

УДК 621.371.25

РЕЗОНАНСНАЯ РАСКАЧКА ЛУЧЕЙ КАК МЕХАНИЗМ ВЫВОДА РАДИОВОЛН ИЗ ИОНОСФЕРНЫХ ВОЛНОВОДОВ

Н. Т. Афанасьев, К. В. Свистунов, М. В. Тинин

Предлагается механизм вывода энергии из ионосферного волнового канала, основанный на резонансной раскачке лучей под влиянием периодических возмущений электронной концентрации. Анализируются особенности резонанса в зависимости от соотношения между начальными «фазами» траектории луча и неоднородности.

Как известно [1-3], слабое затухание декаметровых радиоволн в большой степени обусловлено распространением этих радиоволн в ионосферных волноводах. Когда корреспонденты расположены не на уровне волновода, а, например, на Земле, возникает проблема адекватного описания механизмов ввода и вывода энергии из волноводов за счет различного рода ионосферных неоднородностей [3]. Весьма перспективным при решении этой задачи представляется использование приближенных методов. Для неоднородностей, масштабы которых намного превышают период осцилляции волноводной траектории, условия ввода и вывода энергии из волноводов могут быть исследованы с помощью метода адиабатического инварианта [2] или метода усреднения [4, 5]. Более того, возможны плавные, адиабатические переходы одного волновода в другой (например, наземного в подслонный), когда нет необходимости в выделении механизма возбуждения ионосферного волновода из общего механизма дальнего распространения [6].

В литературе (см. обзор [3]) рассмотрены также механизмы возбуждения ионосферных волноводов за счет отклонения лучей на локализованных неоднородностях, размеры которых намного меньше периода траектории луча. Известно [12], однако, что в ионосфере на высотах 150—300 км часто наблюдаются неоднородности волнообразного характера, период которых порядка сотен километров, что близко к периоду траектории луча в ионосферных волноводах, образующихся между *E*- и *F*-слоями. Можно ожидать, что при выполнении определенных соотношений между периодами траектории луча и волнообразной неоднородности будет происходить резкое возрастание амплитуды осцилляций траектории луча. Это резонансное возрастание амплитуды как и в случае неадиабатической, периодической раскачки семейства лучей [3, 7] может привести к «высыпанию» луча из ионосферного волновода и наблюдению дальнего распространения наземными корреспондентами.

Для анализа резонансной раскачки лучей рассмотрим двумерное уравнение луча в декартовой системе координат* z, x :

$$\frac{d^2 z}{dx^2} = \left[1 + \left(\frac{dz}{dx} \right)^2 \right] \frac{1}{2\varepsilon} \left[\frac{\partial \varepsilon}{\partial z} - \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} \frac{dz}{dx} \right], \quad (1)$$

$$z(0) = z_0, \quad dz(0)/dx = \operatorname{tg} \psi_0,$$

* Обобщение на случай сферической системы координат возможно, например, при помощи представления о модифицированной диэлектрической проницаемости [1-3].

где z_0 и ψ_0 — начальные значения z и угла выхода луча; диэлектрическую проницаемость $\varepsilon(z, x)$,

$$\varepsilon(z, x) = \varepsilon_0(z) + \varepsilon_1(z, x), \quad (2)$$

представим в виде суммы «фоновой» составляющей $\varepsilon_0(z)$, удовлетворяющей условиям возникновения волноводного распространения, и возмущенной составляющей $\varepsilon_1(z, x)$, обусловленной присутствием ионосферных неоднородностей и удовлетворяющей условию

$$\varepsilon_1(z, x) \ll \varepsilon_0(z). \quad (3)$$

Учитывая неравенство (3), можно при решении уравнения (1) применить метод малых возмущений. Однако для волнообразных неоднородностей этот метод может быть применен только на не очень больших расстояниях. Поэтому при анализе поведения траектории луча в волноводе применим метод усреднения [8, 9]. Известно [8], что для применения метода усреднения необходимо предварительное преобразование уравнений к стандартному виду. С целью упрощения последующих выкладок сделаем это преобразование для случая, когда «фоновой» средой является параболический волновод:

