
4. Jones D. L. Comparison of Simplified and Full-Wave ELF Propagation Models / D. L. Jones, M. Knott // Abstracts of reports at XXVI URSI General Assembly. Section E6-10. – Toronto, 1999. – P. 295.
5. Джонс Д. Расчет электромагнитного резонанса полости Земля–ионосфера по методу полного поля и с помощью упрощенной модели / Д. Джонс, М. Кнотт // Радиофизика и электрон.: сб. науч. тр. / Ин-т радиофизики и электрон. НАН Украины. – X., 2003. – 8, № 1. – С. 55–66.
6. Nickolaenko A. P. Resonances in the Earth-ionosphere cavity / A. P. Nickolaenko, M. Hayakawa. – Dordrecht–Boston–L.: Kluwer Academic Publ., 2002. – 380 p.
7. Nickolaenko A. Schumann resonance for tyros (Essentials of Global Electromagnetic Resonance in the Earth–Ionosphere Cavity) / A. Nickolaenko, M. Hayakawa. – Tokyo–Heidelberg–N. Y.–Dordrecht–L.: Springer, 2014. – Ser. XI. Springer Geophysics. – 348 p.
8. Ishaq M. Method of obtaining radiowave propagation parameters for the Earth–ionosphere duct at ELF / M. Ishaq, D. L. Jones // Electronics Lett. – 1977. – 13, iss. 9. – P. 254–255.
9. Wait J. R. Characteristics of the Earth – ionosphere waveguide for VLF radio waves / J. R. Wait, K. P. Spies // NBS Technical Note 300. – Washington, 1964. – 96 p.
10. Galejs J. Terrestrial propagation of long electromagnetic waves / J. Galejs. – N. Y.: Pergamon Press, 1972. – 362 p.
11. Greifinger C. Approximate method for determining ELF eigenvalues in the Earth-ionosphere waveguide / C. Greifinger, P. Greifinger // Radio Sci. – 1978. – 13, N 5. – P. 831–837.
12. Николаенко А. П. О возможности существования глобальных электромагнитных резонансов на планетах Солнечной системы / А. П. Николаенко, Л. М. Рабинович // Космические исслед. – 1982. – 20, № 1. – С. 82–89.
13. Николаенко А. П. О применимости сверхнизкочастотных глобальных резонансов для исследования грозовой активности Венеры / А. П. Николаенко, Л. М. Рабинович // Космические исслед. – 1987. – 25, № 2. – С. 301–306.
14. Sentman D. D. Approximate Schumann resonance parameters for a two-scale-height ionosphere / D. D. Sentman // J. Atmos. Terr. Phys. – 1990. – 52, iss. 1. – P. 35–46.
15. Sentman D. D. (1990). Electrical conductivity of Jupiter's shallow interior and the formation of a resonant planetary-ionospheric cavity, ICARUS, 88, No.1, pp. 73–86, 1990.
16. Sentman D. D. Schumann Resonances // Handbook of Atmospheric Electrodynamics: in 2 vol., Vol. 1 / D. D. Sentman. – L.–Tokyo: CRC Press, Boca Raton, 1995. – P. 267–298.
17. Fullekrug M. Dispersion relation for spherical electromagnetic resonances in the atmosphere / M. Fullekrug // Phys. Lett. A. – 2000. – 275, N 1. – P. 80–89.
18. Кириллов В. В. Параметры волновода Земля–ионосфера на СНЧ / В. В. Кириллов // Проблемы дифракции и распространения радиоволн. – 1993. – Вып. 25. – С. 35–52.
19. Кириллов В. В. Электромагнитные волны в диапазоне СНЧ в волноводе Земля–ионосфера / В. В. Кириллов, В. Н. Копейкин, В. К. Муштак // Геомагнетизм и аэронавигация. – 1997. – 37, № 3. – С. 114–120.
20. Mushtak V. C. ELF propagation parameters for uniform models of the Earth-ionosphere waveguide / V. C. Mushtak, E. R. Williams // J. Atmos. Sol. Terr. Phys. – 2002. – 64, iss. 18. – P. 1989–2001.
21. Pechony O. Schumann resonance parameters calculated with a partially uniform knee model on Earth, Venus, Mars, and Titan / O. Pechony and C. Price // Radio Sci. – 2004. – 39, iss. 5. – RS5007 (10 p.)
22. Pechony O. Modeling and Simulations of Schumann Resonance Parameters Observed at the Mitzpe Ramon Field Station: Ph. D. Thesis / O. Pechony; Tel-Aviv University. – Tel-Aviv, 2007. – 92 p.
23. Greifinger P. S. On modeling the lower characteristic ELF altitude from aeronautical data / P. S. Greifinger, V. C. Mushtak, E. R. Williams // Radio Sci. – 2007. – 42, iss. 2. – RS2S12 (12 p.)
24. Кириллов В. В. Двумерная теория распространения электромагнитных волн СНЧ-диапазона в волноводе Земля–ионосфера / В. В. Кириллов // Изв. вузов. Радиофизика. – 1996. – 39, № 12. – С. 1103–1112.
25. Кириллов В. В. Решение двумерных телеграфных уравнений с анизотропными параметрами / В. В. Кириллов, В. Н. Копейкин // Изв. вузов. Радиофизика. – 2002. – 45, № 12. – С. 1011–1024.
26. Williams E. R. Distinguishing ionospheric models using Schumann resonance spectra / E. R. Williams, V. K. Mushtak, A. P. Nickolaenko // J. Geophys. Res. – 2006. – 111, iss. D16. – D16107 (12 p.).

