### ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

## РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКА В ВИБРАТОРНОЙ АНТЕННЕ В.Н.Иванов

Чувашский государственный университет им. И.Н.Ульянова

Для определения поля в ближней зоне необходимо определить достаточно точное распределение тока в антенне.

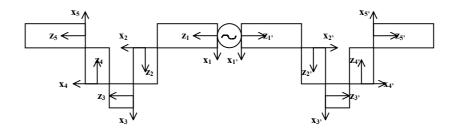


Рис.1

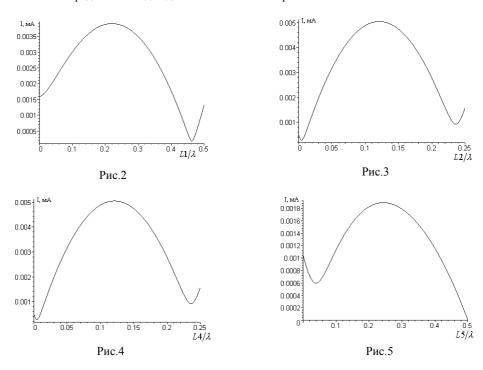
На примере вибраторной антенны (рис.1) проводится численное исследование модифицированного интегрального уравнения Mes [1]:

$$\begin{split} \sum_{n=1}^{N} \int_{0}^{L_{n}} I_{n} \Big( z_{n}^{'} \Big) & \mathsf{K}_{mn}^{(1)} \Big( z_{n}^{'}, z_{m} \Big) dz_{n}^{'} = a_{m} \sin k z_{m} + b_{m} \cos k z_{m} \\ & \varPhi_{m} \Big( z_{m} \Big) = j \, 30 \Bigg[ \sum_{n=1}^{N} \int_{0}^{L_{n}} I_{n} \Big( z_{n}^{'}, z_{m} \Big) & \mathsf{K}_{mn}^{(2)} dz_{n}^{'} - a_{m} \sin k z_{m} + b_{m} \cos k z_{m} \Bigg], \end{split}$$
 
$$\mathsf{ГДЕ} \ \ \mathsf{K}_{mn}^{(1)} \Big( z_{n}^{'} \Big) = \Bigg[ \Big( \vec{z}_{m}^{\circ}, \vec{z}_{n}^{\circ} \Big) - \Big( z_{mn}^{'} - z_{m} \Big( \frac{x_{mn}^{'} \left( z_{n}^{\circ}, \vec{x}_{m}^{\circ} \right) + y_{mn}^{'} \left( \vec{z}_{n}^{\circ}, \vec{y}_{m}^{\circ} \right)}{\left( x_{mn}^{'} \right)^{2} + \left( y_{mn}^{'} \right)^{2} + a^{2}} \Bigg) \Bigg] G\Big( z_{n}^{'}, z_{m} \Big). \end{split}$$
 
$$\mathsf{K}_{mn}^{(2)} \Big( z_{n}^{'}, z_{m} \Big) = j \, \frac{x_{mn}^{'} \left( z_{n}^{\circ}, \vec{x}_{m}^{\circ} \right) + y_{mn}^{'} \left( \vec{z}_{n}^{\circ}, \vec{y}_{m}^{\circ} \right)}{\left( x_{mn}^{'} \right)^{2} + \left( y_{mn}^{'} \right)^{2} + a^{2}} \exp(-jkr_{mn} \Big( z_{n}^{'}, z_{m}^{'} \Big). \end{split}$$

Данные интегральные уравнения сводятся методом коллокаций к системе линейных алгебраических уравнений. В качестве базисной функции для проводников со свободным концом выбрано полиномиальное разложение Б.Д.Поповича [2], а для других сегментов применена модификация этого разложения, так как достаточно двух — трех членов ряда для обеспечения необходимой точности. Расчеты проведены в математическом пакете *Maple6*.

На рис.2-5 показаны расчетные кривые амплитудного распределения тока для четырех элементов антенны  $L1=L5=\lambda/2$  и  $L2=L4=\lambda/4$  при радиусе проводников  $a=0,004\lambda$ . Источник возбуждения взят в виде дельта-функции Дирака. Расчеты показали, что реальное распределение токов несколько отличается от синусоидального.

Данным методом можно определить распределение электромагнитного поля в ближней и средней зонах для достаточно сложных проволочных антенн.



- [1] Маторин А.В., Поповкин В.И., Торопов А.Ю. Проектирование тонкопроволочных антенн с использованием ЭВМ методом интегральных уравнений: Учебное пособие. –Рязань: РРТИ, 1987, 64с.
- [2] Popovich B.D.// Proc. IEE. 1970. V.117, No. 5. P.873.

### СПЕКТР МОЩНОСТИ СИГНАЛА РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО РАДИОЗОНДИРОВАНИЮ ОКОЛОСОЛНЕЧНОЙ ПЛАЗМЫ СИГНАЛАМИ КОСМИЧЕСКИХ АППАРАТОВ

В.А.Алимов<sup>1)</sup>, В.Г.Гавриленко<sup>2)</sup>, Б.Н.Липатов<sup>1)</sup>, М.Б.Нечаева<sup>1)</sup>

1)Научно-исследовательский радиофизический институт
2)Нижегородский госуниверситет

Одним из эффективных методов диагностики турбулентной структуры солнечного ветра является метод радиопросвечивания [1,2]. Здесь рассмотрена следующая задача: плоская монохроматическая волна от космического аппарата проходит через турбулентную среду с крупномасштабными неоднородностями электронной концентрации. Она принимается двухэлементным наземным радиоинтерферометром. Околосолнечная плазма вызывает флуктуации проходящего излучения. Анализ выходного сигнала инструмента даст информацию о среде распространения.

Сигналы, принятые на разнесенных антеннах, после преобразования в трактах интерферометра перемножаются между собой с временным сдвигом  $\tau$ . Корреляционная функция при такой операции записывается в виде:

$$R(\tau) = \left\langle E_1(\vec{r}, t) E_2(\vec{r} + \overline{\rho}, t + \tau) \right\rangle,\tag{1}$$

где  $E_1$ ,  $E_2$  — сигналы, принятые в двух пунктах,  $\rho$  — база интерферометра. Результатом интерферометрической обработки является спектр мощности, который содержит информацию о среде распространения:

$$Y(\Omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} R(\tau)e^{-i\Omega\tau}d\tau.$$
 (2)

В работе выполнен теоретический расчет спектра мощности выходного сигнала интерферометра. Описание флуктуаций поля проводилось методом геометрической оптики. Предполагалось, что временные изменения параметров поля в солнечной короне удовлетворяют гипотезе "замороженности" – т.е. считалось, что неоднородности двигаются в радиальном направлении от Солнца со скоростью солнечного ветра. Пространственный спектр неоднородностей  $F(\kappa)$  задавался степенной функцией в некотором интервале волновых чисел. Показатель спектра p – является одной из определяемых характеристик турбулентной среды.

В случае сильных флуктуаций фазы выражение для  $\mathit{Y}(\Omega)$  получено в виде:

$$Y(\Omega) = \exp\left[i\frac{\omega\rho_z}{c} - \pi^2 z A^2 \rho_\perp^2 \int_0^\infty \kappa^3 F(\kappa) d\kappa\right] \frac{1}{\sqrt{2\pi \langle\omega_k^2\rangle}} \cdot \exp\left[-\frac{(\Omega - \omega - \Delta\omega)^2}{2\langle\omega_k^2\rangle}\right], (3)$$

$$\left\langle \omega_k^2 \right\rangle = 2\pi^2 z A^2 V_\perp^2 \int_0^\infty \kappa^3 F(\kappa) d\kappa ,$$
 (4)

$$\Delta\omega = -i2\pi^2 z A^2 \left( \overrightarrow{\rho_\perp} \overrightarrow{V_\perp} \right) \int_0^\infty \kappa^3 F(\kappa) d\kappa - 8\pi^3 z \frac{c}{\omega} A^2 V_z \int_0^\infty \kappa^3 F(\kappa) d\kappa , \qquad (5)$$

 $A=-\omega_p/(2N\omega c),~\Omega$  —частота Фурье-анализа,  $\kappa$ —волновое число,  $\omega_p$ —плазменная частота,  $\omega$ — частота приема, N— электронная концентрация, c— скорость света в вакууме,  $V_{\perp}$ — поперечная проекция скорости солнечного ветра,  $\rho_z$ ,  $\rho_{\perp}$ — проекции базовой линии,  $V_{\perp}=\sqrt{(V_x^2+V_y^2)},~\rho_{\perp}=\sqrt{(\rho_x^2+\rho_y^2)},~z$ — толщина слоя неоднородностей. Огибающая спектра является гауссовой функцией независимо от пространственного спектра неоднородностей, ее полуширина  $<\omega_k^2>$ — дисперсия фазовых флуктуаций излучения.

В случае слабых фазовых флуктуаций форма спектра выходного сигнала имеет вид дельта-функции на "пьедестале" степенной спадающей функции:

$$Y(\Omega) = K\delta(\Omega_0) + 8\pi^2 z A^2 \cos\left(\frac{\Omega_0 \rho_{\perp}}{V_{\perp}}\right) \left[\left(\frac{\Omega_0}{V_{\perp}}\right)^2 + \kappa_0^2\right]^{\frac{(-p+1)}{2}} \Gamma\left(\frac{1}{2}\right) \Gamma\left(\frac{p-1}{2}\right) / \Gamma\left(\frac{p}{2}\right), \quad (6)$$

 $\Omega_0 = \Omega - \omega$ , K –коэффициент. По наклону огибающей  $Y(\Omega)$  определяется p – показатель пространственного спектра неоднородностей электронной концентрации.

Выражения (3)-(6) справедливы при условии, что неоднородности различных размеров вносят одинаковый вклад в возмущения проходящего излучения. Наиболее вероятной представляется ситуация, когда крупные неоднородности дают определяющий вклад в сильные фазовые флуктуации принимаемого излучения, а мелкомасштабные формируют слабый фазовый фон возмущений. В рамках такой модели пространственный спектр можно представить в виде суммы двух слагаемых, отвечающих за крупные и мелкие неоднородности. В этом случае спектр выходного сигнала инструмента будет иметь вид основной спектральной линии гауссовой формы и "крыльями", имеющими форму спадающей степенной функции.

