

ИЗЛУЧЕНИЕ И РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

К ВОПРОСУ О МНОГОКРАТНОМ РАССЕЯНИИ ВОЛН НА ХАОТИЧЕСКИ РАСПОЛОЖЕННЫХ ТОНКИХ ЦИЛИНДРАХ

С.Ю.Белоногов, В.Г.Гавриленко, Н.В.Салов

Нижегородский госуниверситет

В настоящей работе рассматривается рассеяние цилиндрических волн на хаотически расположенных цилиндрических рассеивателях, которые являются соосными как между собой, так и с первичным источником этих волн. Такая задача является хорошей моделью для ряда реальных на практике ситуаций, например для распространения, в лесу радиоволн с вертикальным электрическим полем, излучаемых высокой вертикальной штыревой антенной. Поскольку на данный момент не существует аналитических методов, позволяющих решить поставленную задачу в достаточно общем виде теоретически, то приобретает, большое значение приближенные численные методы решения, одним из которых является метод статистического моделирования Монте-Карло. К особенностям его реализации в нашей работе относится регистрация распределения средней интенсивности некогерентного излучения по радиальному направлению от источника, который расположен в начале координат, до конца ограниченной в пространстве области, содержащей рассеиватели. Плотность энергии определяется путём суммирования траекторий корпускул, попавших в кольцо регистрации, с определённым весом определяемым диссипацией при рассеянии. [1] Для проверки правильности работы выбранного алгоритма рассматривается модельная задача, в которой цилиндры полагаются бесконечно тонкими в масштабе длинны волны, и занимающие безграничную область. В этом случае средняя плотность энергии для каждого направления в случайно неоднородной среде, содержащей рассеивающие и поглощающие частицы, удовлетворяет интегральному уравнению переноса:

$$U(r) = U_{ri}(r) + \int_S \left[\frac{\rho\sigma_t}{2\pi} \int_{2\pi} p(\vec{s}, \vec{s}') I(\vec{r}_1, \vec{s}') d\varphi' + \varepsilon(\vec{r}_1, \vec{s}) \right] \frac{\exp[-(\tau - \tau_1)]}{2\pi |\vec{r} - \vec{r}_1|} dS_1$$

Вывод этого двумерного уравнения аналогичен приведённому в [2] выводу для трёх мерного случая. В случае изотропного рассеяния фазовая функция равная альбедо[1] имеет вид:

$$p(\vec{s}, \vec{s}') = W_0 = \frac{\sigma_s}{\sigma_t} = const$$

Интегральное уравнение переноса примет вид:

$$G(\vec{r}) = G_0(\vec{r}) + \rho\sigma_s \int_S G_0(r - \vec{r}')G(\vec{r}')dS', \text{ где } G_0(r) = \frac{\exp(-\rho\sigma_t r)}{2\pi r}$$

Решая его методом Фурье, получаем следующий результат:

$$G(r) = \frac{\rho\sigma_t}{2\pi} \int_0^\infty \frac{J_0(K'r)K'}{\sqrt{1+K'^2 - W_0}} dK'$$

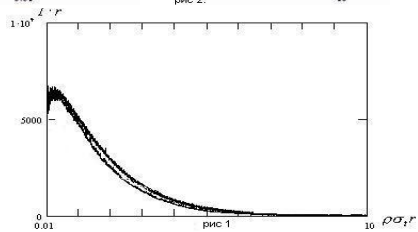
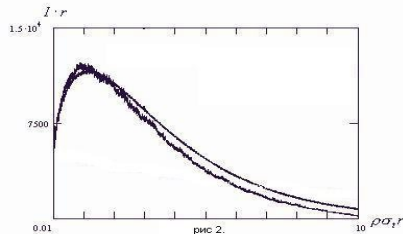
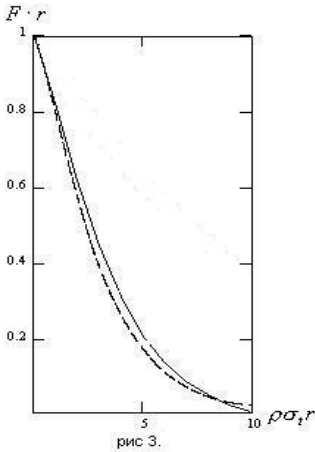
Вектор потока связан со средней интенсивностью соотношением[1]:

$$\nabla \vec{F}(\vec{r}) = -2\pi\rho\sigma_a G(\vec{r}) \left(\frac{P_0}{2\pi} \right)$$

Решая это уравнение в цилиндрической системе координат, получаем

$$F_r(r) = -\frac{\rho(W_0 - 1)\sigma_s P_0}{2r} \int_r^\infty r' G(r') dr'$$

Полученные результаты приведены на графиках. На рисунках 1-2 изображены графики для плотности энергии, на рисунке 3 – для потока. Верхняя кривая – теоретический расчёт. Нижняя – результаты метода Монте-Карло. Расхождения в области больших расстояний обусловлены тем, что теоретический расчёт был произведён для безграничной среды.



Поскольку получено хорошее согласие теоретического расчёта, и расчёта, проведённого методом Монте-Карло, можно сделать вывод о применимости использованного нами алгоритма для расчёта средней плотности энергии методом Монте-Карло.

[1] Гавриленко В.Г, Сорокин А.В. //Труды 8-й научной конф. по радиофизике. 7 мая 2004г.//Ред. А.В. Якимов. – Н.Новгород: ТАЛИАМ, 2004, с. 58.

- [2] А. Исмару. Распространение и рассеяние волн в случайно-неоднородных средах. Т. 1. – М.: Мир, 1981.

К ВОПРОСУ ОБ ИЗЛУЧЕНИИ МОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ВОЛН В ДВИЖУЩЕЙСЯ ГИРОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ

В.Г.Гавриленко, Д.С.Зыков, А.В.Пикулин, В.Д.Пикулин

Нижегородский госуниверситет

Известно, что достаточно быстрое движение среды может заметно изменить свойства излучения источников электромагнитных волн [1]. Практически важным является случай движущейся плазмы, которая существует в межзвездном, межпланетном и околоземном пространстве. Излучение сосредоточенного источника в сильно замагниченной плазме рассмотрено в [2]. В настоящей работе обсуждается вопрос об излучении монохроматического источника электромагнитных волн в практически более важном случае, когда плазма движется со скоростью V вдоль внешнего магнитного поля конечной величины. Для решения этой задачи используется известное выражение для тензора диэлектрической проницаемости движущейся холодной плазмы [3]. Из решения дисперсионного уравнения в такой среде можно получить зависимость квадрата поперечного по отношению к магнитному полю волнового числа (k_{\perp}^2) от частоты (ω) и продольного волнового числа (k_{\parallel}) для обыкновенной и необыкновенной волн. Для того, чтобы отобрать нужные ветви дисперсионных кривых (правильный знак перед k_{\perp}) для заданной частоты источника, необходимо принять во внимание тот факт, что в волновой зоне в точке наблюдения существуют только те волны, групповая скорость которых направлена от излучателя в данную точку. При этом должны выполняться соотношения [2]:

$$-\frac{\partial k_{\perp}}{\partial k_{\parallel}} = ctg\theta, \quad \frac{\partial k_{\perp}}{\partial \omega} > 0, \quad (1)$$

где θ - угол между направлением от источника в точку наблюдения и магнитным полем. Далее первое из соотношений (1) позволяет определить значения продольных волновых чисел для волн, существующих в окрестности точки наблюдения. В качестве примера на Рис.1 изображена $\partial k_{\perp}/\partial k_{\parallel}$ от k_{\parallel} (нормированной на ω_p/c) для необыкновенной волны при $\omega = \omega_p$, $\omega_H = 3\omega_p$, $V/c = 0,1$, где ω_p и ω_H – плазменная и гирочастоты.

Из рисунка следует, что в движущейся вдоль конечного магнитного поля плазме, в отличие от сильно замагниченной [2], в некотором интервале углов могут существовать не 5, а 8 волн с различными значениями волнового вектора.

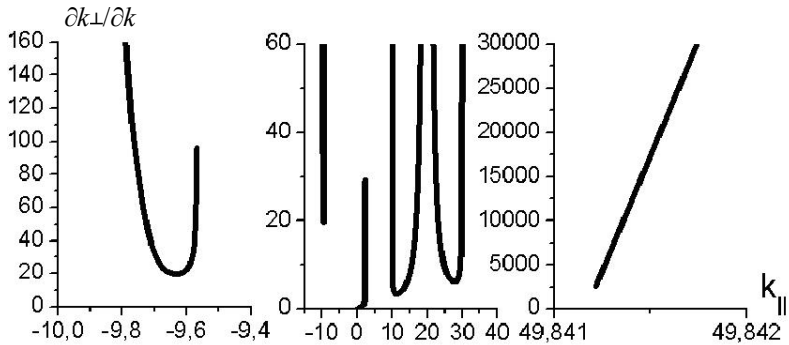


Рис. 1

- [1] Болотовский Б.М., Столяров С.Н.//УФН,1974,Т.114, вып.4, С.569.
 [2] Гавриленко В.Г., Зайцев С.И.//Изв. вузов. Радиофизика. 1984, Т. 27, №7, С.892.
 [3] Александров А.Ф., Богданкевич Л.С., Рухадзе А.А. Основы электродинамики плазмы. – М.: Высшая школа, 1978, 407с.