Рукопись поступила 12.11.2014.

A. P. Nickolaenko, M. Hayakawa

DISTURBANCES OF LOWER IONOSPHERE  
ABOVE CENTER OF EARTHQUAKE  
AND ANOMALY IN THE GLOBAL  
ELECTROMAGNETIC RESONANCE SIGNAL  
PART 1. MODELS OF IONOSPHERE

We model an effect on the Schumann resonance signal recorded in Japan of the ionosphere non-uniformity centered above the earthquake at Taiwan. Changes in the resonance spectrum occur due to interference of the direct radio wave with one reflected from the ionosphere modification above the earthquake. The first part addresses typical models of ELF radio propagation constant and connects it with the vertical profile of atmospheric conductivity. The profile with a knee is analyzed, which is widely used for modeling the Schumann resonance. The four models are included suggested in literature for obtaining the frequency dependence of complex propagation constant of ELF radio waves. It is assumed that the pre-seismic and seismic activity locally reduces the height of the lower-boundary of the ionosphere above the earthquake. The maximum reduction reaches 20 km, and the horizontally symmetric perturbation is described by Gaussian curve having the scale of 1 000 km.

**Key words:** Schumann resonance, the conductivity of the atmosphere, the ionosphere non-uniformity.

О. П. Ніколаєнко, М. Хайакава

ЗБУРЕННЯ НИЖНЬОЇ ІОНОСФЕРИ  
НАД ЦЕНТРОМ ЗЕМЛЕТРУСУ  
Й АНОМАЛЬНІ СИГНАЛИ ГЛОБАЛЬНОГО  
ЕЛЕКТРОМАГНІТНОГО РЕЗОНАНСУ  
ЧАСТИНА 1. МОДЕЛІ ІОНОСФЕРИ

Моделюється вплив неоднорідності іоносфери над центром землетрусу на Тайвані в записах шуманівського резонансу в Японії. Зміни в резонансному спектрі відбуваються внаслідок інтерференції звичайних радіосигналів з хвилями, відбитими від неоднорідності над центром землетрусу. У 1-й частині надано типові моделі наднизькочастотної (ННЧ) сталої поширення та описано її зв'язок з вертикальним профілем провідності атмосфери. Основну увагу приділено профілю з коліном, що широко використовується при моделюванні шуманівського резонансу. Наведено чотири моделі коліна, запропоновані в літературі, та формули, необхідні для розрахунку комплексної сталої поширення ННЧ-радіохвиль. Припускається, що пресеїсмічна та сейсмічна активність зменшує висоту нижньої межі іоносфери над центром землетрусу. Максимальне зниження сягає 20 км, а саме збурення є симетричним та описується гауссоїдою з горизонтальним масштабом 1 000 км.

**Ключові слова:** шуманівський резонанс, провідність атмосфери, неоднорідності іоносфери.