- [1] Яковлев О.И. Космическая радиофизика. М.: Наука, 1998.
- [2] Якубов В.П. Доплеровская сверхбольшебазовая интерферометрия. –Томск: Издво "Водолей", 1997, 246с.

### МИЛЛИМЕТРОВАЯ РАДИОМЕТРИЯ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

### И.Т.Бубукин, К.С.Станкевич

Научно-исследовательский радиофизический институт

В результате натурных измерений теплового радиоизлучения взволнованной морской поверхности в прибрежной зоне восточного побережья Крыма, в полосе частот 52-54 ГГц получены данные о температуре воды на глубине 0,2 мм и отражательных свойствах морской поверхности. Радиояркостная температура моря в направлении визирования  $\theta$  равна:

$$T_M(\theta, t) = T_S - R_\lambda(\theta, t) (T_S - T_H(\theta)), \tag{1}$$

где  $T_S$  —температура воды в скин-слое,  $T_H(\theta)$  —температура радиоизлучения атмосферы в зеркальном направлении,  $R_\lambda(\theta,t)$  —коэффициент отражения морской поверхности.

Сильное поглощение электромагнитных излучений в атмосферном кислороде на волнах 5 мм диапазона экранирует морскую поверхность от переотражений излучений водяного пара и капель, содержание которых изменчиво, и влияло бы на точность температурных измерений. Интенсивность подсветки морской поверхности излучением атмосферы в диапазоне 53-54 ГГц, попадающем на склон полосы поглощения молекулярного кислорода, увеличивается с частотой, и в нашем эксперименте изменялась от 234 до 278 К. Поскольку  $T_H(\theta)$  близко к температуре воды  $T_S$ , то, как можно видеть из (1), флуктуации радиоизлучения моря  $T_M$  из-за изменчивости коэффициента отражения  $R_\lambda(\theta,t)$  существенно уменьшаются, и повышается отношение сигнала к шуму при измерении яркостной температуры. Яркостная температура моря  $T_M$  измерялась на вертикальной поляризации относительно собственного излучения абсолютно чёрного диска, находящегося при температуре окружающего воздуха. В качестве второго эталона излучения с известной температурой использовалось радиоизлучение неба в зените:

$$T_H(\theta = 0) = T_A(\theta = 0) + 2.74 \cdot e^{-\tau_{\lambda}}$$
 (2)

Второй член учитывает микроволновое излучение с температурой 2,74 K,  $\tau_{\lambda}$  – оптическая толщина атмосферы в зените. Определение оптической толщины атмосферы делалось по отсчётам антенной температуры на трёх зенитных углах 30, 50 и  $70^{0}$ , по которым вычислялось  $\tau_{\lambda}$  как решение трансцендентного уравнения:

$$Be^{0.41\tau_{\lambda}} = (1+B) - e^{-1.36\tau_{\lambda}}$$

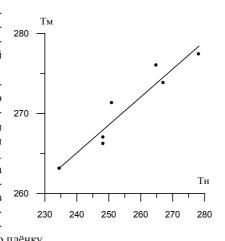
$$B = \frac{n(70^{\circ}) - n(50^{\circ})}{n(50^{\circ}) - n(30^{\circ})},$$
(3)

где  $n(\theta)$  –антенная температура в произвольных единицах.

Абсолютные измерения температуры радиоизлучения моря проводились на вертикальной поляризации при угле визирования  $\theta$ =52,5° от надира. Радиометр-спектрометр 5 мм диапазона имел четыре канала, перекрывающих полосу частот 52-54 ГГц с чувствительностью 0,2 К в каждом канале. Измерения проводились в ноябре при сухой безоблачной атмосфере, экспериментальная установка располагалась на пирсе Карадагского природного заповедника. Измерение интенсивности радиоизлучения поверхности при подсветке её сигналом известной, но изменяющейся мощности позволяет получить данные о температуре и коэффициенте отражения. В данном эксперименте такой подсветкой являлось радиоизлучение атмосферы на склоне полосы поглощения молекулярного кислорода, принимаемое разнесёнными по частоте каналами радиометра-спектрометра. На рисунке представлена корреляционная зависимость между радиояркостными температурами излучения моря и

атмосферы, коэффициент корреляции равен 0,952. Её наклон определяет коэффициент отражения взволнованной поверхности, в данном случае равный  $R(\theta=52,5)=0,349\pm0,05$ .

Основной результат натурного эксперимента по дистанционному определению температуры в поверхностной плёнке толщиной 0,2 мм:  $T_S$ = $(5,4\pm1,0)^0$ С. Измеренная температура воды оказалась меньше, чем температура воздуха и воды на глубине. Анализ составляющих теплового баланса показывает, что в условиях измерений перенос тепла и влаги шел из атмосферы в море. Эксперимент проводился при безоблачной атмосфере, поэтому уходящее тепловое излучение охлаждало поверхностную плёнку.



Обнаружена значительная разница между теоретическими и экспериментальными значениями коэффициента отражения. Измеренная величина почти на 50% больше френелевского значения. Известные модели ветровой структуры морской поверхности не объясняют полученную в эксперименте величину коэффициента отражения. Во время эксперимента перенос тепла и влаги был направлен из атмосферы в море. В этих условиях тонкий поверхностный слой температурной плёнки (0,2 мм толщина скин-слоя на  $\lambda$ =5 мм) мог оказаться насыщенным молекулами атмосферных газов, растворённых в воде, вследствие чего уменьшилась вязкость и время молекулярной релаксации воды. Вычисления показывают, что R=0,349 может быть получена при уменьшении в 3 раза времени молекулярной релаксации воды. Данный эффект может оказаться существенным только на волнах миллиметрового диапазона. В ИК-диапазоне скин-слой составляет на 10 мкм 0,1 мм, однако в этом диапазоне на величину диэлектрической проницаемости практически не влияет время молекулярной релаксации воды.

### ОПРЕДЕЛЕНИЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ПОЛЕЙ В ЩЕЛИ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВОЙ АНТЕННЫ

### В.А.Емельянов

Чувашский госуниверситет

При ЭМС РЭС необходимо знать интегральные характеристики излучающих систем – диаграмму направленности (ДН) и коэффициент усиления (КУ) не только в рабочем диапазоне, но и при возбуждении частотами, превышающими рабочий диапазон. В последних публикациях [1-2] при расчетах и исследованиях ДН и КУ используется синусоидальное распределение поля в щели, которое является лишь первым приближением. Поэтому необходимы более точные значения распределе-

ния поля. Для этих целей мы используем численный метод решения системы интегральных уравнений. Рассматривается ВЩА с продольными щелями на широкой стенке; поверхность волновода имеет бесконечную проводимость  $\sigma$ = $\infty$ ; щели бесконечно узкие ks< $\lambda$ , где s — ширина щели; стенки бесконечно тонкие. На основании истокообразного представления полей и теоремы эквивалентности [3] щель представлена в виде суммы элементарных магнитных диполей, объемная плотность тока которых  $j_z^M = I^M \ell \delta(x - x') \delta(y - b) \delta(z - z')$ . Далее рассматривается волновое уравнение для потенциала магнитного диполя  $V_{\theta}$ 

$$\frac{\partial^2 V_{\partial}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 V_{\partial}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 V_{\partial}}{\partial z^2} + k^2 V_{\partial} = -\frac{1}{i\omega\mu_0} j_z^M, \tag{1}$$

где 
$$j_z^M$$
 и  $V_\partial = \sum_{m=0}^\infty \sum_n^\infty A_{mn}(z) \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{n\pi y}{b}$  — собственные значения и функции.

Решая уравнение (1) относительно коэффициентов  $A_{mn}(z)$ , получим потенциал, создаваемый щелью в волноводе:

$$V_{uq} = \int_{x_0}^{x_0+s} \int_{o}^{\ell} V_{\partial}(x,z) dx dz , \qquad (2)$$

где 
$$V_{\partial} = -\frac{I^{M}\ell}{2\omega ab\mu_{0}}\sum_{m=0}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\frac{\in_{m}\in_{n}}{\gamma_{mn}}\cos\frac{m\pi x}{a}\cos\frac{m\pi x'}{a}\cdot e^{-\gamma_{mn}|z-z'|}$$
 — потенциал магнитного

диполя щели в волноводе,  $\in_m$ ,  $\in_n$  — числа Неймана,  $\in_m$ ,  $\in_n$ =1, при m, n=0 и  $\in_m$ ,  $\in_n$ =2 при  $m, n \neq 0$ .

Выражаем составляющую  $\dot{H}_z$  волны  $H_{mn}$ -типа в волноводе через  $V_{\mathcal{O}}$  и, учитывая условия непрерывности тангенциальных составляющих вектора магнитного поля

$$2\dot{\mathbf{H}}^{na\partial a nouqee} + \dot{\mathbf{H}}_{\substack{\text{щели в своб. пространстве} \\ \text{( щели в верхнем полупространстве)}}} = \dot{\mathbf{H}}_{\substack{\text{щели в волноводе}}}$$
, получим:

$$\int_{x_{0}}^{x_{0}+s} \int_{0}^{\ell} \left( \frac{\partial^{2}}{\partial z^{2}} + k^{2} \right) I^{M}(x,z) \left( \frac{\ell}{2\omega ab\mu_{0}} \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{n=0}^{\infty} \frac{\epsilon_{m} \epsilon_{n}}{\gamma_{mn}} \cos \frac{m\pi x}{a} \cos \frac{m\pi x'}{a} e^{-\gamma_{mn}|z-z'|} - \frac{e^{-ikr}}{2\pi i\omega \mu_{0} r} \right) dxdz = 2H^{nao}(x,y,z)$$

$$(3)$$

Представив интеграл (3) в виде интегрального уравнения Фредгольма и используя метод Галеркина [4], решение уравнения (3) относительно функции рас-

пределения тока ищем в виде  $I^M(x,z) = \sum_{l=1}^N A_l \sin \frac{l\pi z'}{\ell} g(x')$ . В итоге получаем СЛАУ:

$$\begin{split} &\int\limits_{x_0}^{x_0+s}\int\limits_{0}^{\ell}\int\limits_{l=1}^{N}\sum\limits_{x_0}^{x_0+s}\int\limits_{0}^{\ell}\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2}+k^2\right)I^M(x,z)\left(\frac{\ell}{2\omega ab\mu_0}\sum\limits_{m=0}^{\infty}\sum\limits_{n=0}^{\infty}\frac{\epsilon_m\epsilon_n}{\gamma_{mn}}\cos\frac{m\pi x}{a}\cos\frac{m\pi x'}{a}e^{-\gamma_{mn}|z-z'|}-\frac{e^{-ikr}}{2\pi i\omega\mu_0r}\right)A_l\sin\frac{l\pi z'}{\ell}\sin\frac{t\pi z}{\ell}g(x)g(x')dxdzdx'dz'=2\int\limits_{x_0}^{x_0+s}\int\limits_{0}^{\ell}\dot{H}^{nao}(x,y,z)g(x)\sin\frac{t\pi z}{\ell}dxdz', \end{split}$$

где t=1,2...,N; a,b — размеры волновода;  $\ell$  — длина и ширина щели;  $x_0$  — координата начала щели вдоль оси x;  $\dot{H}^{na\phi}$  — падающее поле, которое зависит от источника и ориентации шели в пространстве относительно этого источника.