$$\varepsilon_0 = \varepsilon_{m0} - [(z - z_{m0})/d_0]^2. \quad (4)$$

Принимая во внимание решение уравнения (1) для «фоновой» среды (т. е. при $\varepsilon_1 = 0$), будем искать решение уравнения (1) в общем случае $\varepsilon_1 \neq 0$ в виде

$$z = z_{m0} + a(x) \sin[\beta(x) + x/\sqrt{\varepsilon_{m0}d_0^2 - a_0^2}], \quad (5)$$

$$a_0 = a(0).$$

Для новых переменных амплитуды $a(x)$ и фазовой расстройки $\beta(x)$ имеем следующую систему:

$$\frac{da}{dx} = v A_1(a, \beta, x) + O(v^2); \quad (6)$$

$$\frac{d\beta}{dx} = \left[\frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{m0}d_0^2 - a^2}} - \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_{m0}d_0^2 - a_0^2}} \right] + v B_1(a, \beta, x) + O(v^2), \quad (7)$$

где

$$v = \max(\varepsilon_1/\varepsilon_0) \ll 1,$$

$$v A_1 = \left(\frac{a}{d_0} \right)^2 \sqrt{\varepsilon_{m0} \left(\frac{d_0}{a} \right)^2 - 1} \frac{\varepsilon_1}{2\varepsilon_0} \sin 2\psi + \quad (8)$$

$$+ \frac{a}{2} \sqrt{\varepsilon_{m0} \left(\frac{d_0}{a} \right)^2 - 1} \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z} \cos \psi - \frac{a}{2} \frac{\cos^2 \psi}{\varepsilon_0} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial x};$$

$$v B_1 = - \frac{a}{d_0^2} \sqrt{\varepsilon_{m0} \left(\frac{d_0}{a} \right)^2 - 1} \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_0^2} \sin^2 \psi - \quad (9)$$

$$- \frac{1}{2} \sqrt{\varepsilon_{m0} \left(\frac{d_0}{a} \right)^2 - 1} \frac{\sin \psi}{\varepsilon_0} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial z} + \frac{\cos \psi}{2\varepsilon_0} \frac{\partial \varepsilon_1}{\partial x} \sin \psi;$$

$$\psi = \beta + x/\sqrt{\varepsilon_{m0}d_0^2 - a_0^2}. \quad (10)$$

Во входящих в (8), (9) функциях $\varepsilon_1(z, x)$, $\varepsilon_0(z)$ произведена замена (5). К системе (6), (7) уже можно применить вариант метода усреднения [8, 9], учитывающий присутствие быстрой переменной в правых частях. Прделаем последующие выкладки на примере параболического волновода

$$\varepsilon(z, x) \equiv \varepsilon_0(z) + \varepsilon_1(z, x) = \varepsilon_{m0} + \left(\frac{z - z_{m0}}{d(x)} \right)^2, \quad (11)$$

у которого «полуширина» $d \equiv d_0 + d_1(x)$, $d_1 \ll d_0$ меняется с расстоянием. В этом случае в малоугловом приближении

$$a/d \ll 1 \quad (12)$$

уравнения (6), (7) примут вид

$$da/dt = (ad_1/d_0) \sin(2\beta + 2t); \quad (13)$$

$$d\beta/dt = -(d_1/d_0)[1 - \cos(2\beta + 2t)], \quad (14)$$

где

$$t = x/\sqrt{\varepsilon_{m0} d_0^2 - a_0^2} \equiv 2\pi x/T; \quad (15)$$

$$T \equiv 2\pi \sqrt{\varepsilon_{m0} d_0^2 - a_0^2} \quad (16)$$

— период осцилляции траектории луча в «невозмущенном» волноводе (4).