ЛУНА КАК ИСТОЧНИК ЛИНЕЙНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ

Е.Н.Виняйкин, В.Д.Кротиков

Научно-исследовательский радиофизический институт

В настоящее время планируются и проводятся ряд экспериментов по измерению линейно поляризованной компоненты галактического и реликтового радиоизлучения на миллиметровых и сантиметровых волнах. Среди них проект SPOrt [1]. В проекте SPOrt будут проведены поляриметрические наблюдения большей части всего неба с борта Международной космической станции на частотах 22, 32 и 90 ГГц с помощью рупорных антенн, имеющих ширину главного луча диаграммы направленности на уровне 0,5 по мощности (HPBW) 7° . Для указанных частот и таких малых антенн единственным подходящим по уровню принимаемого сигнала калибровочным космическим радиоисточником линейно поляризованного радиоизлучения является Луна. Исследования верхнего покрова Луны радиоастрономическими, радиолокационными, ИК - и оптическими методами изложены в обзорах, трудах конференций и монографиях (см., например, [2]). Сопоставление результатов, полученных дистанционными методами, с результатами исследований с помощью космических аппаратов и в лабораторных условиях [3] показывает достаточно хорошее соответствие по всем определяемым параметрам лунного грунта.

Это соответствие, развитие теории и результаты абсолютных измерений собственного радиоизлучения в широком частотном диапазоне [2] позволили предложить использовать Луну, как источник с эталонной интенсивностью в диапазоне длин волн 0,3-30 см [4]. Предлагается использовать Луну, как возможный калибровочный источник линейно поляризованного радиоизлучения для малых антенн при измерениях линейной поляризации галактического и реликтового радиоизлучения в том же диапазоне. С этой целью нами рассчитаны распределения по видимому диску Луны яркостной температуры и параметров Стокса Q и U линейной поляризации ее собственного теплового излучения в мм и см диапазонах длин волн в зависимости от фаз Луны. Путем усреднения этих распределений по угловым координатам получены соответствующие интегральные характеристики, которые и необходимы при использовании Луны, как возможного эталонного источника линейно поляризованного радиоизлучения для антенн с $HPBW \gg 2R_M$.

Приведем выражения для параметров Стокса I , Q , U (в яркостных температурах) в произвольной точке лунного диска с долготой φ и широтой ψ в системе координат, где вертикальная ось совпадает с проекцией главного меридиана, а горизонтальная - с проекцией экватора освещенности на картинную плоскость

$$I = [2 - (R_h + R_v)] T_b, \quad Q = (R_h - R_v) T_b \cos(2\gamma), \quad U = (R_h - R_v) T_b \sin(2\gamma),$$

где R_v , R_h - коэффициенты Френеля, соответственно, для волны с линейной поляризацией в плоскости падения и перпендикулярно ей, γ - угол между плоскостью падения в рассматриваемой точке и плоскостью главного меридиана, T_b - яркостная температура радиоизлучения "абсолютно черной" Луны [2]. Яркостная температура линейно поляризованной компоненты радиоизлучения равна $T_{bp} = (R_h - R_v) T_b$, позиционный угол плоскости поляризации, отсчитываемый от

главного меридиана против часовой стрелки, равен $\chi = \frac{1}{2} \text{angle}(Q, U)$.

Параметры Стокса Q_{eq} , U_{eq} , измеряемые в экваториальной системе координат, связаны с Q , U в лунных координатах следующими формулами преобразования

$$Q = Q_{\text{eq}} \cos 2\chi_m + U_{\text{eq}} \sin 2\chi_m, \quad U = -Q_{\text{eq}} \sin 2\chi_m + U_{\text{eq}} \cos 2\chi_m,$$

где χ_m - позиционный угол главного меридиана в экваториальных координатах, причем для координат центра лунного диска α_M, δ_M имеем $\chi_m = \text{angle}(\cos e \cos \delta_M + \sin e \sin \alpha_M \sin \delta_M, -\sin e \cos \alpha_M)$. Здесь $e=23^\circ 26' .3$.

Учет влияния шероховатости на радиояркостные и поляризационные характеристики проведен в рамках статистически однородной модели поверхности с крупномасштабными (много большими длины волны) неровностями, характеризуемыми гауссовым законом углов отклонения местной нормали от местной вертикали, в рамках применимости формул Френеля для коэффициентов отражения.

Вычисления показывают, что максимальная величина яркостной температуры линейно поляризованной компоненты интегрального радиоизлучения Луны достигается вблизи фазы первой четверти. На частоте 90 ГГц $T_{br\max} \approx 1$ К. Это обеспечивает отношение сигнала к шуму около 10 (при постоянной времени 1 сек) на соответствующем радиотелескопе проекта SPOrt [1, 6].

- [1] Cortiglioni S., Bernardi G., Carretti E. et al.//New Astronomy. 2004. V.9. P.297.
- [2] Троицкий В.С., Тихонова Т.В.//Изв. вузов-Радиофизика. 1970. Т.13. С. 1273.
- [3] Троицкий В.С., Кротиков В.Д.//Астрономический вестник. 1989. Т.23. С.78.
- [4] Кротиков В.Д., Пелюшенко С.А.//Астрономический журнал. 1987. Т.64. С.417.
- [5] Алексеев В.А., Алешина Т. Н., Кротиков В.Д., Троицкий В.С.//Астрономический журнал. 1967. Т.44. С.1070.
- [6] Poppi S., Carretti E., Cortiglioni S., Krotikov V.D., Vinyajkin E.N.//В кн.: 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.187.

КАЛИБРОВКА РАДИОПРИЕМНИКА КОСМИЧЕСКОГО АППАРАТА CASSINI СИГНАЛАМИ СТЕНДА СУРА

Ю.В.Токарев, Г.П.Комраков

Научно-исследовательский радиофизический институт (НИРФИ)

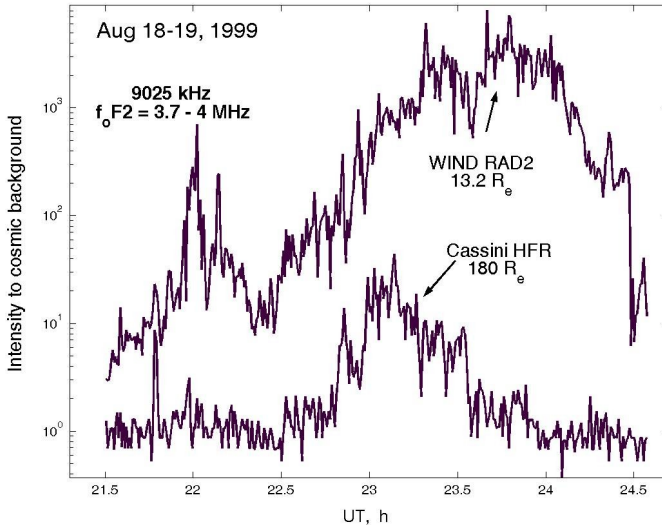
Введение

В 1996-2004 г.г. был проведен цикл исследований околоземной плазмы и солнечного ветра методом наблюдений сигналов радиопередающего стенда НИРФИ СУРА на космическом аппарате (КА) NASA WIND. В ходе работ были также выполнены абсолютные калибровки радиоприемника RAD2 аппарата в диапазоне 4,5-9 МГц. В 1998 г. после вывода на орбиту КА Cassini возникла идея протестировать аналогичным методом его радиоприемник HFR RPWS в реальных условиях работы в космическом пространстве. Такие исследования были проведены в период с 18 по 25 августа 1999 г. во время пролета Cassini вблизи Земли на пути к Сатурну на нескольких частотах в диапазоне 9 МГц.