В виду сложности численной реализации математической модели были использованы некоторые преобразования формулы (4) по аналогии [5], которые позволяют численно реализовать исходную математическую модель.

- [1] Ершов Л.И., Кременецкий С.Д., Лось В.Ф. //Радиотехника.1987. №11. С.63.
- [2] Кременецкий С.Д.// Радиотехника. 1993. № 11. С.75.
- [3] Васильев Е.Н. Возбуждение тел вращения. –М.: Радио и связь, 1987. 271с.
- [4] Канторович Л.В., Крылов В.И. Приближенные методы высшего анализа. –Л.: Физматгиз, 1962, 695с.
- [5] Левин Л. Теория волноводов. -М.: Радио и связь, 1981, 265с.

### ФЛУКТУАЦИОННО-ПОЛЯРИЗАЦИОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ АНТЕННОЙ ТЕМПЕРАТУРЫ ВЗВОЛНОВАННОЙ МОРСКОЙ ПОВЕРХНОСТИ

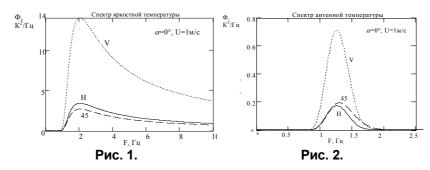
И.Т.Бубукин<sup>1)</sup>, Р.В.Подгорный<sup>2)</sup>

1)Научно-исследовательский радиофизический институт <sup>2)</sup>Нижегородский госуниверситет

При дистанционном зондировании морской поверхности приходится сталкиваться с флуктуациями яркостной температуры, обусловленными волнением, т.е. температура есть случайная функция времени, изучение которой возможно на основе анализа её статистических характеристик. Для случайного стационарного процесса спектральная плотность мощности флуктуаций  $\Phi(\omega)$  является Фурьепреобразованием от корреляционной функции (теорема Винера – Хинчина) [1]:

$$\Phi(\omega) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} K(\tau) \exp(-\iota\omega\tau) d\tau , \qquad (1)$$

В работах [2-4] приводятся аналитические выражения для спектральной плотности мощности флуктуаций яркостной температуры. В [4] приведены аналитическая и экспериментальная зависимости дисперсии от поляризационного угла для скоростей ветра V=1,2,3,4,5 м/с. Как оказалось, теоретическое значение [2]  $\Phi_{\rm B}/\Phi_{\Gamma} = \left| \partial J_{\rm B}/\partial \theta \right| / \left| \partial J_{\rm \Gamma}/\partial \theta \right|$  отличается от экспериментального. Если теоретический расчет даёт величину равную 2 при угле визирования  $30^{0}$  от горизонта, то при измерениях эта величина близка к 3.



Известно, что измеряемой характеристикой является не яркостная, а антенная температура, которая является свёрткой яркостной температуры и диаграммы направленности антенны. Так как удобнее работать со спектральными характеристиками, то спектральная плотность мощности антенной температуры [3]:

$$\Phi_{\mathbf{A}}(\omega,\psi,\alpha,\theta) = (2\pi)^4 \iint \Phi(\omega,\vec{k},\psi,\alpha,\theta) A^2(\vec{k}) d^2k , \qquad (3)$$

где  $A(\mathbfit{k})$  — Фурье-образ диаграммы направленности антенны, для круглой сплошной апертуры диаметром D [5] имеет вид:

$$A(s) = \frac{2}{\pi} \left( \arccos\left(\frac{s}{s_0}\right) - \frac{s}{s_0} \sqrt{1 - \left(\frac{s}{s_0}\right)^2} \right),\tag{4}$$

где  $S \in [0,S_0]$  — безразмерная пространственная частота, выраженная в длинах волн принимаемого излучения, а  $S_0 = D/\lambda$  — максимально разрешимая пространственная частота, т.е. антенна является фильтром пространственных частот. В эксперименте [4] использовалась круглая антенна с диаметром D=1м, измерения проводились на длине волны  $\lambda=4$ см, под углом  $\theta=60^0$  (от надира). Для приведенных выше условий минимальный масштаб неоднородностей, который можно разрешить  $\Lambda\approx0,27$ м, что согласно дисперсионному соотношению для гравитационно-капиллярных волн  $\omega^2=g\cdot |\mathbf{k}|$ , где g=9,8м/с², соответствует максимальной частоте поверхностных волн  $f\approx2,4$ Гц. Учитывая аналитическое выражение для спектра яркостной температуры,

полученное в [3,4] для крупномасштабных волн ( $\Lambda$ >> $\lambda$ ) (рис.1), и подставляя (5) в (4), можно вычислить спектр антенной температуры с помощью ЭВМ (рис.2). U – скорость ветра на поверхности,  $\alpha$  – угол между плоскостью визирования и направлением ветра. V – вертикальная поляризация, H – горизонтальная поляризация, 45 – излучение, поляризованное под углом 45°. В спектре антенной температуры (рис.2) излучение, поляризованное под углом 45°, по мощности оказывается сильнее, чем это наблюдается в спектре яркостной температуры, что объясняется большим разрешением антенны в плоскости, перпендикулярной плоскости визирования при наклонном зондировании. Хотелось бы отметить, что флуктуации температуры при поляризации 45°, вызваны как раз наклонами поверхности в плоскости, перпендикулярной плоскости визирования [3], которые оказываются достаточно малы при визировании вдоль ветра и существенны при визировании поперёк.

Таким образом, удалось теоретически рассчитать спектр антенной температуры и объяснить некоторые эффекты, наблюдаемые при измерениях, в частности, показать, что антенна является низкочастотным фильтром пространственных частот, что ограничивает нас при изучении мелкомасштабных волн, сравнимых с периодом волны принимаемого излучения.

- [1] Рытов С.М. Введение в статистическую радиофизику. Часть 1. –М.: Наука, 1976, 496 с.
- [2] Бубукин И.Т., Докучаев В.П., Кротиков В.Д.//Изв. вузов. Радиофизика. 1982. Т.25,№6. С.652.
- [3] Бубукин И.Т., Станкевич К.С., Иванов В.П.//Радиотехника и электроника. 2000. Т.45.№5. С.531.
- [4] Бубукин И.Т. и др.//Радиотехника и электроника. 1995. Вып. 9. С.1368.
- [5] Есепкина Н.А. и др. Радиотелескопы и радиометры. –М.: Наука, 1973, 308с.

## ТЕПЛОВЫЕ ПОТОКИ НА ГРАНИЦЕ МОРЕ-АТМОСФЕРА ПО ДАННЫМ СВЧ И ИК РАДИОМЕТРИИ

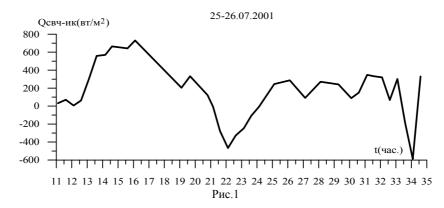
### И.Т.Бубукин, К.С.Станкевич

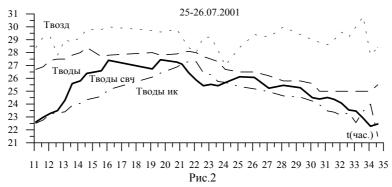
Научно-исследовательский радиофизический институт

Получен суточный ход теплового потока на границе море-атмосфера по натурным измерениям в СВЧ и ИК-диапазонах. Эксперимент проводился в июле-августе 2001 г. в прибрежной зоне восточного побережья Крыма. По измерениям в ИК (8-14 микрон) и СВЧ (4 см)-диапазонах в условиях ветрового волнения измерены температурные градиенты в поверхностной температурной плёнке и определён тепловой поток на границе морская поверхность-атмосфера.

Пример суточного хода температуры на глубине 0,07 мм (ИК), 1,8 мм (СВЧ) и измеренной термометром 25-26.07.2001 показан на рис.1 (по временной оси после 24 часов начинаются следующие сутки). Характерно, что в дневное время температура воды по СВЧ-измерениям меньше, чем ночью, когда она приближалась к глубинной температуре. При влажном ветре, дующем с моря, разность дневных и ноч-

ных температур составляла  $\sim 2^{\circ}$ С. При наносе сухого воздуха с берега эта разность увеличивалась до 5-6 градусов. Пример суточного хода теплового потока показан на рис.2. Температурные градиенты на глубинах 0,07-1.8 мм изменялись в пределах от 0 до 1,3 град/мм и определяли величину теплового потока, направленного в атмосферу от 0 до 700 вт/м<sup>2</sup>





Исследована корреляция теплового потока со скоростью ветра (рис.3). В условиях измерений тепловой поток увеличивался на  $100 \, \mathrm{Bt/m^2}$  с увеличением скорости ветра на  $1 \, \mathrm{m/c}$ . Проведены синхронные измерения тепловых потоков в термической плёнке и ИК-излуче-

ния моря и атмосферы в диапазоне 8-14 микрон. Приращение теплового потока с ростом ИК-излучения морской поверхности определяется увеличением температуры моря. Исследована корреляция теплового потока с радиационным балансом море-атмосфера в ИК-диапазоне. В дни измерений преобладали тепловые потоки из моря в атмосферу, среднее значение потока составляло  $\sim 50$  вт/ $m^2$ .