Из (13), (14) видно, что для периодической зависимости $d(x)$ с периодом вдвое меньшим периода траектории T возможно возрастание амплитуды a за счет параметрического резонанса. Исследуем поведение траектории луча в окрестности главного демультипликационного резонанса (терминология работы [10]) для случая гармонической зависимости $d(x)$:

$$d(x) \equiv d_0 + d_1(x) = \bar{d} + d_{11} \sin[2\pi x/T_1 + \theta], \quad (17)$$

где $\bar{d} \gg d_{11}$.

Во избежание появления в решении малых знаменателей выберем полуширину «невозмущенного» волновода d_0 и ее возмущение d_1 из условия

$$2T_1 = T = 2\pi \sqrt{\varepsilon_{m0} d_0^2 - a_0^2}; \quad (18)$$

$$d_1 = d - d_0 = d_{10} + d_{11} \sin(2t + \theta), \quad (19)$$

где

$$d_{10} = d - d_0 \simeq \bar{d} - T_1/(\pi \sqrt{\varepsilon_{m0}}). \quad (20)$$

Подставляя (19) в (13), (14) и применяя метод усреднения, получаем в первом приближении для интересующей нас амплитуды траектории следующее выражение:

$$a = \bar{a} \{ 1 - (d_{10}/2d_0) [\cos(2\beta_0 + 2t) - \cos 2\beta_0] - (d_{11}/8d_0) [\sin(2\beta_0 + \theta + 4t) - \sin(2\beta_0 + \theta)] \}, \quad (21)$$

где β_0 — начальная фазовая расстройка траектории луча, $\bar{a}$ усредненная амплитуда $\bar{a}(x)$, определяющая главный член асимптотики на большом расстоянии $x \sim 1/\nu$, равна*

$$\bar{a} = a_0 \{ [d_{11}^2 - 4d_{10}^2]^{-1} [d_{11} [2d_{10} \sin(2\beta_0 - \theta) + d_{11}] \times$$

* Формула (22) может быть также получена из результатов исследования уравнения Матье, приведенных в работе [10].

$$\begin{aligned} & \times \operatorname{ch}(\sqrt{d_{11}^2 - 4d_{10}^2} d_0^{-1} t) + d_{11} \sqrt{d_{11}^2 - 4d_{10}^2} \cos(2\beta_0 - \theta) \times \\ & \times \operatorname{sh}(\sqrt{d_{11}^2 - 4d_{10}^2} d_0^{-1} t) - 4d_{10}^2 - 2d_{10} d_{11} \sin(2\beta_0 - \theta) \}}^{1/2}. \end{aligned} \quad (22)$$

На малых расстояниях, где

$$\sqrt{[(4d_{10}^2 - d_{11}^2)/d_0^2] t} \ll 1, \quad (23)$$

формулы (21), (22) дают

$$\begin{aligned} a \approx a_0 \{ & 1 - (d_{10}/2d_0) [\cos(2\beta_0 + 2t) - \cos 2\beta_0] - \\ & - (d_{11}/8d_0) [\sin(2\beta_0 + \theta + 4t) - \sin(2\beta_0 + \theta)] + \\ & + (d_{11}/2d_0) t \cos(2\beta_0 - \theta) \}. \end{aligned} \quad (24)$$

Выражение (24) может быть получено путем непосредственного применения к (13), (14) метода малых возмущений, который справедлив при выполнении условия (23). Кроме того, выражение типа (24) можно получить, применяя метод возмущений и к уравнению (1). Численная проверка полученных формул показала их неплохую точность.

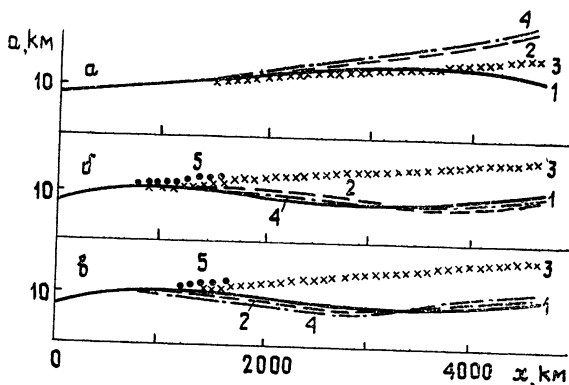


Рис. 1.

