МИНИСТЕРСТВО ОБЩЕГО И ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Известия высших учебных заведений

РАДИОФИЗИКА

ежемесячный научно-технический журнал

Издается с апреля 1958 г.

TOW XFUL II O	Гом	XLI	N	3
---------------	-----	-----	---	---

Нижний Новгород

1998

Содержание

Лекции и доклады III Международной школы "ФИЗИКА КОСМИЧЕСКОЙ ПЛАЗМЫ",

представленные для публикации

Рабов Б.И. Анализ многократной инверсии знака поляризации микроволновых источников над солнечными пятнами	. 259
Васьков В.В., Рябова Н.А. Нелинейный резонанс плазменных волн в тепловых неоднородностях плазмы	. 270
Мироненко Л. Ф., Рапопорт В. О., Котик Д. С., Митя- ков С. Н. Излучение искусственных сверхсветовых неоднород- ностей нижней ионосферы	. 298
Сергеев Е. Н., Фролов В. Л., Бойко Г. Н., Комраков Г. П. Результаты исследований эволюции ленгмюровской и верхнеги- бридной плазменной турбулентности с помощью искусственного радиоизлучения ионосферы	. 313
Бенедиктов Е.А., Беликович В.В., Толмачева А.В. Неко- торые результаты измерений температуры и плотности атмо- сферы с помощью искусственных периодических неоднородно- стей ионосферной плазмы	. 348
Заборонкова Т.М., Кудрин А.В., Петров Е.Ю. К теории рамочной антенны в анизотропной плазме	. 358
Коган Л. П. О распространении электромагнитных волн в волно- воде вемля-ионосфера с плавной периодической неоднородностью импеданса верхней границы	. 374
Заборонкова Т.М., Костров А.В., Кудрин А.В., Шай- кин А.А. Каналирование вистлеров в дактах с повышенной плотностью в магнитоактивной плазме	. 384
Брянцев В.Ф. О причинах появления перемещающихся сигналов на трансэкваториальных трассах	. 395
Метелев С. А., Шишкин Ю. В., Лисов А. А. О предельной эффективности компенсации радиопомех КВ диапазона при про- странственной обработке сигналов	. 403

УДК 523.75

АНАЛИЗ МНОГОКРАТНОЙ ИНВЕРСИИ ЗНАКА ПОЛЯРИЗАЦИИ МИКРОВОЛНОВЫХ ИСТОЧНИКОВ НАД СОЛНЕЧНЫМИ ПЯТНАМИ

Б. И. Рябов

По наблюдениям Солнца на новом Панорамном анализаторе спектра радиотелескопа РАТАН-600, обнаружено явление многократной инверсии знака круговой поляризации локальных источников радиоизлучения (ЛИ) в сантиметровом диапазоне. В работе проанализированы спектры поляризации ЛИ в соответствии с теорией линейной трансформации обыкновенной и необыкновенной моды электромагнитной волны в области квазипоперечного (QT) распространения. Рассмотрены радионаблюдения на РАТАН-600 ЛИ, демонстрировавших инверсию знака поляризации в диапазоне 2,0-6,5 см 2 июля 1977 г., 10 января и 9-10 мая 1992 г. Теория QT-распространения накладывает ограничение на степень поляризации радиоизлучения на волнах, близких к длине волны инверсии, выполнение которого проверено. Для уточнения кратности инверсии зарегистрированные спектры поляризации ЛИ сопоставлены со спектрами, рассчитанными при варьируемой кратности.

Выдвинуто предположение, что явление многократной инверсии вызвано тонкой структурой коронального магнитного поля. Анализ явления даёт возможность судить о напряжённости коронального магнитного поля активной области одновременно на нескольких высотах.

1. ВВЕДЕНИЕ

Многократная инверсия знака поляризации ЛИ в сантиметровом (СМ) диапазоне впервые обнаружена на введённом в действие в 1992 году панорамном анализаторе спектра (ПАС) РАТАН-600 [1].

Знак круговой поляризации микроволнового источника над солнечным пятном отвечает магнитной полярности фотосферного поля пятна и факту преобладания необыкновенной моды излучения [2]. При прохождении по солнечному диску у некоторых ЛИ биполярных активных областей (AO) в СМ диапазоне отмечена как однократная инверсия знака поляризации по диапазону [3], так и инверсия на отдельной длине волны со временем [3, 4]. Петеровой и Ахмедовым [3] выделено несколько закономерностей проявления инверсии в зависимости от длины волны радиоизлучения и от положения AO на солнечном диске. В качестве причины проявления этих закономерностей указывалось на пересечение излучением поперечного к распространению коронального магнитного поля AO. Явление однократной инверсии исследовано и использовалось рядом авторов [3, 5–7] для оценки плотности плазмы и напряжённости коронального магнитного поля AO.