Особенности эксперимента

Необходимо было разработать алгоритм пересчета мощности сигнала F на выходе приемника HFR, маркируемой в единицах Вольт²/м² Гц, в общепринятые единицы плотности потока. Задача усложнялась неизвестным вкладом в наблюдаемый сигнал дробовых (фотоэлектронных) шумов, наводимых на дипольных антеннах Cassini заряженными частицами солнечного ветра [1] и близостью рабочих частот к области антенного резонанса. В целом, выходную мощность можно представить в виде $F = pS + F_{\phi} + F_{ш}$, где S - поток радиоизлучения источника, p - коэффициент пропорциональности с размерностью сопротивления; компоненты

F_{ϕ} и F_{ω} отвечают фоновому космическому радиоизлучению и дробовым шумам, соответственно. Величина F_{ω} , вообще говоря, зависит, от параметров солнечного ветра; однако, на протяжении одного сеанса ее можно считать постоянной.



Для определения неизвестных p и F_{ω} наиболее результативным оказался сеанс 18-19.08.99 (21:40 – 00:30 UT), когда по стечению обстоятельств в зоне облучения СУРЫ вместе с Cassini, удалявшимся от Земли на расстояниях 175-185 Re , оказался также КА WIND, двигавшийся вблизи перигея орбиты на расстояниях 13,1 – 13,4 Re (Re – радиус Земли). Из-за вращения небосвода и собственного движения оба аппарата проходили вблизи центра неподвижно ориентированного луча антенны СУРЫ, оставаясь значительную часть сеанса на угловом расстоянии, меньшем ширины луча (6° на уровне 0.5 по азимуту) (см. рисунок). Эта уникальная ситуация – практически одновременный прием сигналов передатчика на КА Cassini и WIND – существенно упростила поставленную задачу калибровки приемника RPWS, сведя ее, по существу, к относительным измерениям. С целью уменьшения влияния вариаций сигнала, вызванных фарадеевским вращением плоскости поляризации излучения СУРЫ в земной ионосфере, в расчетах использовалась интегральная интенсивность принятого сигнала, равная сумме выходов с ортогональных антенн для обоих рассматриваемых КА

Результаты наблюдений

Анализ полученных записей показал, что на частоте 9025 кГц коэффициент $p = 2 \cdot 10^4$ Ом. Учитывалось, что в максимуме диаграммы направленности средние

уровни наблюдаемого потока на Cassini и на WIND относятся между собой обратно пропорционально квадратам расстояний до этих КА (180 и 13.2 R_e , соответственно), а эффективная температура космического радифона в диапазоне 9 МГц равна 390 000 К [2]. Величина F_{in} в рассматриваемом сеансе составила $1,2 \cdot 10^{-15}$ Вольт²/м² Гц; что отвечает эффективной температуре дробовых шумов ~ 560 000 К

Аналогично определялись значения p и F_{in} на другой использовавшейся в рассматриваемом сеансе частоте 8825 кГц. При примерном равенстве коэффициентов передачи уровень дробовых шумов на частоте 9025 кГц оказался на порядок выше, что характерно для частот, близких к резонансной частоте антенны.

Полученный алгоритм пересчета данных измерений мощности сигнала на инструменте HFR RPWS в плотность потока можно использовать для исследований спорадического декаметрового радиоизлучения Сатурна и его спутников во время планируемой локализации КА Cassini вблизи этой планеты в 2004– 2008 г.г.

[1] Meyer-Vernet N., Perche C. // *J. Geophys. Res.* 1989. V. 94, A3. P. 2405

[2] Cane H.V. // *Mon. Not. R. astr. Soc.* 1979, V.189. P 465.

РЕЗОНАТОРНЫЙ СПЕКТРОМЕТР ДИАПАЗОНА 36-370 ГГЦ. РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ.

В.В. Паршин, А.Ф. Андрианов, С.Е. Мясникова, М.Ю. Трегьяков, А.П. Шкаев.

Институт Прикладной Физики РАН, ул. Ульянова, 46

Создан резонаторный спектрометр для исследования твёрдых и жидких диэлектриков и атмосферных газов, а также для исследования отражательной способности металлов и сплавов в диапазоне 36-370 ГГц. Для спектрометра разработан и изготовлен ряд источников излучения на базе ламп обратной волны, непрерывно перекрывающих диапазон 36-370 ГГц с возможностью быстрого цифрового сканирования частоты излучения. Минимальная дискретность перестройки частоты составляет 0,3 Гц во всём диапазоне частот. Стабильность частоты излучения определяется базовым кварцевым или рубидиевым генератором. Значительное расширение полосы системы фазовой автоподстройки частоты по сравнению с предыдущей версией спектрометра [1] существенно уменьшило эффект затягивания частоты излучения источника резонатором, что привело к повышению точности измерений особенно при использовании высокочастотных ламп. Источники излучения используются в резонаторном спектрометре для возбуждения измерительного резонатора и прецизионной записи его резонансной кривой. Принципиальным, по сравнению с предыдущими разработками [1], является продвижение в область СубММ волн (до ~ 380 ГГц), что потребовало использование непакетированных ЛОВ со сверхразмерным волноводным выходом. С низкочастотной стороны диапазон работы спектрометра доведён до 36 ГГц. Разработан и успешно применён гибридный волноводно-квaziоптический тракт запитки резонатора и

системы фазовой стабилизации частоты ЛОВ. Для перекрытия всего диапазона 36–370 ГГц используются 6 сменных модулей, выполненных в едином стиле с едиными установочными размерами. Высокочастотный квазиоптический резонатор и автоматизированная система сбора и обработки информации общая для всех диапазонов.

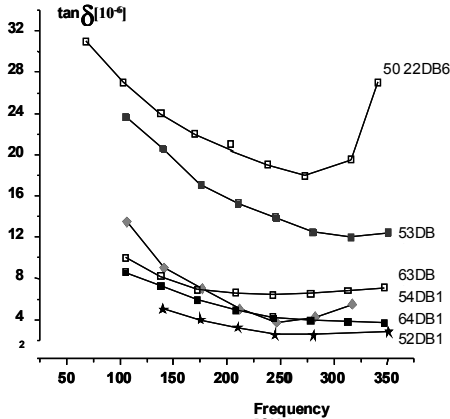


Рис. 1

ние) решеточные потери, ($\tan\delta$ увеличивается с ростом частоты). Для высококачественных образцов, с $\tan\delta \sim 10^{-6}$, до 350 ГГц основными остаются потери, связанные с несобственной проводимостью.

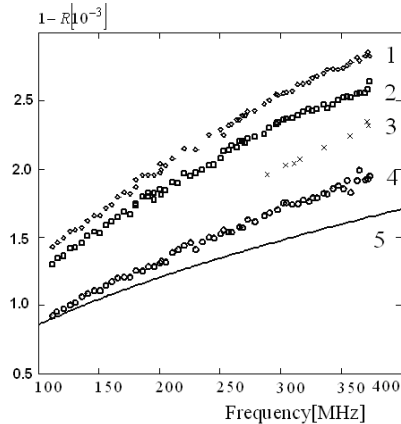


Рис. 2

На рис.1 представлены результаты применения спектрометра для выявления механизма поглощения в CVD-алмазах, используемых для окон вывода энергии мегаваттных гиротронов. Выявлено, что в CVD-алмазах до частот ~ 180 ГГц основные потери связаны с несобственной проводимостью ($\tan\delta$ убывает с ростом частоты). На частотах выше 200 ГГц впервые обнаружена смена механизмов поглощения: для образцов с величиной $\tan\delta \sim 10^{-5}$ доминирующими становятся несобственные (однофоновное рассеяние)

решеточные потери, ($\tan\delta$ увеличивается с ростом частоты). Для высококачественных образцов, с $\tan\delta \sim 10^{-6}$, до 350 ГГц основными остаются потери, связанные с несобственной проводимостью.

В рамках контракта с Европейским Космическим Агентством (ESA) с помощью спектрометра исследована отражательная способность спутниковых антенных рефлекторов, для проекта “Planck” [2] в диапазоне частот 110-370 ГГц. Для измерений использовалось две конфигурации резонатора Фабри-Перо: сферическая и полусферическая (одно из зеркал заменялось плоским образцом). Использование двух конфигураций резонатора позволяет рассчитать потери на отражения в образце без привлечения каких-либо «стандартов».

Проведенные измерения выявили заметное расхождение потерь на отражение по

сравнению с расчётными. Избыточная величина потерь заметно скажется на чувствительности криогенно охлаждаемых (до температур кипения Гелия-III) радиометров устанавливаемых на спутнике. На рис. 2 приведены результаты измерений отражательной способности образцов. 1, 2 образцы из углепластика покрытые алюминием; 3 – нержавеющая сталь гальванически покрытая серебром; 4 – сферические зеркала, вакуумное напыление серебра на латунь; 5 – расчет потерь на отражение для серебра из проводимости на постоянном токе.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 05-02-17522-а).