На рис. 1 для значений параметров $\bar{d} = 50$ км, $d_{11} = 1$ км, $d_0 = 52$ км, $\psi = 10^\circ$, $\beta_0 = 0$ приведены зависимости $a(x)$, определяемые по точкам поворота траектории луча. Случай а) соответствует условию резонанса $d_{10} = 0$. В случаях б), в) построены зависимости $a(x)$ при заданной величине расстройки от резонанса соответственно $d_{10} = -2$ км, 2 км. Кривые 1 получены в результате численного интегрирования уравнения (1). Кривые 2, 3 получены соответственно при вычислении (21), (22), (24). Кривые 5 получены при непосредственном применении метода малых возмущений к уравнению (1). С целью оценки применимости малоуглового приближения (12) были проведены численные расчеты решений уравнений (13), (14) (кривые 4 на рис. 1). Результаты расчетов, часть которых приведена на рис. 1, говорят как о наличии резонансной раскачки траектории луча в условиях, близких к реальным, так и о возможности исследования основных особенностей этой раскачки с помощью метода усреднения в малоугловом приближении на расстояниях вплоть до 2500 км, а на расстояниях ~ 1000 км можно применять метод возмущений.

Применим полученные выражения для анализа особенностей резонансной раскачки лучей.

Характер поведения луча в значительной степени зависит от величины d_{10} , малость которой характеризует близость нашей системы к резонансу. Как видно из (21), (22), резонансные свойства проявляются, когда параметры неоднородности и волновода удовлетворяют неравенству

$$|d_{10}| \simeq |\bar{d} - (T_1/\pi \sqrt{\varepsilon_{m0}})| < d_{11}/2. \quad (25)$$

Вне области резонанса (25) наличие неоднородности в волноводе приводит только к периодической модуляции траектории луча с периодом $2\pi d_0 \sqrt{\varepsilon_{m0}} \sqrt{d_0^2 - a_0^2 / V 4d_{10}^2 - d_{11}^2}$ (см. рис. 1). Внутри области (25) (зоны неустойчивости уравнения Матье [10]) по мере уменьшения d_{10} (левой части (25)) на больших расстояниях происходит экспоненциальное изменение амплитуды траектории луча. Это хорошо видно из рис. 2, где приведены зависимости амплитуды a траектории луча от величины «расстройки» d_{10} при различных начальных «фазах» θ неоднородности для дистанций 1000 км (а) и 2000 км (б).

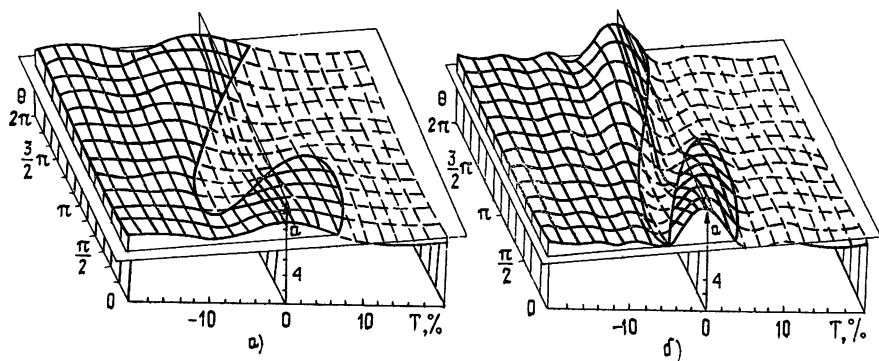


Рис. 2.