Рис. 1. Одномерные радио сканы ЛИ активной области 62 СД, 1977, полученные на РАТАН-600 2 июля 1977 г. в интенсивности на волне 3,2 см (над уровнем радиоизлучения спокойного Солнца) и в круговой поляризации на волнах 2-4 см. Рисунок из [5], где инверсия знака поляризации ЛИ на волне 2,3 см классифицирована как однократная.

Инверсия была приписана условиям квазипоперечного распространения излучения в солнечной короне. В отличие от плавного изменения степени круговой поляризации с длиной волны при регистрации с относительно редким перекрытием диапазона (рис. 1), в наблюдениях инверсии на ПАС РАТАН—600 [1] обнаружены резкие изменения степени и знака поляризации компонент ЛИ (рис. 2).

В разделе 2 приведён анализ степени поляризации излучения ЛИ для оценки реальности эффекта многократной инверсии: получено ограничение на степень поляризации на волнах, близких к длине волны инверсии, наблюдаемый спекр поляризации сопоставлен с расчётным спектром.

Особый интерес к явлению обусловлен возможностью определения напряжённости коронального магнитного поля по наблюдаемой трансформации поляризации радиоизлучения в областях QT-распространения. При этом высота радиоизмерения магнитного поля в солнечной короне оценивается с помощью модели. Моделирование помогает прояснению и других обстоятельств трансформации поляризации ЛИ в солнечной короне. В подразделе 2.3 приведены результаты численного моделирования генерации (магнитотормозным механизмом) и QT-распространения поляризованного по кругу СМ излучения пятенных компонент ЛИ. Использована модель, ранее применявшаяся авторами [5] для анализа однократной инверсии поляризации. В модели область QTраспространения рассчитывается для коронального магнитного поля АО, аппроксимированного полем диполей [5]. На примере анализа многократной инверсии поляризации ЛИ групп солнечных пятен N1 СД (10 января 1992 г.) и N145 СД (9 мая 1992 г.) [8]) по радионаблюдениям на РАТАН-600 проверена адекватность модели. Многократная инверсия открывает уникальную возможность на основе одного радионаблюдения этого явления измерить напряжённость коронального магнитного поля сразу на нескольких высотах.

2. АНАЛИЗ СТЕПЕНИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

2.1. Ограничение на степень круговой поляризации

В рамках теории линейной трансформации нормальных мод электромагнитной волны в области квазипоперечного распространения, степень круговой поляризации ρ_0^V радиоизлучения до QT-области связана со степенью поляризации ρ^V после прохождения этой области [9]:

$$\rho^{V} = \rho_0^{V} \cdot \left\{ -1 + 2 \exp\left[-(\lambda/\lambda_t)^4 \right] \right\} \,, \tag{1}$$

где параметр взаимодействия (все единицы в СГС)

$$\lambda_t \approx 1.72 \cdot 10^6 H^{-3/4} N^{-1/4} L_{\alpha}^{-1/4} \tag{2}$$

зависит от концентрации электронов N, напряжённости магнитного поля H, длины волны радиоизлучения λ и от масштаба неоднородности структуры магнитного поля $L_{\alpha} = \alpha \left| d\alpha/d\vec{l} \right|^{-1}$ в QT-области,



Рис. 2. Одномерные радиосканы Солнца, полученные на Панорамном анализаторе спектра РАТАН-600 10 января 1992 г.: (а) в интенсивности (параметр Стокса I), (б) в круговой поляризации (V; L — левый, R — правый знак круговой поляризации). Группы солнечных пятен и напряжённость фотосферного магнитного поля (в 10² Гс) приведены по бюллетеню Солнечные данные [8]. Слева указана длина волны каждого радиоскана в см.

где угол распространения (между направлением распространения волны \vec{l} и вектором магнитного поля \vec{H}) $\alpha \approx 90^{\circ}$.

Оценим какова величина депрессии степени поляризации на волнах, близких к длине волны смены знака поляризации λ_i (т. н. переходной длине волны, на которой $\rho^V(\lambda_i) = 0$). Пусть последовательность отдельных длин волн радионаблюдения может быть выражена как $\lambda_{i+1} = \lambda_i + \varepsilon \lambda_i$, i = 1, 2, 3, ..., m(для ПАС РАТАН-600 $\varepsilon = 0,05$, m = 27[10]). Поскольку λ_i есть длина волны инверсии, то, согласно (1), параметр взаимодействия $\lambda_t = \lambda_i (\ln 2)^{-1/4}$. Приведённую степень поляризации определим как $r = \rho^V / \rho_0^V$. С учётом сделанных предположений, уравнение (1) может быть переписано

$$r(\lambda_{i+1}) = -1 + 2\exp(-[\lambda_{i+1}/\lambda_t]^4) = -1 + 2\exp\left([1+\varepsilon]^4 \times \ln 0.5\right)$$

I

или

$$r(\lambda_{i+1}) = -1 + 2^{1-(1+\varepsilon)^4}.$$
(3)

Поскольку $\left| \rho_{0}^{V} \right| \leq 1$, то

$$\rho^{V}(\lambda_{i+1}) \Big| \le -1 + 2^{1-(1+\varepsilon)^4}.$$
(4)

При заданной постоянной ε , неравенство (4) выражает ограничение сверху на модуль степени поляризации радиоизлучения на волне λ_{i+1} , соседней к длине волны инверсии λ_i .