- [1] Krupnov A.F., Tretyakov M.Yu., Parshin V.V., Shanin V.N., Myasnikova S.E. // J. Molec. Spectrosc. 2000. V.202, No.1. P.107.
- [2] Myasnikova S., Parshin V., Kees van't Klooster, Lioubtchenko D. // Conf. Digest of the 2004 Joint 29th Int. Conf. on IR&MMW and 12th Int. Conf. on Terahertz Electronics. September 27 – October 1, Karlsruhe, Germany. Pp. 703-704, 2004.

ИЗМЕРЕНИЕ АТМОСФЕРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ В ДИАПАЗОНЕ 130-205 ГГц МЕТОДОМ РЕЗОНАТОРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

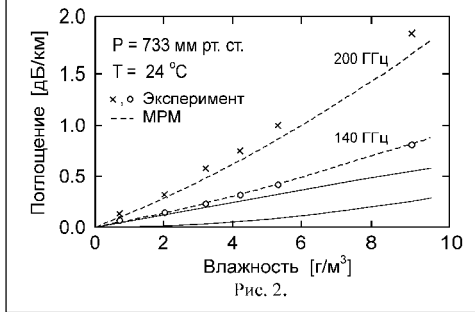
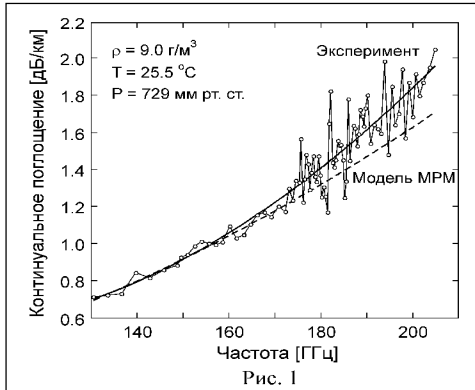
**М.А. Кошелев, М.Ю. Третьяков, В.В. Паршин, С.Е. Мясникова,
Л.И. Федосеев.**

Институт прикладной физики РАН

Прецизионные лабораторные исследования атмосферного поглощения требуются для создания и усовершенствования моделей распространения излучения в атмосфере, без которых невозможно развитие таких прикладных дисциплин, как дистанционное зондирование атмосферы и океана, радиосвязь, радиолокация и др. Кроме того, уже более 30 лет существует фундаментальная физическая проблема избыточного или континуального поглощения, экспериментально наблюдаемого в окнах прозрачности атмосферы и до сих пор не имеющего однозначного теоретического объяснения. Целью данной работы является выработка методики исследования этого избыточного поглощения в миллиметровом (ММ) диапазоне длин волн и анализ зависимости его величины от влажности воздуха.

Для исследования использовался резонаторный спектрометр с источником излучения на основе ламп обратной волны и высокодобротным резонатором Фабри-Перо [1, 2] в качестве чувствительного элемента. Принцип измерения поглощения излучения в газообразном образце, заполняющем резонатор, основан на том, что ширина резонансной кривой резонатора, прямо пропорциональна величине поглощения [1]. Для разделения потерь энергии излучения, обусловленных его поглощением в газе, от собственных потерь резонатора, использовалась методика замещения исследуемого образца не поглощающим газом (например, чистым азотом, не имеющим заметного поглощения в ММ диапазоне) [3]. Получены записи спектров поглощения лабораторного воздуха в частотном диапазоне 130-205 ГГц при атмосферном давлении, комнатной температуре и восьми различных значениях относительной влажности от 0.3 до 41%. Интегральная интенсивность

линии воды 183 ГГц, параметры которой хорошо известны [4], служила естественным индикатором качества проводимого эксперимента. Вычитание профиля поглощения этой линии из экспериментальных записей давало, как и предполагалось, остаточное поглощение в виде монотонной в пределах шумов эксперимента зави-



симости от частоты. Затем из полученного остаточного поглощения вычитался вклад крыльев всех спектральных линий молекул воды и кислорода, находящихся в частотном диапазоне вплоть до 1 ТГц в предположении, что линии имеют форму Ван Влека-Вейскопфа.

Для расчета использовались параметры линий из современной версии модели MPM (Millimeter-wave Propagation Model) [5]. Таким образом, из экспе-

риментальных данных было выделено континуальное поглощение. Для его анализа была сделана аппроксимация полученных данных квадратичным от частоты полиномом. Следует отметить очень хорошее согласие (в пределах ошибки эксперимента, составляющей ~ 0.03 дБ/км) величины полученного континуального поглощения с расчетом по модели MPM в диапазоне 130-170 ГГц при всех значениях

влажности. С ростом частоты при всех влажностях наблюдается систематическое превышение эксперимента над расчетом, достигающее при влажности 9 г/м^3 до 0.25 дБ/км на частоте 205 ГГц . Это отличие выходит за рамки ошибок измерения, составляющих в этой части диапазона $\sim 0.1 \text{ дБ/км}$. Экспериментальный спектр континуального поглощения при влажности 9 г/м^3 и его сравнение с расчетом показан на рис. 1. Зависимость величины континуального поглощения от влажности на частотах 140 и 200 ГГц и сравнение эксперимента с расчетами по модели МРМ представлено на рис. 2. Сплошными линиями показаны линейная и квадратичная от влажности части поглощения на частоте 140 ГГц .

Таким образом, впервые экспериментально в широком частотном диапазоне измерены спектры континуального атмосферного поглощения при различных значениях влажности, для комнатной температуры. Проанализированы зависимости величины поглощения от частоты и влажности. Отмечается хорошее согласие результатов эксперимента с расчетом по полуэмпирической модели МРМ в 2-х ММ окне прозрачности атмосферы, а так же совпадение линейной и квадратичной от влажности частей поглощения на частоте 205 ГГц с экспериментальными результатами работы [6]. Разработанная методика исследования континуального поглощения будет использована для анализа зависимости величины поглощения от температуры, что поможет разобраться в природе этого поглощения.

Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 05-02-17522-а).

- [1] Krupnov A.F., Tretyakov M.Yu., Parshin V.V., Shanin V.N., Myasnikova S.E. // J. Molec. Spectrosc. 2000. V.202, No.1. P.107.
- [2] Паршин В.В., Андрианов А.Ф., Мясникова С.Е., Третьяков М.Ю., Шкаев А.П. // Труды настоящей конференции.
- [3] Tretyakov M.Yu., Golubiatnikov G.Yu., Parshin V.V., Koshelev M.A., Myasnikova S.E., Krupnov A.F., Rosenkranz P.W. // J. Molec. Spectrosc. 2004. V.223, P. 31.
- [4] Golubiatnikov G.Yu. // J. Molec. Spectrosc. 2005. V.230, P. 196.
- [5] Rosenkranz P.W. // Radio Science. 1998. V.33. No.4. P.919.
- [6] Кукин Л.М., Ноздрин Ю.Н., Рядов В.Я., Федосеев Л.И., Фурашов Н.И. // Радиотехника и электроника. 1975. Т.20. №10. С.2017.

КРАЕВЫЕ ЭФФЕКТЫ ВЩР С ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИМ ПОКРЫТИЕМ

В.А.Емельянов

Чувацкий госуниверситет

В работе рассматривается волноводно-щелевая решетка (ВЩР) под укрытием в виде диэлектрической пластины. Элементами ВЩР возбуждаются поверхностные волны в диэлектрической пластине. На краю укрытия энергия поверхностной волны частично излучается, и поле этого излучения может существенно исказить ДН ВЩР.

Для исследования используется математическая модель ВЩР конечных размеров под полубесконечной диэлектрической пластиной. Решение проводится в

приближении заданных магнитных токов. На основании [1, 2, 3] используем метод зеркальных изображений и сводим к интегральному уравнению (ИУ).

Решением ИУ находим диаграмму направленности (ДН), излучения края. Суммируя поле края и поле излучения щели, находим полную ДН.

Когда щелевая антенна расположена достаточно далеко от края диэлектрика, её излучение проявляется в двух видах: 1- непосредственное излучение щели из-под слоя; 2- поверхностные волны в диэлектрической пластине, возбуждаемые щелевой антенной, с края пластины.