Из рис. 2 и выражения (22) видно, что в зависимости от начального соотношения фаз траектории луча β_0 и волнообразной неоднородности θ в резонансе будет наблюдаться увеличение или уменьшение амплитуды траектории. Условие максимального увеличения амплитуды на большом удалении имеет вид

$$2\beta_0 - \theta = -\arcsin(2d_{10}/d_{11}). \quad (26)$$

Условие минимума амплитуды на большом расстоянии

$$2\beta_0 - \theta = \pi + \arcsin(2d_{10}/d_{11}). \quad (27)$$

При выполнении условий (26), (27)

$$\bar{a} = a_0 \exp(\pm \sqrt{d_{11}^2 - 4d_{10}^2} (2d_0)^{-1} t), \quad (28)$$

где знак «+» соответствует условию (26).

Таким образом, присутствие волнообразной неоднородности может привести как к резонансной раскачке лучей в окрестности (26), так и к резонансной фокусировке в окрестности (27). Последняя окрестность, однако, с удалением сужается и при $t \rightarrow \infty$ обращается в одну точку (27). Это говорит о неустойчивости состояния фокусировки (27) при большом удалении и об устойчивости явления раскачки лучей. Такая раскачка, как видно из рис. 1, 2, приводит к заметному изменению областей высот, занимаемой траекторией луча. При достаточно большой протяженности волнообразной неоднородности, даже при малой ее

интенсивности эта область превысит пределы межслоевого ионосферного волновода и произойдет выход радиоволн из волновода.

Заметим, что дополнительно к рассмотренным в работе [7] механизмам потерь, связанных с неравномерностью поглощения и утечкой из волновода, здесь, как видно из (22), за исключением области фокусировки (27), происходит затухание геометрооптической волны за счет увеличения расходимости лучей.

В заключение отметим некоторые факторы, мешающие возникновению в реальной ионосфере рассмотренного параметрического траекторного резонанса. Прежде всего, обратим внимание на то, что из формулы (22) следует неограниченное возрастание в резонансе амплитуды осциллирующей траектории луча. Этот результат, характерный для линейного параметрического резонанса, является следствием пренебрежения в малоугловом приближении (12) зависимостью периода траектории от амплитуды. Если учесть эту зависимость (в нашем случае для этого нужно считать квадратную скобку в (7) отличной от нуля), то параметрический резонанс становится нелинейным. Но для нелинейного параметрического резонанса характерна ограниченность амплитуды колебаний за счет того, что рост амплитуды приводит к нарушению изохронности колебаний и условия резонанса [11]. Действительно, из результатов численного счета, приведенных на рис. 1а, видно, что амплитуда траектории выходит на некоторый стационарный уровень*.

Другим мешающим фактором является изменчивость с расстоянием как параметров волновода, так и параметров (амплитуды, периода) волнообразной неоднородности. Учет этой изменчивости приводит к тому, что условие (25) выполняется только на ограниченных участках волновода. Например, если учесть обусловленную присутствием горизонтальных градиентов зависимость от расстояния полуширины волновода в виде $\bar{d} = \bar{d}_0 + d_x x$, то длина такого участка L равна

$$L \simeq d_{11}/d_x. \quad (29)$$

Так как амплитуда осцилляций траектории в резонансе в значительной степени определяется длиной резонансного участка, то из (29) видно, что «добротность» резонансной раскачки существенно зависит от горизонтальных градиентов. Наиболее оптимальным для данного механизма вывода энергии из волноводов представляются участки ионосферы, где амплитуда периодической составляющей превышает остальные вариации диэлектрической проницаемости.