По условию непрерывности теплового потока на границе раздела измеренный тепловой поток равен сумме потоков на теплообмен  $Q_H$ , испарение  $Q_E$  и радиационный баланс  $Q_R$ .

$$Q_{\text{\tiny H3M}} = Q_H + Q_E + Q_R$$
.

На основании использования экспериментальных данных и соотношений:

$$Q_E = C_E \cdot 1.82 \cdot 10^3 (q_S - q_Z) \cdot V_Z \frac{em}{M^2}$$

$$Q_H = C_H \cdot 1.2 \cdot 10^3 \left( T_S - T_Z \right) \cdot V_Z \frac{em}{M^2},$$

где  $q_{S}$ ,  $q_{Z}$  – удельная влажность и  $T_{S}$ ,  $T_{Z}$  – температура над морской поверхностью и на высоте z над ней,  $V_{Z}$  – скорость ветра на высоте z, были определены безразмерные коэффициенты испарения  $C_{E}$ =5,4·10<sup>-3</sup> и теплопередачи  $C_{H}$ = –2·10<sup>-2</sup>.

### РАСЧЕТ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ ТОКА НА ПРОВОДЯЩИХ ЭЛЕМЕНТАХ

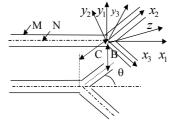
### В.А.Емельянов, В.Н.Иванов

Чувашский госуниверситет

В теории дифракции и распространения радиоволн имеется четкое понимание основных волновых процессов. Однако, что использовать для более качественного

количественного расчета величин, характеризующих волновые процессы? Можно использовать, вариационные методы, дающие приближенные решения, не опираясь на наличие малых параметров.

Рассмотрим распределение тока в бесконечной двухпроводной линии с симметричным разветвлением с проводами радиуса a (см. рис.). Полагаем провода идеально проводящими  $\sigma=\infty$  и тонкими ka>>1,  $k=\omega/c$  – волновое



$$I_{2(5)}(u') = I_{3(6)}(u'), I_{1(4)}(0) = 2I_{2(5)}(0), I(u) = \begin{cases} I_{1(4)}(u'), u' < 0, \\ 2I_{2(5)}(u'), u' > 0, \end{cases}$$
(1)

Выражаем вектор напряженности электрического поля на поверхности проводов через векторный потенциал:

$$E_x = \frac{i \rho}{4\pi k} \left\{ \frac{d^2 A_{x_1}}{dx_1^2} + k^2 A_{x_1} + \frac{d^2 A_{y_1}}{dx_1 dy_1} \right\}, \ E_y = \frac{i \rho}{4\pi k} \left\{ \frac{d^2 A_{y_1}}{dy_1^2} + k^2 A_{y_1} + \frac{d^2 A_{x_1}}{dx_1 dy_1} \right\}, (3)$$

где 
$$A_i(x_i,y_i) = \frac{\mu}{4\pi} \int\limits_{-\infty}^{0} I_i(u') \frac{e^{ikR_i}}{R_i} du'$$
,  $R_i(M,N_i) = \sqrt{(x_i-u_i')^2+{y_i}^2+{z_i}^2}$ .

Учитываем поле только на боковой линии проводов (z=a). Учет  $\sigma=\infty$  на поверхности дает граничные условия:

$$E_{\tau|s_1(s_4)s_2(s_5)} + E^{cm} = 0$$
,  $E_{\tau|s_1(s_4)s_3(s_6)} + E^{cm} = 0$ ,  $GI(u) = \begin{cases} G_1I(u), \text{ при } u < 0 \\ G_2I(u), \text{ при } u > 0 \end{cases}$ , (3)

где  $E^{cm} = V_0 \delta(\upsilon - \upsilon_0)$  – касательная составляющая стороннего электрического поля;  $\upsilon_0$  – координаты на поверхности и расположения источника;  $V_0$  – напряжение в точке питания, I(u) – распределение тока, G – линейный симметричный интегродифференциальный оператор, для каждого участка различный.

Далее, наряду с основной задачей, сформулирована вспомогательная, для этой же системы, но с другим источником

$$GI_{\beta} + E^{cm} = 0, \tag{4}$$

где величины  $G, I_{\beta}, E^{cm}$  имеют тот же смысл, что и в формуле (3).

На основе уравнений (3) и (4) строится вариационная задача [1,2]. Получаем для определения функции распределения тока уравнение:

$$I(\upsilon) = -\frac{\langle I_{\beta}E^{cm} \rangle \langle IE_{\beta}^{cm} \rangle}{V_{\beta} \langle I_{\beta}; GI \rangle} = \frac{ik4\pi}{\rho} V_{0} \frac{e^{ik2(\upsilon - \upsilon_{0})}}{F(\upsilon;\upsilon_{0})}, \tag{5}$$

где скобки – функциональные произведения,  $\, \rho \,$  – волновое сопротивление среды.

В итоге задача сводится к решению уравнения до разветвления и после

$$F(\upsilon;\upsilon_0) = \int_{-\infty}^{+\infty} e^{ik|u-\upsilon|} Ge^{ik|u-\upsilon_0|} du, \qquad (6)$$

$$I(\upsilon) = I_0 \frac{\xi_{na\partial}(\upsilon)}{\xi_{na\partial}(\upsilon)(1 - R(\upsilon))}, \text{ при } \upsilon < 0 \; ; I(\upsilon) = I_0 \frac{\xi_{na\partial}(\upsilon)T(\upsilon)}{\xi_{na\partial}^2(0)} e^{ik(\upsilon - \upsilon_0)}, \upsilon > 0 \; , \ (7)$$

где  $F(\upsilon,\upsilon_0)=2ike^{ik2(\upsilon-\upsilon_0)}\xi(\upsilon)$ ,  $I_0=V_02\pi/\{\rho\xi_{nao.}(0)\}$ ;  $R(\upsilon)=1-\xi(\upsilon)/\xi_{nao.}(\upsilon)$ ,  $\xi_{nao.}(\upsilon)$  - падающая волна тока;  $T(\upsilon)=\xi(\upsilon)/\xi_{nao.}(\upsilon)$ . Коэффициенты отражения, прохождения и излучения D связанны соотношением D=1-|R|-|T|.

Полученные выражения позволяют, задав приближенные значения распределения тока, проводить итерационный процесс расчета до заданной точности. Для проведения проверки данного расчета можно использовать интегральное уравнение Харрингтона.

$$i4\pi E^{cm}(v,v_0) = \omega \mu_a \int_{L'} \left(\mathbf{v},\mathbf{u}'\right) I(u') G(v,u') - \frac{1}{\omega \varepsilon_a} \left(\mathbf{v},\mathbf{u}_r'\right) \frac{\partial^2 G(v,u')}{\partial u' \partial v} \right] du', \qquad (8)$$

где L', L – контуры, совпадающие с осью и поверхностью проводника;  $\mathbf{v}, \mathbf{u'}$  – единичные векторы в точках v и u', касательные к L и L, G(v,u') – функция Грина. Для разложения тока используется кусочно-синусоилальный базис:

разложения тока используется кусочно-синусоидальный базис: 
$$I(u') = \sum_{n=1}^N I_n B_n \left( u' \right); B_n \left( u' \right) = \frac{\sin \left( k \left( u' - u'_{n-1} \right) \right)}{\sin \left( k \left| u'_n - u'_{n-1} \right| \right)}, \ \text{при } u'_n \leq u'_n \ ; B_n \left( u' \right) = \frac{\sin \left( k \left( u' - u'_{n+1} \right) \right)}{\sin \left( k \left| u'_n - u'_{n+1} \right| \right)},$$

при  $u'_n \ge u'_n$ ; N – число мод тока, n – номер моды,  $I_n$  – весовой коэффициент.

- [1] Ванштейн Л.А. //ЖТФ. 1961. Т.71. Вып.1. С.20.
- [2] Шамеева Н.И. //Радиотехника и электроника. 1971. Т.16, №5. С.695.

## ИНТЕГРАЛЬНЫЕ ЭМС-ПАРАМЕТРЫ ВОЛНОВОДНО-ЩЕЛЕВЫХ АНТЕННЫХ РЕШЕТОК

### В.А.Емельянов, В.Н.Пичугин

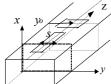
Чувашский госуниверситет

Получены выражения для внутренних, внешних и эквивалентных проводимостей продольных и поперечных щелей на  $f_v = v f_0$ , гармониках основной частоты и превышающих ее. Рассчитаны ЭМС параметры излучения – КУ, ДН.

Приближения: резонансная длина щели на основной длине волны  $\lambda_0$  с учетом ширины s:  $L \approx \lambda_0/2 - \lambda_0 42, 5(W_c(\ln(2\lambda_0/s))^{-1},$  где  $W_c$  — волновое сопротивление среды. Распределение поля вдоль щели  $\sin(vk_0(\xi+L/2))$ , а поперек постоянно,  $p(\tau)$ =const; где v — номер гармоники или любое число v>1;  $k_0=2\pi/\lambda_0$ ;  $\tau=y$ ,  $\xi=z$  для продольной и  $\tau=z$ ,  $\xi=y-y_0$  поперечной щели. Учитываем только распространяющиеся типы волн,  $vk_0>\chi_{mn}$ , где m,n — индексы типа волны;  $\chi^2_{mn}=(m\pi/a)^2$ 

 $(n\pi/b)^2$ , a, b — размеры волновода. Стенки волновода считаем бесконечно тонкими.