Пусть имеем эквидистантную антенную решётку с заданными токами, распределение фаз которых линейно. Тогда по [4] с учетом излучение края, получаем формулу для поля антенны

$$H_y^\Sigma = (F(\theta) + A_\Sigma f(\theta)) \frac{\exp(-ik_0 r_0)}{\sqrt{k_0 r_0}}, \quad (1)$$

где $F(\theta)$ - ненормированная ДН решётки без учёта края диэлектрика, $k_0 = w\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}$; $w_0 = \sqrt{\mu_0/\varepsilon_0}$; $r = \sqrt{(z - z')^2 + (x - x')^2}$, r - расстояние между точкой наблюдения (x, z) и истока (x', z') , $f(\theta)$ - ДН излучения, края диэлектрика.

$$F(\theta) = g(\theta) \exp\left(i \frac{N+1}{2} u\right) \times \sin \frac{N}{2} u / \left(\sin \frac{1}{2} u\right). \quad (2)$$

В (9) $u = k_0 d \sin \theta + \psi$, ψ - сдвиг фаз магнитных токов соседних излучателей, $g(\theta)$ - ненормированная ДН щелевого излучателя, под слоем диэлектрика, определяется аналитически. Суммарная амплитуда поверхностной волны в (1) равна:

$$A_\Sigma = \sum_{i=0}^{N-1} A_i = A_0 \exp\left(-i \frac{N+1}{2} (\alpha k_0 d - \psi)\right) \times \frac{\sin \frac{N}{2} (\alpha k_0 d - \psi)}{\sin \frac{1}{2} (\alpha k_0 d - \psi)}, \quad (3)$$

$$A_0 = -\frac{J_{u'}^M k_0 s}{w_0} \{i \exp(-i \alpha k_0 z_0) \times \varepsilon \alpha'\} / \left\{ \alpha \left[\left(k_0 h + \frac{\varepsilon}{\alpha'}\right) \cos u' + \frac{1 + k_0 h \varepsilon \alpha'}{u' / (k_0 h)} \sin u' \right] \right\}$$

где $u' = k_0 h \sqrt{\varepsilon - \alpha^2}$, $\alpha' = \sqrt{\alpha^2 - 1}$, A_0 - амплитуда поверхностной волны, возбуждённой нулевым излучателем, α - коэффициент замедления поверхностной волны ($\alpha > 1$), h - толщина пластины, d - расстояние между излучателями.

Только некоторые излучатели решётки расположены вблизи края диэлектрика. Поля этих антенн, строго говоря, следует рассчитывать, используя ИУ. Однако ДН индивидуальной щели, расположенной вблизи края диэлектрика, вычисленная по строгому алгоритму ИУ и с помощью приближённого отличаются. Но антенны с края, вносят в поле решётки небольшой вклад, при большом числе излучателей. Это позволяет пользоваться (1) даже тогда, когда щель в близости от края ВЩР.

Из (3) видно, излучение края диэлектрической пластины существенно влияет на поле излучения ВЦР, когда поля поверхностных волн, возбуждённых отдельными щелевыми излучателями, складываются синфазно. Это происходит при условии

$$k_{\varepsilon}d - \psi = 2\pi n, \quad (4)$$

где k_{ε} - волновое число, соответствующее поверхностной волне; n - целое число.

Условие (4) реализуется при совершенно реальных значениях коэффициента замедления поверхностной волны. Это можно проследить, рассматривая ДН для решётки излучателей при разных значениях фазового сдвига ψ . При этом искажении должен падать и КНД:

$$D = 2 \sqrt{\left(\int_{\theta=-\pi/2}^{+\pi/2} |f(\theta)|^2 d\theta \right)}, \quad \hat{f}(\theta) = \frac{(F(\theta) + A_{\Sigma} f(\theta))}{(F + A_{\Sigma} f)|_{\max}}, \quad (5)$$

где $\hat{f}(\theta)$ - нормированная ДН решётки с учётом укрытия.

Подобные задачи могут быть также решены в виде ИУ относительно спектральных функций для плотностей поверхностных токов [5].

- [1] Марков Г.Т., Чаплин А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. М.: Радио и связь, 1983.
 [2] Васильев Е.Н. Охматовский В.И.// РЭ. 1997. Т.42. №6, с.675.
 [3] Васильев Е.Н. Охматовский В.И.// РЭ. 1997. Т.42. №11, с.1320.
 [4] Кочержевский Г.Н. Антенно-фидерные устройства. М.: Радио и связь, 1981.
 [5] Емельянов В.А., Емельянова Н.А. Математические модели и их приложения. Сб. науч. тр. ЧГУ. г.Чебоксары – 2002, с.165.

ДИССИПАТИВНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ В АЭРОЗОЛЬНОЙ ПЛАЗМЕ С УЧЕТОМ ЗАРЯДКИ И ИОННОГО ТРЕНИЯ.

В.С.Грач¹, А.Г.Демехов², В.Ю. Трахтенгерц²

¹ *Нижегородский госуниверситет,* ² *Институт прикладной физики РАН*

В последнее время большой интерес вызывают среды, называемые аэрозольной или пылевой или комплексной плазмой. (Комплексной плазмой называют плазму, содержащую примеси, например, мелкие твердые частицы.) В таких средах, по сравнению с другими типами плазм, возможен ряд принципиально новых эффектов, связанных с возможностью накопления большого заряда на пылинках и вариациями заряда пылинок [1-2].

Задачей авторов было исследовать диссипативную неустойчивость в аэрозольной плазме с учетом эффекта зарядки и силы ионного увлечения. Данная неустойчивость порождается относительным движением тяжелых аэрозолей и ионного и электронного потоков, подобная ситуация возможна как и в лабораторных экс-

периментах, где развитие данной неустойчивости может служить причиной образования пылевых кристаллов [3], так в и в реальных условиях в мезосфере [4].

Мы рассматриваем аэрозоли, взвешенные в воздушном потоке за счет совместного действия силы тяжести и восходящего конвективного потока воздуха. Электроны считаются распределенными по Больцману, для ионов учитываются столкновения с нейтральным газом и давление. В условиях мезосферы дрейфовые скорости ионов малы по сравнению с тепловыми, поэтому зарядка аэрозолей рассматривается в изотропной модели ограниченных орбит (ОО) [1], а сила ионного увлечения мала по сравнению с остальными действующими силами. С учетом всего вышеперечисленного, дисперсионное соотношение, связывающее волновой вектор k электрической волны с ее частотой ω на линейной стадии развития неустойчивости:

$$1 - \frac{\Omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)} + \frac{4\pi\sigma_e}{D_e k^2} + \frac{4\pi\sigma_i}{\omega - \bar{k}V_i^0 + iD_i k^2} + \frac{1}{z(\omega\tau_{ch} + i)} \left(\delta \frac{4\pi\sigma_e i}{D_e k^2} - \frac{4\pi\sigma_i}{\omega - \bar{k}V_i^0 + iD_i k^2} \right) = 0, \quad (1)$$

где $\Omega_p^2 = 4\pi Q^2 N/M$ и $\nu = g/V_i^0$ – соответственно квадрат плазменной частоты и эффективная частота соударений для аэрозолей, Q , N и M – соответственно стационарное значение заряда, концентрация и масса аэрозолей, g – ускорение свободного падения, V_i^0 – скорость ионов (воздушного потока), σ_i , D_i , σ_e и D_e – соответственно, проводимости и коэффициенты диффузии ионов и электронов, $z = Qe/(aT_e)$, $\delta = n_i/n_e$ – отношение концентраций ионов и электронов, T_i и T_e – температуры ионов и электронов, $\tau_{ch} = \lambda_{Di} \sqrt{(2\pi)/(aV_{Ti})} / (1 + z + T_i/T_e)$ – время зарядки, a – радиус аэрозолей.

Первые четыре слагаемых в (1) представляют собой дисперсионное уравнение при отсутствии учета эффекта зарядки. Оно было исследовано ранее в [4], где было получено, что при $\Omega_p^2/\nu^2 > (\Omega_p^2/\nu^2)_{min}$ в уравнении возможны неустойчивые решения с $\text{Im}\omega \equiv \gamma > 0$. После некоторых аналитических преобразований из (1) следует, что учет зарядки в первом приближении эквивалентен увеличению проводимости электронов σ_e в $(1 + \delta/(z\tau_{ch}))$ раз и проводимости ионов σ_i в $(1 + 1/(z\tau_{ch}))$ раз.

Найдем порог неустойчивости, для чего разделим в [1] действительную и мнимую часть, положив $\text{Im}\omega = 0$. Полученная система решалась численно относительно Ω_p^2 и ω при следующих значениях параметров: $a = 0,1$ мк, что соответствует $V_i^0 \approx 3$ м/с, $n_i = 10^4$ см $^{-3}$, $\delta = 10$, $T_i = T_e = 150$ К, $\nu_i = 6 \cdot 10^4$ с $^{-1}$, $V_{Ti} = 80$ м/с. При таких значениях параметров ≈ 3 . Результаты представлены на рис. 1 (зависимость плазменной частоты аэрозолей от волнового числа) и на рис. 2 (зависимость частоты волны от волнового числа), $\kappa = (kV_i^0)/\nu$ – безразмерное волновое число, кривая 1 – без учета зарядки, кривая 2 – с учетом зарядки.