ЛИТЕРАТУРА

1. Краснушкин П. Е. Метод нормальных волн в применении к проблеме дальних радиосвязей. — М.: Гос. ун-т, 1947.
2. Гуревич А. В., Цедилина Е. Е. Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. — М.: Наука, 1979
3. Кравцов Ю. А., Тинин М. В., Черкашин Ю. Н. — Геомагнетизм и аэронавтика, 1979, 19, № 5, с. 769
4. Тинин М. В. — Изв. вузов — Радиофизика, 1977, 20, № 12, с. 1906
5. Свистунов К. В., Тинин М. В. — В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэронавтике и физике Солнца. — М.: Наука, 1979, вып. 45, с. 178.
6. Краснушкин П. Е. — Геомагнетизм и аэронавтика, 1980, 20, № 2, с. 357.
7. Кинбер Б. Е., Комиссарова Н. Н., Кравцов Ю. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1979, 22, № 4, с. 414
8. Митропольский Ю. А. Метод усреднения в нелинейной механике. — Киев: Наукова думка, 1971.
9. Волосов В. М., Моргунов Б. И. Метод осреднения в теории нелинейных колебательных систем. — М.: Гос. ун-т, 1971
10. Боголюбов Н. Н., Митропольский Ю. А. Асимптотические методы в теории нелинейных колебаний. — М.: Наука, 1974.

* Заметим, что оценки для стационарного уровня также могут быть получены [9—11] с помощью использованного здесь метода усреднения, если удерживать в усредненных уравнениях члены, отвечающие за нелинейность параметрического резонанса.

11. Мигулин В. В. и др. Основы теории колебаний. — М.: Наука, 1978.
12. Дробжев В. И., Куделин Г. М., Нургожин Б. И. и др. Волновые возмущения в ионосфере. — Алма-Ата: Наука, 1975, с. 9.

Иркутский государственный
университет

Поступила в редакцию
13 ноября 1980 г.,
после переработки
14 мая 1981 г.

RESONANCE BEAM SWINING AS A MECHANISM OF RADIO WAVE OUTGOING FROM IONOSPHERE WAVEGUIDES

N. T. Afanas'ev, K. V. Solstunov, M. V. Tinin

A mechanism is proposed for the energy outgoing from the ionosphere wave channel which is based on the resonance ray swining under the action of the electron concentration periodic disturbances. Peculiarities of the resonance are analysed as a function of relation between initial «phases» of the ray trajectory and the inhomogeneity.

ИНФОРМАЦИЯ

ГЕОМАГНЕТИЗМ И АЭРОНОМИЯ, т. XXI, № 4, 1981 г.

Аннотации статей, представляющих интерес для читателей «Радиофизики»

Н. А. Лотова. Временные спектры мерцаний с учетом распределения скоростей солнечного ветра. Теория.

Рассмотрены возможности восстановления пространственного спектра неоднородностей межпланетной среды по наблюдениям мерцаний. Проведены численные расчеты временных автокорреляционных спектров мерцаний для различных моделей пространственного спектра и распределения скоростей среды. Показано, что установленный ранее критерий возможности восстановления спектра применим также и на конечных частотах, используемых в обработке экспериментальных данных по мерцаниям.

А. С. Абызов, А. С. Бакай, Г. К. Солодовников. Параметрический распад высокочастотных радиоволн большой мощности в ионосферной плазме.

Рассматривается параметрическая неустойчивость ионосферной плазмы в поле мощной радиоволны метрового диапазона. Проведен расчет пороговых полей и инкрементов нарастания возмущений в случае радиоволны, излучаемой наземным источником, для конкретных состояний ионосферы.

Ю. Н. Горшков, А. И. Данилушкин. Структура квазипериодических флуктуаций ОНЧ-шипений.

Приводятся новые данные о квазипериодической модуляции ОНЧ-шипений, принимаемых в наземных условиях. Показано, что экспериментальные зависимости квазипериодической модуляции период — глубина и период — амплитуда различны в зависимости от величины периодов. Обсуждаются возможности теоретической интерпретации наблюдаемых квазипериодических вариаций ОНЧ-шипений.

Б. Ласо, Н. И. Потпова, И. А. Фрейзон, Б. С. Шапиро. Влияние суточных изменений ионосферных параметров на доплеровское смещение частоты на трассе Боулдер — Гавана.

Сопоставлены экспериментальные значения Δf_D по измерениям на трассе Боулдер — Гавана и рассчитанные по ионосферным измерениям в Гаване. Определены факторы, обуславливающие в основном вариацию Δf_D в различные периоды суток.

(Продолжение см с 156)