С учетом приближений продольная составляющая объемной плотности магнитного тока, созданная волнами типа  $H_{mn}$  и  $E_{mn}$ :



$$J_{\xi}^{M} = U_{0(\nu)}^{(mn)} \sin(\nu k_0 (\xi + L/2)) p(\tau) \delta(x - x_0) / s , \quad (1)$$

где  $U_{0(v)}^{(mn)}$  – напряжение в пучности щели,  $\delta(x)$  – дельта-функция,  $x_0$ =b. Учтя, что мощность излучения щелью в волновод без потерь  $P_{\Sigma}^{(i)}$ = $0.5(U_0^{(mn)})^2G_{mn}^{(i)}$  [1], и что в тоже время  $P_{\Sigma}^{(i)}$  есть мощность, переносимая вдоль волновода  $P_z$ , внутренняя проводимость щели

$$G_{mn(v)}^{(i)} = 2P_{\Sigma}^{(i)} / \left(U_{0(v)}^{(mn)}\right)^{2}, \quad P_{\Sigma}^{(i)} = P_{z} = \int_{0}^{a} \int_{0}^{b} \left(E_{x}H_{y}^{*} - E_{y}H_{x}^{*}\right) dx dy, \tag{2}$$

где  $E_{x,y}$  ,  $H_{x,y}^*$  — составляющие напряженности электрического и магнитного по-

После интегрирования (2): Для продольной щели

для 
$$H_{mn}$$
 -типов волн  $G_{mn(v)}^{(i)} = \frac{\epsilon_m^2 \epsilon_n^2}{2\pi\mu_a f_v abk_{mn}^{(v)}} \frac{(vk_0)^2}{\chi_{mn}^2} \left(\frac{\sin\frac{m\pi s}{2a}}{\frac{m\pi s}{2a}}\right)^2 B$ , (3a)

при 
$$\nu = 1,2,...$$
,  $B = \cos^2 \frac{m\pi y_0}{a} \cos^2 \left( \frac{\pi}{2} \frac{1 + (-1)^{\nu}}{2} + k_{mn}^{(\nu)} \frac{L}{2} \right)$ 

при 
$$\nu > 1$$
, 
$$B = \left\{ 1 - \frac{\chi_{mn}^2}{2(\nu k_0)^2} \sin^2(\nu k_0 L) - \frac{k_{mn}^{(\nu)}}{\nu k_0} \sin(\nu k_0 L) \sin(k_{mn}^{(\nu)} L) - \cos(\nu k_0 L) \cos(k_{mn}^{(\nu)} L) \right\}$$

где 
$$k_{mn}^{(v)} = \sqrt{(vk_0)^2 - (m\pi/a)^2 - (n\pi/b)^2}$$
;  $\in_t = \begin{cases} 1, & t = 0 \\ 2, & t > 0 \end{cases}$ 

Для поперечной щели: для удобства обозначив

$$B1 = \sin^2 \left( \frac{1 + (-1)^{\nu}}{4} \pi + \frac{2m\pi y_0}{a} \right) \cos^2 \left( \frac{1 + (-1)^{\nu}}{4} \pi + \frac{m\pi L}{2a} \right),$$

$$B2 = \left(\sin\left(\frac{m}{a}\pi\left(y_0 - \frac{L}{2}\right)\right) - \sin\left(\frac{m}{a}\pi\left(y_0 + \frac{L}{2}\right)\right)\cos(vk_0L)\right)^2,$$

для 
$$H_{mn}$$
 -типов волн  $G_{mn(v)}^{(i)} = \frac{2 \in_n^2}{\pi \mu_a f_v abk_{mn}^{(v)}} \frac{(vk_0)^2}{\chi_{mn}^2} \left(\frac{\sin k_{mn}^{(v)} \frac{s}{2}}{vk_0 - \frac{m\pi}{a}}\right)^2 \left(\frac{m\pi s}{a}\right)^2 B$ , (36)

при v=1,2,...,B=4B1, при v>1,B=B2;

для 
$$E_{mn}$$
 - типов волн  $G_{mn(v)}^{(i)} = \frac{2 \in_n^2 \pi \varepsilon_a f_v}{ab \left(k_{mn}^{(v)}\right)^3} \frac{(vk_0)^2}{\chi_{mn}^2} \left(\frac{\sin k_{mn}^{(v)} \frac{s}{2}}{vk_0 - \frac{m\pi}{a}}\right)^2 \left(\frac{n\pi}{a}\right)^2 B$ , (3в)

при v=1,2,...,B=16B1, при v>1,B=4B2.

Определяем внешнюю проводимость щели  $G_{\nu}^{(\Sigma)}$ по аналогии с сопротивлением излучения электрического вибратора. Представляя ВЩР в виде эквивалентной длинной линии, получаем нормированную эквивалентную проводимость щели [2]:

$$g_{mn(\nu)} = 2G_{mn(\nu)}^{(i)} / G_{\nu}^{(\Sigma)}$$
 (4)

Далее рассчитываем ДН, КУ [2]. Из анализа ДН видно, что при четных гармониках появляется  $\nu$  побочных максимумов, а при нечетных –  $\nu$ +1. Подобным методом могут быть рассмотрены ВЩР с другим расположением щелей, а также резонаторно-щелевая решетка.

- [1] Ершов Л. И., Кременецкий С. Д., Лось В. Ф.// Радиотехника. 1984. № 2.
- [2] Кременецкий С. Д.// Радиотехника. 1993. № 8-9.

# ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ВЗАИМНОГО РАСПОЛОЖЕНИЯ ИСТОЧНИКА, ПРИЕМНИКА И СЛОЯ МУТНОЙ СРЕДЫ НА УГЛОВОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЩНОСТИ МНОГОКРАТНО РАССЕЯННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

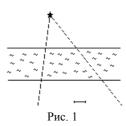
### В.Г.Гавриленко, А.В.Сорокин

Нижегородский госуниверситет

Из последних исследований известно, что результирующий угловой спектр мощности излучения, прошедшего через слой поглощающей и хаотически неоднородной (мутной) изотропной среды, существенным образом искажается по сравнению с первоначальным угловым распределением. Установлено, что при наклонном падении плоской волны на плоский слой мутной среды центр тяжести углового спектра мощности стремится к направлению нормали к этому слою с увеличением его толщины; а также имеет место аномальное уширение этого спектра [1]. Однако в работе [1] рассматривалась эволюция интегрального углового спектра мощности рассеянного излучения по всей приемной плоскости. Более интересным и важным с практической точки зрения представляется случай, когда приемник имеет ограни-

ченную апертуру. В таком случае важную роль в формировании углового спектра мощности, попавшего в приемник излучения, играет взаимное положение источника и приемника излучения относительно поглощающей среды. Исследованию этого вопроса и посвящена данная работа.

Пусть на плоский слой мутной среды падает сферическая волна из источника с конической диаграммой направленности; а с противоположной стороны слоя находится приемник излучения (рис.1). Зависимости статистических моментов углового спектра мощности принятого излучения от параметров задачи при такой ее постановке были найдены в [2] методом геометрической оптики. Однако геометрооптическое приближение имеет ограниченную область применимости и не

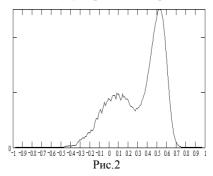


позволяет исследовать рассеяние на достаточно большие углы и анализировать форму углового спектра. В данной работе задача была решена методом численного статистического моделирования, которое позволяет снять оба этих ограничения.

Моделирование проводилось для различных положений источника и приемника относительно слоя толщиной 40  $\sigma^{-1}$  ( $\sigma$  – коэффициент экстинкции по рассеянию) со степенной индикатрисой однократного рассеяния (показатель равнялся –2,3, что неплохо соответствует рассеивающим характеристикам морской воды). По результатам численного эксперимента было выявлено, следующее.

- 1) При приближении источника к верхней границе слоя (приемник зафиксирован на нижней границе) эффекты смещения среднего к направлению нормали к слою и аномального уширения проявляются слабее; наиболее сильное их проявление имеет место при выносе источника на большую высоту (т.е. когда падающая волна становится плоской).
- 2) При удалении приемника от нижней границы слоя (источник зафиксирован на верхней границе) аномальное уширение также имеет место, а смещение среднего ведет себя немонотонным образом: сначала оно увеличивается в сторону от направления нормали, а затем возвращается к направлению "источник-приемник".
- При произвольном положении источника и приемника оба этих эффекта способны усиливать друг друга, приводя к еще большему уширению спектра.

Форма углового спектра принятого излучения существенным образом зависит от нескольких факторов: диаграммы направленности источника, апертуры приемника, вида индикатрисы однократного рассеяния и взаимного расположения источника, слоя и приемника. Двумя последними факторами объясняется тот факт, что при определенных условиях угловой спектр может иметь более одного максимума. На рис.2 по оси абсцисс от-



ложен синус угла прихода, по оси ординат — интенсивность принимаемого излучения для удаленного источника и приемника на нижней границе. Правый максимум соответствует слабо рассеянной большей части излучения, распространяющейся вблизи направления "источник-приемник". Левый максимум порождается незначительной частью излучения, которая рассеялась на большой угол и распространяется около направления нормали к слою. Ввиду значительно более краткого пути следования вдоль направления нормали, эта часть меньше теряет свою энергию из-за поглощения. В результате она вносит соизмеримый вклад со слабо рассеянным излучением в выходное распределение мощности. Отметим, что зависимости его моментов от параметров задачи качественно те же, что и в работе [2]. Это позволяет сторону явлений даже утверждать, что метод геометрической оптики правильно описывает качественную вне области своей формальной применимости.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Конкурсного центра фундаментального естествознания (грант №E00-3.5-469)

- [1] Гавриленко В. Г., Аистов А. В., Петров С. С., Семериков А. А. Сорокин А. В. //В кн. Труды пятой научной конференции по радиофизике 7 мая 2001 г. /Ред. А.В.Якимов. –Нижний Новгород: ТАЛАМ, 2001, с.27.
- [2] Гавриленко В. Г., Семериков А. А. //Оптика и спектроскопия. 1998. Т.85, №5. С.819.