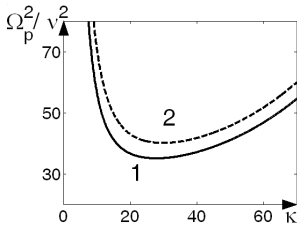


Рис. 1

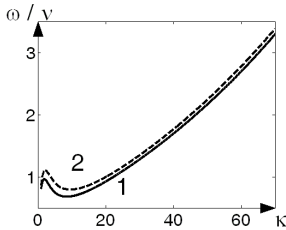


Рис. 2

При учете эффекта зарядки порог неустойчивости повышается. Количественно, без учета зарядки $(\Omega_p^2/v^2)_{min}=35$ ($\lambda=2\pi/k_{opt}=0,25$ м), при учете зарядки - $(\Omega_p^2/v^2)_{min}=40$ ($\lambda=2\pi/k_{opt}=0,23$ м). Порог неустойчивости значительно понижается при увеличении радиуса аэрозолей.

Остановимся на стационарном значении заряда аэрозолей. Модель ОО при указанных выше значениях температур и концентраций ионов и электронов

дает $z=3$, что соответствует Q порядка нескольких e . Однако если учесть наличие высокоэнергичных фотоэлектронов, можно получить $Q \sim 100e$ при условии, что концентрация фотоэлектронов $n_{ph} \geq 0,01n_i$.

В дальнейшем планируется исследовать данную неустойчивость в лабораторных экспериментах, где ионные дрейфовые скорости велики, следовательно, иная модель зарядки и значительную роль играет ионное трение. В мезосферных

условиях планируется определить, к каким изменениям характеристик неустойчивости приведет наличие двух фракций аэрозолей с различными радиусами.

Работа выполнена при частичной поддержке ОФН РАН (программа "Физика атмосферы: электрические процессы, радиофизические методы исследований").

- [1] Цытович В. Н., Морфилл Г. Е., Томас В. Х. //Физика плазмы, 2002, Т. 28. № 8. С. 657-707.
- [2] Морфилл Г. Е., Цытович В. Н., Томас В. Х. //Физика плазмы, 2003, Т. 29. № 1. С. 3-36.
- [3] Гапонов А. В., Трахтенгретц В. Ю. // Письма в ЖЭТФ, Т. 80, вып. 11 с 814-818.
- [4] Trakhtengerts V. Yu. // Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. 1994. Vol. 56, No. 3. P. 337.

О ПОЛОЖЕНИИ ОБЛАСТИ ИСКУССТВЕННОГО ОПТИЧЕСКОГО СВЕЧЕНИЯ НА НОЧНОМ НЕБОСВОДЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ МОЩНОЙ КВ РАДИОВОЛНЫ НА ИОНОСФЕРУ.

С.М.Грач¹⁾, М.Ю. Кош²⁾, М.А.Атрошенко¹⁾, В.А.Яшнов¹⁾, А.И.Шевцова¹⁾

Нижегородский госуниверситет, Университет г. Ланкастер (Великобритания)

В сентябре 2004 г. на стенде «Сура» была проведена серия экспериментов по исследованию оптического свечения ночной ионосферы в красной (630 нм) линии атомарного кислорода при воздействии на ионосферу мощных КВ радиоволны. Свечение связано с излучением уровня $O(^1D)$ с энергией возбуждения 1,96 эВ и

временем жизни 107 с. Возбуждение уровня происходит при соударении атомов с электронами, ускоренными ВЧ плазменными волнами, возникающими при воздействии [1]. Воздействие на ионосферу в эксперименте осуществлялось волной обыкновенной поляризации на частоте $f_0=4,3$ МГц, эффективная мощность излучения стэнда составляла 150 МВт, ширина его диаграммы направленности – 12° , режим воздействия: 2 мин – излучение, 2 мин – пауза. Регистрация свечения проводилась с помощью любительской астрономической камеры SBIG ST9E с прямо освещаемой ПЗС матрицей 512-512 пикселей, которые могли быть объединены для повышения чувствительности, связанной с компьютером. Угол обзора камеры – 13° .

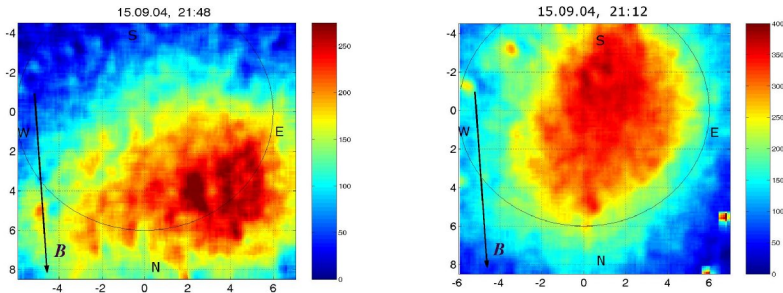


Рис. 1

На рис. 1 представлены портреты ночного неба в красной линии, полученные 15.09.2004 в 21:12 и 21:48 мск. При построении рисунков из данных, зарегистрированных в последние 27 с воздействия, вычитались данные «темного фона» зарегистрированные в последние 27 с перед началом воздействия (соответственно в 21:10 и 21:46). На рисунке показаны также проекция геомагнитного поля на горизонтальную плоскость и прямолинейная проекция диаграммы стэнда «Сура» на небосвод. Видно, что с течением времени область свечения смещается на север, в направлении геомагнитного поля, величина смещения достигает $3-4^\circ$. Кроме того, внутри области различимы структуры с большей яркостью свечения, вытянутые вдоль магнитного поля. На рис. 2 представлены расчетные траектории центрального и крайних ($\pm 6^\circ$) лучей стэнда в плоскости геомагнитного меридиана. Расчеты выполнены для ионограмм, зарегистрированных соответственно в 21:09 и 21:49. На рисунке показаны также прямолинейная проекция диаграммы стэнда на небосвод (тонкие линии), поле зрения камеры SBIG ST9E (пунктир), направление магнитного поля, высоты отражения ($f_0=f_{pe}$) и верхнего гибридного резонанса ($f_0=(f_{pe}^2+f_{be}^2)^{1/2}$) мощной волны, а также положение области свечения, соответствующее рис.1. Здесь f_{pe} и f_{be} – плазменная и циклотронная частоты электронов. Согласно [1,2], оптимальные условия генерации свечения должны иметь место на

высотах 230-260 км, поэтому на рис. 2 область свечения несколько условно помещена на высоте ≈ 250 км.

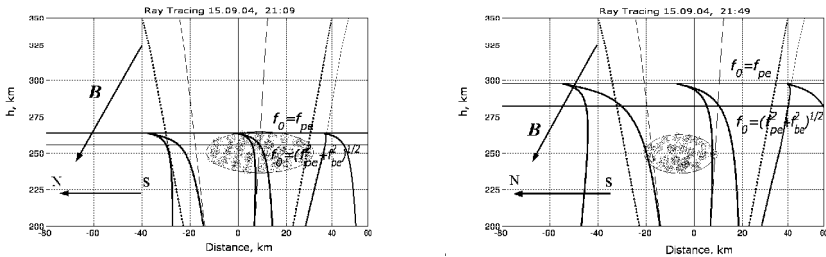


Рис.2.

Согласно рис. 2, наблюдаемое положение пятна свечения можно объяснить в предположении, что ускорение электронов происходит в области верхнего гибридного резонанса мощной волны. При этом в 21:12 генерация свечения могла происходить непосредственно в области ускорения, на высотах порядка $h_{\text{air}} \sim 240$ -260 км, в центре пучка мощных радиоволн. Позднее, в 21:48, при больших (~ 300 км) высотах отражения, ускоренные электроны из области верхнего гибридного резонанса «высыпаются» вдоль магнитного поля до тех же высот h_{air} , что и обеспечивает смещение пятна к северу. Если бы ускорение электронов происходило в области отражения мощной волны, то хорошо видное на рис. 2 смещение пучка мощных радиоволн к северу, обусловленное дисперсионными свойствами обыкновенных волн [3], обеспечивало бы существенно большее смещения пятна свечения.

Наличие вытянутых вдоль магнитного поля структур с большей яркостью свечения связано, по-видимому, с существованием в возмущенной области ионосферы неоднородностей плотности плазмы с поперечными размерами порядка 1-2 км, внутри которых интенсивность ВЧ плазменных (верхнегибридных) волн и, следовательно, эффективность ускорения электронов оказывается более высокой.

Работа поддержана грантами РФФИ 03-02-16309 и ИНТАС 03-51-5583.

- [1] Kosch M. J., M. T. Rietveld, et al., *Geophys. Res. Lett.* 2002. V. 29, no.23. P 2112, doi: 10.1029/2002GRL015744.
- [2] Gurevich A. V., Ya. S. Dimant et al., *J.Atm. Terr. Phys.* 1985. V. 47. P. 1057.
- [3] Гинзбург В.Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967.

СОПОСТАВЛЕНИЕ СВОЙСТВ ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ ПРИ ВЕРТИКАЛЬНОМ И НАКЛОННОМ ВОЗДЕЙСТВИИ РАДИОВОЛНОЙ С ЧАСТОТОЙ ВБЛИЗИ 4-Й ЭЛЕКТРОННОЙ ГИРОГАРМОНИКИ.

С.М.Грач¹⁾, П.В.Котов¹⁾, Е.Н.Сергеев²⁾, М.М.Шварц²⁾, В.А.Яшнов¹⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет,

²⁾Научно-исследовательский радиофизический институт

Представлены результаты экспериментальных исследований стационарных спектров искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) при быстром свипировании частоты воздействующей на ионосферу радиоволны (волны накачки, ВН) f_0 в области четвертой гармоники электронной циклотронной частоты $f_0 \sim 4f_{ce}$, выполненных на стенде «Сура» в 2004 г. при различных наклонах диаграммы направленности стенда к вертикали. ИРИ представляет собой, напомним, шумовую составляющую малой интенсивности ($-50 \div -90$ дБ) в спектре отраженного от

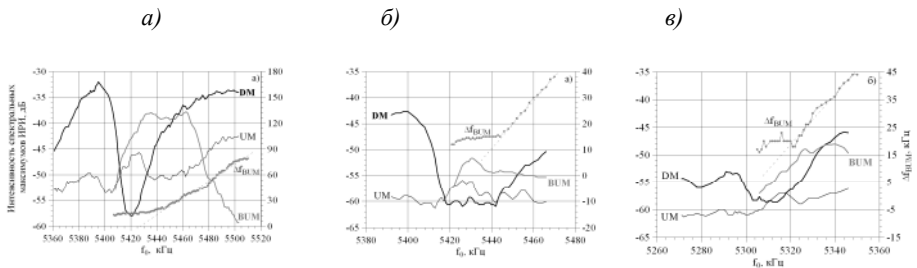


Рис. 1

ионосферы сигнала ВН, занимающую полосу частот в несколько десятков килогерц и обладает богатым спектральным составом [1,2].

На рис. 1. показаны зависимости максимальной интенсивности спектральных максимумов ИРИ (DM, UM, BUM), а также отстройки BUM от частоты ВН при вертикальном воздействии (а), а также при наклонах диаграммы стенда на юг (к направлению геомагнитного поля, $19,5^\circ$ к вертикали) на 12° (б) и 16° (в).

Согласно [1], при $f_0 \approx 4f_{ce}$ downshifted maximum (DM) расположен в спектре ИРИ на отстройках $\Delta f = f_{ИРИ} - f_0 \approx -10 \div -12$ кГц; upshifted maximum (UM) с $\Delta f \approx +8 \div +10$ кГц расположен в спектре почти симметрично DM относительно частоты ВН; broad upshifted maximum (BUM) – на отстройках $\Delta f \approx +15 \div +150$ кГц, причем положение пика BUM, присутствующего в спектре при $f_0 \geq nf_{ce}$, зависит от f_0 как $\Delta f_{BUM} = f_0 - nf_{ce}$. При $f_0 \approx nf_{ce}$ DM практически не наблюдается в спектре ИРИ. Согласно [2,3], такой эффект должен иметь место для частот ВН, близких к двойному (верхнегибридному и кратному циклотронному) резонансу, когда $f_0 \approx f_d \approx f_{uh} \approx nf_{ce}$ ($f_{uh} = (f_{pe}^2 + f_{ce}^2)^{1/2}$ – верхнегибридная частота, n – номер гармоники). Такое пропадание DM в спектре ИРИ при прохождении 4-й giroгармоники хорошо видно на всех трех панелях рис.1. Видно, однако, что имеет место резкая

но на всех трех панелях рис. 1. Видно, однако, что имеет место резкая асимметрия в зависимости свойств ИРИ от угла наклона по отношению к знаку расстройки $f_0 - 4f_{ce}$. При увеличении угла наклона от 12° к 16° для $f_0 \leq 4f_{ce}$ интенсивность DM-компоненты заметно уменьшалась, также как и интенсивность компоненты BUM при $f_0 \approx 4f_{ce}$. При $f_0 > 4f_{ce}$ ход зависимости интенсивности различных компонент ИРИ (DM и BUM) и отстройки Δf_{BUM} от f_0 приблизительно одинаков для вертикального и наклонного воздействия. Указанный эффект может быть интерпретирован с помощью сопоставления траекторных расчетов для ВН с различной высотой зависимости дисперсионных свойств плазменных волн от высоты при $f_0 < 4f_{ce}$ и $f_0 > 4f_{ce}$ в области двойного резонанса в ионосфере.

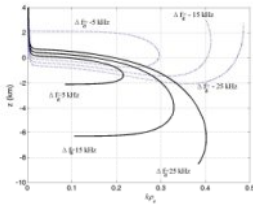


Рис. 2

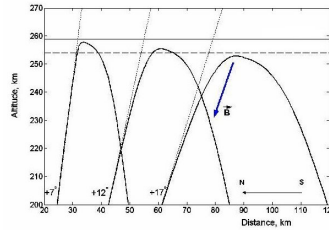


Рис. 3

Зависимость поперечного магнитному полю волнового числа (k) при различных частотах плазменных волн ($f_{пв}$) от высоты для условий эксперимента, представленного на панели θ) ($f_{ce} \approx 1326$ кГц) показана на рис. 2. Здесь $\Delta f_d = f_{пв} - f_d$, $f_d = f_{uh}(z_d=0) = 4f_{ce}(z_d=0)$, f_d и z_d – частота и высота двойного резонанса, ρ_e – радиус циклотронного вращения тепловых электронов. Ни рис. 3 приведен пример траекторий распространения ВН при наклонном падении на ионосферу. Из рисунков видно: 1) при $f_{пв} > 4f_{ce}$ область существования плазменных волн сосредоточена ниже двойного резонанса, $z < z_d$, тогда как при $f_{пв} < 4f_{ce}$ – в основном при $z > z_d$; 2) при увеличении угла падения ВН на ионосферу высота отражения уменьшается, и при достаточно больших углах опускается ниже высоты верхнего гибридного (и, следовательно, двойного) резонанса (пунктир на рис. 3). Таким образом, поскольку $f_{пв} \approx f_0$, при достаточно больших углах падения и $f_0 < 4f_{ce}$ ВН просто «не достает» до области существования плазменных волн, ответственных за генерацию ИРИ. Этот факт и отвечает, по-видимому, за описанный эффект.

Работа поддержана грантами РФФИ 03-02-16309, 04-02-17544 и ИНТАС 03-51-5583.

[1] Leyser T.B., et al., J. Geophys. Res. 1993. V. 98, no. 10. P. 17597.

[2] Leyser T.B., et al., J. Geophys. Res. 1994. V. A99, P. 19555.

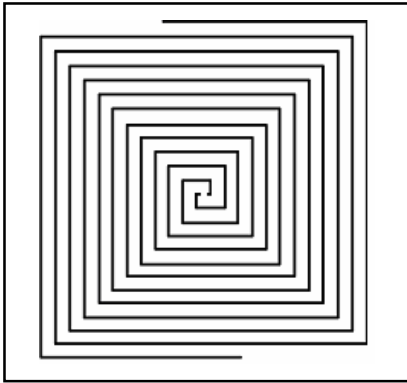
[3] Грач С.М., Тиде Б., Лейзер Т. // Изв. вузов. Радиофизика. 1994. Т. 37. С. 617.

ФРАКТАЛЬНЫЕ ЩЕЛЕВЫЕ АНТЕННЫ С НЕЛИНЕЙНОЙ НАГРУЗКОЙ

А.В.Шиндин, В.А.Яшнов

Нижегородский госуниверситет,

К настоящему времени опубликовано значительное число работ, посвященных теоретическому и экспериментальному исследованию нелинейных рассеивателей – антенн с нелинейной нагрузкой. В большинстве работ основное внимание уделяется анализу характеристик проволочных антенн – электрических или магнитных вибраторов. Хорошо известно, что такие антенны являются резонансными и не пригодны для эффективной работы в широкой полосе частот. В то же время в связи с развитием современных систем радиосвязи, радиочастотной идентификации (RFID) и других возникает потребность в широкополосных малогабаритных антеннах на основе фрактальных структур [2]. Результаты экспериментальных исследований фрактальных нелинейных рассеивателей с оптическим управлением приведены в [3].