## A DEPTH OF THE UPPER HYBRID WAVE PENETRATION INTO PLASMA DEPLETION AS DEPENDENT ON THE WAVE FREQUENCY

S.M.Grach<sup>1)</sup>, Yu.E.Men'kova<sup>1)</sup>, P.Stubbe<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>State University of Nizhni Novgorod, <sup>2)</sup>Max-Planck-Institut für Aeronomie

Properties of HF plasma waves propagating strictly across the ambient magnetic field are analyzed for the upper hybrid frequency bandwidth, i. e. for  $n\omega_{be}<\omega<\omega$ ,  $\omega_{uh}<(n+1)\omega_{be}$ . Here  $\omega$  is the wave frequency,  $\omega_{be}$  is electron cyclotron frequency,  $\omega_{uh}=(\omega_{pe}^2+\omega_{be}^2)^{1/2}$  is the upper hybrid frequency,  $\omega_{pe}$  is the plasma frequency, and n is the electron gyroharmonic number. The analysis was performed on the base of the dispersion relation for arbitrary  $k\rho_e$  [1]:

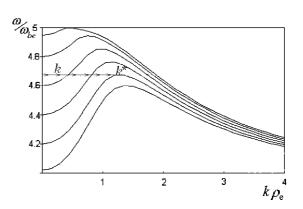
$$\varepsilon(\omega, k) = 1 + \frac{\omega_{pe}^2}{k^2 V_{Te}^2} \left[ 1 - \sum_{s = -\infty}^{\infty} \frac{\omega}{\omega - s \omega_{be}} I_s(k^2 \rho_e^2) e^{-k^2 \rho_e^2} \right] = 0.$$
 (1)

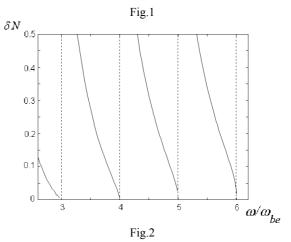
Here k is the wave number,  $V_{Te}$  is the electron thermal velocity,  $\rho_e = V_{Te}/\omega_{be}$ ,  $I_s(k\rho_e)$  is the modified Bessel function. Dependencies  $\omega(k)$  determined by eq.(1) for  $4\omega_{be} < \omega < \omega$ ,  $\omega_{uh} < 5\omega_{be}$  and different plasma densities N (and therefore different  $\omega_p$  and  $\omega_{uh}$ ) are shown in the Fig.1. Intersections of different dispersion curves with the  $\omega$ -axes correspond to related upper hybrid frequencies. Let a plasma wave with a frequency  $\omega = \omega_{uh,0}$  ( $\omega_{uh,0}$  is the local upper hybrid frequency at the point where the electron density is  $N_0 = (m/4\pi\epsilon^2\omega^2 - \omega_{ce}^2)$ ) start to propagate in the direction of decreasing electron density

(and local upper hybrid frequency). A representative point of such a wave in the Fig. 1 belongs to the horizontal straight line  $\omega = \omega_{uh,0}$  and moves to larger  $k\rho_e$  from "upper" to "lower" dispersion curves until k=k\* (where N=N\*), where the wave group velocity tends to zero,  $d\omega/dk=0$ , and therefore

$$\partial \varepsilon(\omega, k) / \partial k \mid_{\varepsilon(\omega, k) = 0} = 0.$$
 (2)

For smaller densities,  $N < N^*$ , there is no solution of the dispersion relation (1) at the frequency  $\omega$ . So, the relative depth of the wave penetration into the plasma depletion,  $\delta N = (N_0 - N_0)$  $N^*$ )/ $N_0$ , can be determined from the system of equations (1) and (2), in which the plasma density is taken to be  $N^* (\omega_{pe}^2 = 4\pi e^2 N^*/m)$ and the solution  $\omega =$  $\omega(k^*)$  is equate with the "start frequency" The depth  $\delta N$  as depending on the "start frequency"  $\omega$  was calculated for  $2.5\omega_{be} < \omega < 6\omega_{be}$ . The results of the calculations are presented in Fig.2. The calculation limits were chosen in accordance with the pump frequencies used in ionospheric modification experiments. It is seen that  $\delta N$  is large (>50%) if  $\omega$  is close to gyroharmonic  $(n\omega_{be})$  from above; decreases with growing  $\omega$ between successive gyroharmonics; and tends to





zero when  $\omega$  approaches  $n\omega_{be}$  from below.

The effect described provides the limit for the penetration of upper hybrid waves into a plasma depletion. This is valid both for a depletion with "prescribed" parameters, like in laboratory experiments [2], and for striations excited under the action of an electromag-

netic pump wave, as in ionospheric modifications [3]. In the latter case  $\delta N$  gives the upper limit for the striation depth. The limitation is quite weak for waves with  $\omega$  above and well between successive gyroharmonics, and thus other mechanisms must be invoked for the explanation of the striation saturation level. However, for pump frequencies slightly below gyroharmonics, the small values obtained for  $\delta N$  (Fig.2) can explain the lower level of striation excitation [4].

The work is supported by RFBR grant No. 00-02-17433.

- [1] Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме. –М.: Наука, 1977, 431с.
- [2] Vas'kov V.V., Kostrov A.V. et al. //JETP Lett. 1999. V.69. P.306.
- [3] Leyser T.B. //Space Sci. Rev. 2001. V.98. P.223.
- [4] Ponomarenko P.V., Leyser T.B., and Thidé B. //J. Geophys. Res. 1999. V.104. P 10 081

## РАССЕЯНИЕ РАДИОВОЛН РЕШЕТКАМИ ВИБРАТОРНЫХ АНТЕНН С НЕЛИНЕЙНЫМИ УПРАВЛЯЕМЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ

А.В.Кашин<sup>1)</sup>, А.Л.Умнов<sup>2)</sup>, В.А.Яшнов<sup>2)</sup>

 $^{1)}$ ФГУП НИИИС,  $^{2)}$ Нижегородский госуниверситет

В последние годы активно ведутся теоретические и экспериментальные исследования нелинейных рассеивателей электромагнитных волн, а также систем (решеток) из таких рассеивателей. При этом возникает необходимость селекции сигналов от отдельных элементов решетки. В работе [1] предложено решение этой проблемы путем использования нелинейных рассеивателей с оптическим управлением (НРОУ) [2], параметры которых изменяются дистанционно с помощью светового сигнала. В данной работе проведены исследования одномерной секции антенной решетки, схематически показанной на рис.1.

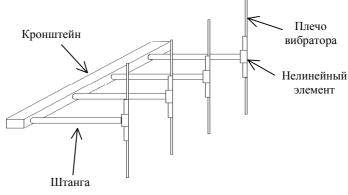
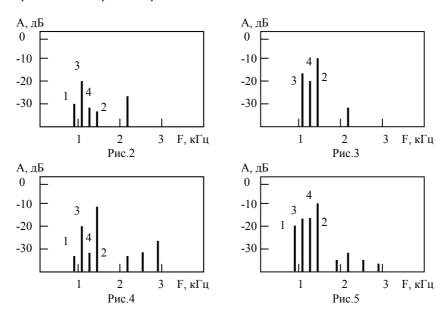


Рис.1

Модуляция параметров нелинейного элемента, в качестве которого используется фототранзистор L-32P3C, осуществляется с помощью светового сигнала ближнего ИК-диапазона, создаваемого светодиодом. Питание на светодиод подается с НЧ-модулятора, работающего в диапазоне от долей Гц до десятков кГц. Световой сигнал от источника до нелинейного элемента передается по световоду, проходящему внутри штанги, крепящей НРОУ к кронштейну. Такая конструкция позволяет исключить боковую засветку световода. Каждый из рассеивателей модулируется с частотой, отличающейся от частот других рассеивателей, и не кратной ни одной из них. Решетка размещается в электромагнитном поле, создаваемом двумя ВЧ-генераторами, работающими в метровом и дециметровом диапазонах длин волн. Максимальные выходные мощности генераторов не превышают 500 мВт. Прием рассеянного поля на комбинационной частоте осуществляется с помощью радиоприемника Р-313м, низкочастотный выход которого подключен к плате АЦП компьютера. Анализ огибающей принятого сигнала осуществляется с помощью программ анализаторов спектра.



В ходе эксперимента была продемонстрирована уверенная идентификация сигналов от разных элементов решетки. В качестве примера на рис.2–5 приведены спектры огибающей сигнала, переизлученного нелинейными рассеивателями на комбинационной (суммарной) частоте  $f_c = f_1 + f_2$  ( $f_1 = 325 \ \mathrm{MГц}$ ,  $f_2 = 100 \ \mathrm{MГц}$ ). Цифрами обозначены номера элементов решетки. Различия в спектрах обусловлены измене-

нием поля в раскрыве решетки, связанным с перемещением вдоль решетки на расстоянии 1,5 м от нее металлического предмета диаметром около 50 см. Отметим, что кроме частот модуляции в спектрах присутствуют их гармоники, амплитуды которых также заметно изменяются при изменении местоположения объекта.

Работа выполнена при поддержке Минпромнауки РФ (контракт №40.020.1.1.171), гранта РФФИ №01-02-16949, гранта Министерства Образования РФ №E00-3.5-227 и гранта программы "Ведущие научные школы" №00-15-96772.

- [1] Кашин А.В., Куликов Ю.М., Умнов А.Л., Яшнов В.А. //В кн.: Тр. (пятой) научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2001 г. /Ред. А.В.Якимов. –Н.Новгород: ТАЛАМ, 2001. с.97.
- [2] Кашин А.В., Умнов А.Л., Яшнов В.А. //Письма в ЖТФ. 2001. Т.27. Вып. 7. С.26.

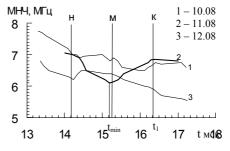
### ОТКЛИК ИОНОСФЕРЫ НА СОЛНЕЧНОЕ ЗАТМЕНИЕ 11 АВГУСТА 1999Г. ПО ДАННЫМ ЛЧМ ЗОНДИРОВАНИЯ НА ТРАССЕ ЙОШКАР-ОЛА – НИЖНИЙ НОВГОРОД

### В.П.Урядов, А.А.Понятов

Научно-исследовательский радиофизический институт

Солнечные затмения предоставляют уникальную возможность для исследования ряда ионосферных процессов в условиях сравнительно кратковременного и контролируемого изменения интенсивности источника ионизации. В статье представлены результаты наклонного ЛЧМ зондирования ионосферы на трассе Йошкар-Ола — Н.Новгород протяженностью 230 км, полученные во время солнечного затмения 11 августа 1999г. На рисунке показан временной ход максимальной наблю-

даемой частоты (МНЧ) в день затмения (11 августа) и в контрольные дни (10 и 12 августа) на трассе ЛЧМ зондирования Йошкар-Ола — Н.Новгород. Отмечены начало покрытия (маркер "н"), максимальная фаза ("м") и окончание затмения ("к"), соответствующие средней точке трассы. Как видно из рисунка, по сравнению с данными для контрольных дней наблюдений, во время затмения происходило уменьшение МНЧ на вели-



чину  $\sim 13\%$  в момент времени, близкий к максимальной фазе покрытия ( $q_{max} \sim 0.58$ ). В дальнейшем с течением времени, когда уменьшалась степень покрытия Луной солнечного диска, МНЧ восстанавливалась примерно до невозмущенного уровня для данного времени суток и затем плавно уменьшалась в соответствие с суточным ходом электронной концентрации.