В данной работе выполнены экспериментальные исследования характеристик некоторых типов щелевых антенн с нелинейными нагрузками. Основное внимание было уделено анализу диапазоновых свойств щелевых антенн спирального типа. Геометрия такой антенны схематически показана на рис. 1. Антенна выполнена из фольгированного текстолита. Размеры спирали составляют 240×240 мм. В качестве нагрузки щелевой антенны использовалась сборка из диода типа КД-524 и фототранзистора типа Л32р3с. В такой конструкции фототранзистор

используется в качестве источника напряжения смещения для диода.

Измерения проводились в помещении размером 8×10×3м. Электромагнитное поле внутри помещения создавалось двумя несимметричными вибраторными антеннами, на которые подавались ВЧ-сигналы с двух генераторов. Частота одного генератора $f_1 = 135$ МГц фиксировалась, а частота второго f_2 изменялась от 350 до 1050 МГц.

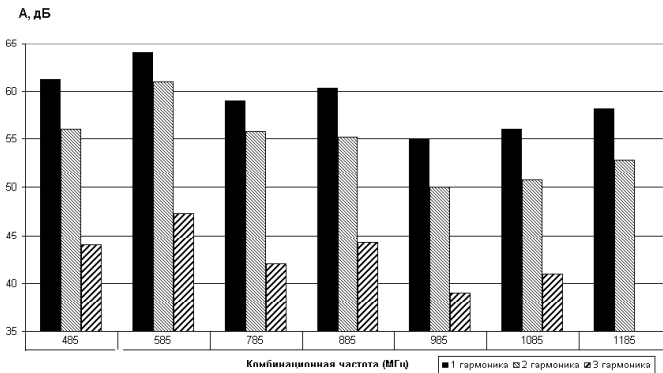
Прием рассеянного щелевой спиральной антенной с нелинейной нагрузкой сигнала на комбинационной частоте $f_3 = f_1 + f_2$ осуществлялся с помощью радиоприемника AR-5000.

На рис. 2 приведены значения амплитуд трех первых низкочастотных гармоник огибающей рассеянного спиральной щелевой антенной сигнала в зависимости от частоты рассеянного сигнала. Приведенная зависимость получена путем усред-

нения результатов измерения рассеянного сигнала при различных положениях рассеивателя внутри помещения.

Анализ полученных результатов показывает, что щелевые спиральные нелинейные рассеиватели могут быть использованы в качестве широкополосных антенн. Несомненным достоинством таких нелинейных рассеивателей является простота конструкции и высокая технологичность.

Аналогичные результаты получены для равноугольных плоских спиральных антенн и плоских проволочных спиральных антенн.



Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-17191а).

- [1] Рамзей В. Частотно независимые антенны. – М.: Мир, 1968, 176 с.
- [2] Werner D.H., Ganguly S.//IEEE Antennas&Propagation Magazine. 2003. V. 45, N. 1. P. 38.
- [3] Яшнов В.А.// Нелинейный мир. 2004. Т.2, № 5-6. С. 63.

ОБ ОПТИМИЗАЦИИ НЕЛИНЕЙНОГО РАССЕЙВАТЕЛЯ НА КОМБИНАЦИОННЫХ ЧАСТОТАХ

О.В.Поляков, В.А.Яшнов

Нижегородский госуниверситет,

В нелинейной радиолокации наряду с монохроматическим зондирующим сигналом находят применение сигналы со сложным спектром. Использование много-частотного сигнала позволяет повысить дальность обнаружения объектов с помощью нелинейных радиолокаторов без увеличения мощности зондирующего сигнала [1]. Использование бигармонического зондирующего сигнала открывает

более широкие возможности исследования свойств нелинейных рассеивателей (НР) вследствие большего числа анализируемых характеристик. Известно, что свойства НР зависят от интенсивности потока зондирующего сигнала. В работе [2] приведены результаты экспериментальных исследований двумерных амплитудных характеристик НР, т.е. зависимостей амплитуды рассеянного сигнала от интенсивностей потоков зондирующих сигналов. Продемонстрировано, что двумерные амплитудные характеристики представляют собой поверхности сложной формы, вид которых зависит от характера нелинейности. Показано, что существует оптимальное соотношение интенсивностей потоков зондирующих сигналов, при котором рассеянный сигнал максимален.

В данной работе проведен теоретический анализ работы НР, находящегося в поле двух монохроматических электромагнитных волн различной длины. В качестве НР рассматривается электрический вибратор, нагруженный на полупроводниковый диод. Основное внимание уделяется исследованию зависимостей мощности рассеянного сигнала на комбинационной частоте $f_c = f_1 + f_2$ (f_1 и f_2 – частоты зондирующих сигналов) от f_1 и f_2 . Для решения указанной задачи применяется метод рядов Вольтерра, широко используемый для анализа нелинейных электрических цепей [3] и антенн с нелинейной нагрузкой [4-6]. В соответствии с [5] вольтамперная характеристика полупроводникового диода определяется выражением

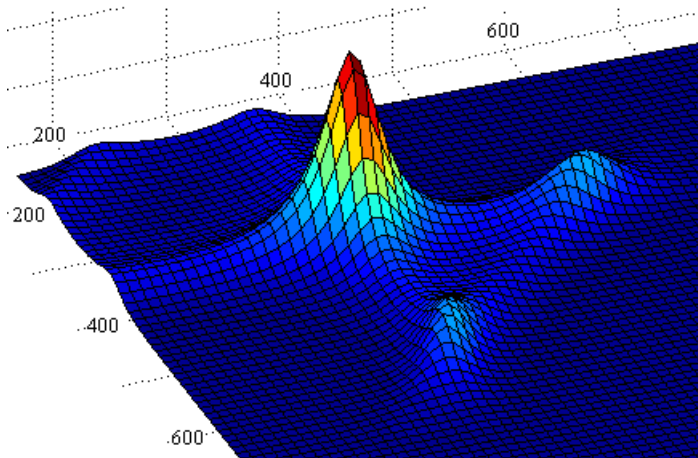
$$i = \alpha V + C_0 \frac{dV}{dt} + \beta V^2 + \gamma \frac{dV^2}{dt}, \quad (1)$$

где $\alpha = 1/R_0$, R_0 и C_0 – линейная часть нагрузки антенны, β и γ – параметры нелинейности. В результате для тока в антенне на комбинационной частоте получаем следующее выражение

$$I(\omega_1 + \omega_2) = \frac{Z_L(\omega_1)Z_L(\omega_2)Z_L(\omega_1 + \omega_2)\{\beta + i\gamma(\omega_1 + \omega_2)\}e_1(\omega_1)e_2(\omega_2)}{[Z_A(\omega_1) + Z_L(\omega_1)][Z_A(\omega_2) + Z_L(\omega_2)][Z_A(\omega_1 + \omega_2) + Z_L(\omega_1 + \omega_2)]}. \quad (2)$$

Здесь $Z_A(\omega)$ и $Z_L(\omega)$ – входной импеданс антенны и импеданс линейной части нагрузки, $e_1(\omega)$ и $e_2(\omega)$ – ЭДС, наводимые в антенне электромагнитными волнами с частотами ω_1 и ω_2 . Для расчета входного импеданса антенны и ЭДС использовалось приближение Галлена. На основе выражения (2) проведены расчеты зависимости тока в антенне на комбинационной частоте от частот зондирующих сигналов. Анализ этой зависимости показывает наличие максимумов, положение которых определяется значением импеданса линейной части нагрузки. Таким образом, изменяя импеданс линейной части нагрузки можно изменять в некоторых пределах резонансную частоту НР.

Наибольший интерес представляют расчеты мощности рассеянного сигнала на комбинационной частоте. На рис. показана зависимость излучаемой мощности от частот зондирующих сигналов. Из приведенного рисунка видно наличие оптимального соотношения между частотами зондирующих сигналов, при котором достигается максимальное значение мощности рассеянного сигнала.



Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант № 04-02-17191а).

- [1] Вернигоров Н.С., Борисов А.Р., Харин В.Б. //Радиотехника и электроника. 1998. Т. 43, №1. С. 63.
- [2] Горбачев А.А., Ларцов С.В., Чигин Е.П. //Радиотехника и электроника. 2000. Т. 45, № 3. С. 270.
- [3] Данилов Л.В., Матханов П.Н., Филиппов Е.С. Теория нелинейных электрических цепей. – Л.: Энергоатомиздат, 1990, 256 с.
- [4] Sarkar T.K., Weiner D.D. // IEEE Transactions on Antennas and Propagation. 1976. V. AP-24, No. 2. P. 125.
- [5] Франческетти Дж., Пинто И. //В кн.: Нелинейные электромагнитные волны./ Ред. П. Усленги. – М.: Мир, 1983, с. 223.
- [6] Куликов Ю.М., Яшнов В.А. // Труды 7-й научной конф. по радиофизике. 7 мая 2003г.//Ред. А.В. Якимов. – Н.Новгород. :с. 58.