На основе полученных данных и уравнения баланса ионизации можно оценить некоторые ионосферные параметры. Известно [1], что изменение электронной концентрации описывается либо уравнением

$$\frac{dN}{dt} = J(z,t) - \alpha_o N^2(z,t) \tag{1}$$

для рекомбинационного процесса нейтрализации электронов, либо уравнением

$$\frac{dN}{dt} = J(z,t) - \beta_o N(z,t) \tag{2}$$

для процессов типа прилипания. Здесь функция J описывает продукцию электронов за счет фотоионизации,  $\alpha_{\rm o}$  и  $\beta_{\rm o}$  – коэффициенты рекомбинации и прилипания, соответственно

В предположении равномерного распределения излучения по диску Солнца, во время затмения интенсивность излучения определяется выражением

$$J(z,t) = J(z)(1-q(t))\cos \chi(t), \qquad (3)$$

где q(t) – функция покрытия солнечного диска Луной,  $\chi$  – зенитный угол Солнца.

Чтобы выяснить, какое из уравнений, (1) или (2), лучше удовлетворяет экспериментальным данным, мы использовали временную зависимость поведения МНЧ, представленную на рисунке. Заметим, что для данной трассы МНЧ пересчитывается в критическую частоту слоя с коэффициентом  $\sim 0.91-0.95$  в зависимости от высоты слоя. Как видно из рисунка, на временной зависимости МНЧ имеется два экстремума, в моменты времени, обозначенные индексами  $t_{\min}$  и  $t_1$ . Для этих моментов времени df/dt=0 (или dN/dt=0, поскольку  $N \propto f^2$ ) и можно определить, какое из уравнений, (1) или (2), лучше удовлетворяет экспериментальным данным. В одном случае мы имеем

$$\frac{N_{\min}^2}{N_1^2} = \frac{(1 - q(t_{\min}))\cos\chi(t_{\min})}{(1 - q(t_1))\cos\chi(t_1)},$$
(4)

а в другом

$$\frac{N_{\min}}{N_1} = \frac{(1 - q(t_{\min}))\cos\chi(t_{\min})}{(1 - q(t_1))\cos\chi(t_1)} \ . \tag{5}$$

Согласно расчетам, для моментов времени  $t_{\min}$  и  $t_1$  отношение

$$(1-q(t_{\min}))\cos\chi(t_{\min})/(1-q(t_1))\cos\chi(t_1)$$

составляет величину ~ 0,53. Из экспериментальных данных имеем

$$N_{\min}^2 / N_1^2 = 0.628$$
, a  $N_{\min} / N_1 = 0.79$ ,

т.е. уравнение баланса ионизации (1) лучше соответствует экспериментальным данным. Численное отличие правой и левой частей уравнения (1) указывает, что в

верхней ионосфере баланс ионизации устанавливается более сложным образом, чем описывается (1). Здесь заметную роль играют процессы переноса, в частности, вертикальный дрейф электронов [2]. Для ряда точек на экспериментальной кривой МНЧ(t) во время затмения мы рассчитали значения  $dN/dt = 2\cdot1,24\cdot10^4\cdot f\cdot df/dt$  (N в эл/см<sup>3</sup>, а f в МГц) и, используя (1), оценили коэффициент рекомбинаций  $\alpha_0$  и продукцию электронов J в окрестности высоты отражения пробной волны. Согласно оценкам  $J \sim 265$  эл/см<sup>3</sup>сек,  $\alpha_0 \sim 3,5\cdot10^{-10}$  см<sup>3</sup>/эл.сек. Полученные значения согласуются с данными для дневной F2 области ионосферы [1].

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант № 02-05-64383.

- [1] Альперт Я.Л. Распространение электромагнитных волн и ионосфера. –М.: Наука, 1972, 563с.
- [2] Брюнелли Б.Е., Намгаладзе А.А. Физика ионосферы. -М.: Наука, 1988, 527с.

## СПЕКТР ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОЙ КОМПОНЕНТЫ ГАЛАКТИЧЕСКОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ МИНИМАЛЬНОЙ РАДИОЯРКОСТИ ВОКРУГ L=190°. B=50°

### Е.Н.Виняйкин, А.М.Пасека, В.А.Разин, Б.С.Формозов

Научно-исследовательский радиофизический институт

В течение многих лет в радиоастрономической обсерватории (РАО) НИРФИ "Старая Пустынь" ведутся поляриметрические наблюдения фонового радиоизлучения Галактики на метровых и дециметровых волнах [1-4]. Астрофизический интерес подобные наблюдения представляют в связи с тем, что они являются одним из основных способов изучения межзвездного магнитного поля и распределений релятивистских и тепловых электронов в Галактике. Это связано с тем, что основная часть фонового галактического радиоизлучения в указанных диапазонах является синхротронным излучением релятивистских электронов в межзвездном магнитном поле. Возможность получения информации о концентрации тепловых электронов (а также о продольной компоненте магнитного поля) из радиополяризационных наблюдений фонового галактического радиоизлучения обусловлена эффектом Фаралея в межзвезлной среде.

При проведении обзоров линейной поляризации галактического радиоизлучения, которые проводятся в НИРФИ методом "разрезов" (луч радиотелескопа при этом фиксирован в плоскости меридиана на определенном склонении), необходимо иметь набор калибровочных областей с различными склонениями. Калибровка избранных областей небосвода, заключающаяся в измерении поляризационной яркостной температуры  $T_b^p$  и позиционного угла  $\varphi_0$  плоскости поляризации на возможно большем количестве частот, выполняется в наших наблюдениях методом сопровождения соответствующей области лучом радиотелескопа в определенном интервале часовых углов вблизи ее верхней кульминации. Этот метод, безусловно, более трудоемок, чем метод "разрезов". Однако частотные спектры величин  $T_b^p$  и  $\varphi_0$  измеряются с существенно большей точностью, чем получаемые из обзоров, выполненных

в НИРФИ и за рубежом [5]. Это обусловлено прежде всего более точным учетом в методе сопровождения так называемого побочного линейно поляризованного сигнала, главным источником которого является земная поверхность в месте расположения радиотелескопа. К настоящему времени в НИРФИ прокалиброваны области с координатами  $\alpha_{1950}$ =4<sup>h</sup>30<sup>m</sup>,  $\delta_{1950}$ =61°;  $\alpha_{1950}$ =3<sup>h</sup>48<sup>m</sup>,  $\delta_{1950}$ =64°;  $\alpha_{1950}$ =12<sup>h</sup>49<sup>m</sup>,  $\delta_{1950}$ =27°24′ (Северный полюс Галактики);  $\delta_{1950}$ =90° (Северный полюс Мира) и ряд других.

Данная работа продолжает серию работ по калибровке избранных областей небосвода. Она посвящена измерениям спектра поляризационной яркостной температуры центра протяженной области минимальной радиояркости с координатами  $I=190^\circ$ ,  $b=50^\circ$ . Наблюдения на частоте 238 МГц проводились в РАО "Старая Пустынь" в декабре 2001 г. и в марте-апреле 2002 г. с помощью 14-м радиотелескопа. Сопровождение области осуществлялось в интервале часовых углов  $-2^h...+2^h$ , что соответствует интервалу изменения экваториального параллактического угла  $-35^\circ...+35^\circ$ . Полное электронное содержание ионосферы и, соответственно, величина фарадеевского вращения, как правило, уменьшались в сеансах наблюдений в марте-апреле из-за суточного хода этих величин. В силу этого длина дуги окружности, описываемой изображающей точкой на плоскости измеряемых значений параметров Стокса  $Q_\Sigma$ ,  $U_\Sigma$ , увеличивалась, что повышало точность определения  $T_b^p$ . Ранее авторами были проведены также аналогичные измерения этой же области на частотах 290 МГц (14-м радиотелескоп) и 408 МГц (10-м радиотелескоп).

В таблице приведены результаты поляризационных измерений области минимальной радиояркости на частотах 238, 290 и 408 МГц, выполненных в РАО "Ста-

рая Пустынь", и на частоте 1407 МГц из [6]. Степень поляризации  $P = T_b^p/2T_b$  вычислена с использованием данных о яркостной температуре небосвода на частотах 81,5, 408, 820 и 1420 МГц, взятых из литературы [7]. При этом нами

v, частота в МГц	$T_b^p$ , K	<i>P</i> , степень поля- ризации в %
238	1,4±0.15	2,4
290	1,5±0.4	2,8
408	0,65±0.15	3,9
1407	0,06±0.05	11,4

были вычтены изотропное внегалактическое и реликтовое излучения, так что P в таблице относится к чисто галактическому фоновому радиоизлучению. По данным таблицы методом наименьших квадратов при аппроксимации степенным законом получена следующая зависимость  $T_b^p$  от  $\nu$  (при этом  $\chi^2$ =1,76):

$$T_b^p(K) = (0.21 \pm 0.08) \cdot [\nu(M\Gamma_{II})/822]^{-(1.55 \pm 0.34)}$$
.

Температурный спектральный индекс полного галактического радиоизлучения данной области в диапазоне  $17,5...1420~\text{M}\Gamma\text{ц}$  равен  $2,43\pm0,02,$  что существенно больше температурного поляризационного спектрального индекса  $1,55\pm0,34.$ 

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты №00-02-17648, 02-02-31007) и Минпромнауки (уникальная установка рег. ном. 06-29).

- [1] Разин В.А., Хрулев В.В., Федоров В.Т., Волохов С.А., Мельников А.А., Пасека А.М., Пупышева Л.В. //Изв. вузов. Радиофизика. 1968. Т.11, №10. С.1461.
- [2] Пасека А.М. //Астрономический журнал. 1978. Т.55, №6. С.1163.
- [3] Vinyajkin E.N., Razin V.A.//Β κη.: Astrophysical Polarized Backgounds. Workshop on Astrophysical Polarized Backgrounds. Bologna, Italy, 9-12 October 2001. AIP Conference Proceedings, V.609/Eds. S.Cecchini, S.Cortiglioni, R.Sault, C.Sbarra.-Melville, New York. 2002, p.26.
- [4] Виняйкин Е.Н., Пасека А.М., Теплых А.И. //Изв. вузов. Радиофизика. 2002. Т.45, №2. С.113.
- [5] Berkhuijsen E.M. //Astron. Astroph. 1975. V.40. P.311.
- [6] Bingham R.G. //Mon. Not. R. Astronom. Soc. 1966. V.134. P.327.
- [7] Lawson K.D. et al. //Mon. Not. R. Astronom. Soc. 1987. V.225. P.307.

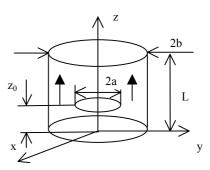
### ВЛИЯНИЕ ЗАКРЫТЫХ ПОЛЫХ РЕЗОНАТОРОВ НА СИНХРОТРОННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ВНУТРЕННЕГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ПОЛЯ

### В.П.Докучаев

Нижегородский госуниверситет

Электромагнитное излучение в современных циклических ускорителях для заряженных частиц, в мазерах на циклотронном резонансе и во многих задачах радиоастрономии обусловлено магнитотормозным механизмом излучения и погло-

щения радиоволн. Этот механизм находит все более широкие приложения [1–4]. В связи с этим здесь исследованы электромагнитные поля, создаваемые точечным электрическим зарядом q, движущимся в постоянном магнитном поле с напряженностью  $\boldsymbol{B}_0$  внутри круглого металлического резонатора с радиусом b и высотой L, как указано на рисунке. Скорость движения заряда по окружности радиуса  $a \leq b$  определяется соотношением  $v=a\omega_B$ , а гироскопическая частота



$$\omega_B = \frac{qB_0}{mc} \sqrt{1 - \beta^2}, \qquad \beta = v/c, \tag{1}$$

где m — масса покоя заряда. Внутри резонатора силовые линии поля  ${\it B}_0$  параллельны его оси. Заряд движется по круговой орбите с центром на оси резонатора. Две стрелки указывают направление магнитного поля. На расстоянии  $z_0$  от нижней границы движется заряд. Граничные условия для компонент электромагнитных полей на стенках резонатора имеют вид:

$$\begin{split} E_{\varphi} &= E_r = H_z = 0 & \text{при} \quad z = 0 \quad \text{и} \quad z = L, \\ E_{\varphi} &= E_z = H_r = 0 & \text{при} \quad 0 \leq z \leq L \quad \text{и} \quad r = b. \end{split} \tag{2}$$

Предположим, что внутри резонатора вакуум  $\varepsilon=\mu=1$ . Сформулированная электродинамическая задача имеет точное решение, которое можно получить с помощью представления источников поля в виде разложения по собственным функциям круглого металлического резонатора [5]. При этом поля выражаются трехкратными рядами по указанным собственным функциям. Например, в цилиндрической системе координат рисунка для компоненты поля  $E_{\varphi}$  находим

$$E_{\varphi} = \frac{iq^{\frac{4}{C}}}{\pi r B^{2}L} \sum_{p=1}^{\infty} \sum_{n=-\infty}^{\infty} \sum_{m=1}^{\infty} \left[ \frac{\left(\frac{p\pi}{L}\right)^{2} J_{n} \left(\alpha_{nm} \frac{a}{b}\right) J_{n} \left(\alpha_{nm} \frac{r}{b}\right)}{\left(n^{2} \omega_{B}^{2} - \omega_{nm}^{2}\right) \dot{J}_{n} \left(\alpha_{nm}\right)} + \frac{\beta^{2} r \gamma_{nm}^{4}}{a b^{2}} \cdot \frac{\dot{J}_{n} \left(\gamma_{nm} \frac{a}{b}\right) \dot{J}_{n} \left(\gamma_{nm} \frac{r}{b}\right)}{\left(\gamma_{nm}^{2} - n^{2}\right) \left(n^{2} \omega_{B}^{2} - \Omega_{nm}^{2}\right) J_{n} \left(\gamma_{nm}\right)} \frac{\ln \sin \left(\frac{p\pi z_{0}}{L}\right) \sin \left(\frac{p\pi z}{L}\right)}{\left(n^{2} \omega_{B}^{2} - \frac{c^{2} p^{2} \pi^{2}}{L^{2}}\right)} \cdot e^{i\pi (\varphi - \omega_{B} t)}$$

$$\omega_{nm}^{2} = \frac{c^{2} p^{2} \pi^{2}}{L^{2}} + \frac{c^{2} \alpha_{nm}^{2}}{b^{2}}; \qquad \Omega_{nm}^{2} = \frac{c^{2} p^{2} \pi^{2}}{L^{2}} + \frac{c^{2} \gamma_{nm}^{2}}{b^{2}}. \qquad (4)$$

Здесь использованы следующие обозначения: r – расстояние от оси z,  $\varphi$  – полярный угол,  $J_n(x)$  – функция Бесселя первого рода порядка n,  $\alpha_{nm}$  – нули этих функций  $J_n(\alpha_{nm})$ =0,  $J_n(x)$  – производная указанных функций по аргументу,  $\gamma_{nm}$  – нули производных. Первое слагаемое в прямоугольных скобках (3) описывает стоячие Еволны. А второе – H-волны. Заметим, что каждый из членов суммы в (3) обращается в нуль при r=b и r=b0, а также при b2=b0 и b3. Все это говорит о том, что энергия электромагнитного поля распределена внутри резонатора крайне неравномерно.

- [1] Куликов О.Ф. Экспериментальное исследование излучения и рассеяния света релятивистскими электронами. Труды Физич. ин-та им. П.Н. Лебедева. Синхротронное излучение –М.: Наука, 1975.
- [2] Гапонов А.В., Гольденберг А.Л., Григорьев В.А. //Письма в ЖЭТФ. 1965. Т.2, No9 C 430
- [3] Петелин М.И. //Гиротрон, сб. под ред. А.В.Гапонова-Грехова. Горький: ИПФ АН СССР, 1981, с.5.
- [4] Железняков В.В. Электромагнитные волны в космической плазме. –М.: Наука, 1977.

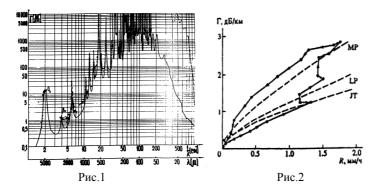
<sup>[5]</sup> Никольский В.В., Никольская Т.И. Электродинамика и распространение радиоволн. –М.: Наука, 1989.

## ДОСТИЖЕНИЯ И ПЕРСПЕКТИВЫ РАСПРОСТРАНЕНИЯ МИКРОВОЛН В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ

### Ш.Д.Китай, А.П.Наумов, А.М.Ошарин, Н.Н.Ошарина, Н.И.Фурашов

Научно-исследовательский радиофизический институт

Основные достижения исследований распространения микроволн (MPB) заключаются в том, что к настоящему времени известны физические механизмы их взаимодействия с земной атмосферой. Такими механизмами является молекулярный (поглощение и преломление MPB, описание которых осуществляется квантовомеханическими методами) а также взаимодействие с гидрометеорами и аэрозолями (ослабление и рассеяние энергии, описание которых осуществляется с помощью электродинамических подходов). Существенным достижением следует признать развитие методов учета реальных форм гидрометеоров (капель дождя, снежинок), включая кластерную структуру, при оценках характеристик распространения МРВ



На рис.1 представлен коэффициент поглощения одной из важнейших газовых компонент атмосферы — водяного пара на волнах  $\lambda$ =10 мкм — 7 мм, вычисленный при стандартных условиях на уровне моря (температура T= 293K, давление P= 760 мм.рт.ст., абсолютная влажность  $\rho$ = 7,5 г/м $^3$ ) [2] — сплошная кривая. Точки — результаты измерений, выполненных преимущественно в НИРФИ. На этом же рисунке изображен спин-вращательный спектр молекулярного кислорода с результатами лабораторных и полевых измерений, выполненных за рубежом. Теоретические коэффициенты поглощения ряда малых газовых составляющих атмосферы приведены в [3].

Путь к получению сведений о приоритетности упомянутых выше физических механизмов взаимодействия MPB с атмосферой не был прямым и простым. В этой связи упомянем работы X.Гебби с соавторами, в которых предлагались альтерна-

тивные механизмы взаимодействия – молекулярные кластеры, возмущающее влияние ультрафиолетового излучения на вращательный спектр водяного пара и т.д. Высококачественные экспериментальные исследования одного из авторов доклада (Н.И.Ф.) не подтвердили предлагавшихся гипотез.

Оценки коэффициентов ослабления  $\Gamma$  MPB в гидрометеорах обычно выполняются с помощью полуэмпирических аппроксимационных соотношений, связывающих значения  $\Gamma$  с интенсивностью R осадков (дождей, снегопадов). Однако в последнее время появились сведения о неоднозначном характере связи  $\Gamma$  с R. На рис.2 приведен пример взаимосвязи между интенсивностью R дождя и ослаблением  $\Gamma$  радиоволн на частоте 138  $\Gamma$ Гц. Точки — измеренные значения, пунктирные кривые — расчетные данные для различных распределений капель дождя по размерам. Для использования подобных эффектов в практических целях требуется еще проведение их алгоритмизации.

Мы не останавливаемся здесь на проблемах описания характеристик распространения МРВ. В качестве перспектив исследований отметим общую тенденцию к использованию более коротковолнового излучения в переходном между СВЧ и ИК-диапазоне волн; важность построения банка экспериментальных данных по спектральным линиям МРВ, что позволит усовершенствовать радиационные модели переноса МРВ радиации; изучение поляризационных характеристик МРВ излучения и, разумеется, целесообразность комплексного подхода к исследованию проблемы распространения МРВ в целом.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ - грант 00-05-64527 и Минобразования РФ - грант Е 00-8.0-57

- [1] Отчет по НИР "Исследование электромагнитных волн в переходном диапазоне между инфракрасными лучами и волнами миллиметрового диапазона". Горький: НИРФИ, 1961, т.1–4.
- [2] Жевакин С.А., Наумов А.П. //Изв. вузов. Радиофизика. 1963. Т.6, № 4. С.674.
- [3] Китай Ш.Д., Наумов А.П., Ошарина Н.Н. //Радиотехника и электроника. 1999. Т.44, № 5. С.520.