2.2. Спектр поляризации при многократной инверсии

Предположим, что радиоизлучение *n* раз пересекает отдельные области квазипоперечного распространения. Тогда из (1) следует, что приведённая степень круговой поляризации радиоизлучения по прохождении этих областей задаётся произведением

$$r(\lambda) = \prod_{j=1}^{n} \left(-1 + 2 \exp(-\left[\lambda/\lambda_{tj}\right]^4) \right), \tag{5}$$

где λ_{tj} — параметр взаимодействия нормальных мод электромагнитной волны в *j*-й QT-области, задаваемый уравнением (2).

Существование нескольких QT-областей в магнитосфере AO можно предположить, исходя из наблюдаемых в мягком рентгеновском излучении систем отдельных корональных арок, которые создают QT-области, накладывающиеся на луче зрения. Численное моделирование корональных магнитных полей AO и условий распространения радиоизлучения (см. раздел 3) прямо указывает на возможность существования нескольких QT-областей над группой солнечных пятен сложной морфологии.

Нули функции $r(\lambda)$ — те же, что и у каждого из сомножителей, описывающих влияние на поляризацию отдельных пересечений QT-областей. Если из спектрально—поляризационных радионаблюдений известны все длины волн инверсии λ_j , j = 1, 2, 3, ..., n, то рассчитав параметры взаимодействия $\lambda_{tj} = \lambda_j (\ln 2)^{-1/4}$ можно оценить магнитное поле H или концентрацию электронов N в каждой из n QT-областей. Радионаблюдения на ПАС РАТАН-600 открыли многократную инверсию знака поляризации на близких волнах (см. подраздел 2.3), отражающую, по-видимому, сходные условия распространения в нескольких QT-областях. В этом случае для определения длин волн инверсии не достаточно учёта знака поляризации ЛИ на отдельных длинах волн, а требуется количественный анализ всего спектра поляризации.

2.3. Анализ радионаблюдений ЛИ на РАТАН-600

При спектральном разрешении ПАС РАТАН—600 $\varepsilon = 0,05$, ограничение на степень круговой поляризации ЛИ, согласно (4), $|\rho^V| \le 0,14$. Если проверить выполнение ограничения на материале радионаблюдений 10 января (рис. 2) и 9 мая 1992 года (рис. 3), то результат будет различен. Приведённая степень поляризации ЛИ группы солнечных пятен 9 мая (N 145 СД (AR 7154)) не превышает 14% на волнах, близких к длинам волн 3,86 и 5,26 см, где достигается минимальное значение модуля степени поляризации. То есть, она отвечает ограничению (4), накладываемому QT-распространением. Результаты наблюдений 10 мая 1992 г. (N 152 СД) показаны на рис. 4.

В степени поляризации ЛИ группы пятен 10 января (N 1 СД (AR 6996)) имеется явный выброс $r \approx 0,79$ на длине волны 4,15 см, соседней к волне инверсии 3,86 см ($r \approx -0,06$). Выброс превышает погрешность определения r по радионаблюдениям и не может быть интерпретирован в рамках QT-распространения. (Нормирующее значение $\rho_0^V \approx 0,38$ на длине волны $\lambda = 4,15$ см не является малой величиной, вносящей неопределённость в r.)

Для радионаблюдений Солнца на РАТАН-600 до 1992 года ($\varepsilon \approx 0,2$, m = 11 [5]) справедливо $|\rho^V| \leq 0,52$. Это ограничение применимо к наблюдениям 2 июля 1977 года инверсии знака поляризации ЛИ группы солнечных пятен N 62 СД, 1977 (Mc Math 14822; рис. 1 воспроизведён по [5]). Ограничение выполняется.



Рис. 3. То же, что и на рис. 2 для 9 мая 1992 г. (а), (б); (в) — двойная инверсия знака круговой поляризации крупным планом для ЛИ активной области 145 СД, 1992 г.

Теперь попробуем уточнить кратность и длины волн инверсии в спектрах поляризации ЛИ. Для разделения влияний на спектр условий генерации от условий QT-распространения нормируем спектр степени поляризации ЛИ ρ^V на некий поляризационный спектр излучения ЛИ ρ^V_0 и проанализируем приведённый спектр $r(\lambda) = \rho^V(\lambda)/\rho^V_0(\lambda)$. (В качестве нормирующего брался либо спектр степени поляризации ЛИ за 1–2 дня до наблюдения кратной инверсии (8 мая 1992 г.; 30 июня 1977 г.), либо модельно рассчитанный спектр поляризованного по кругу излучения ЛИ на день наблюдения (10 января 1992 г.).)

Для большей наглядности нормируем также аргумент λ поляризационного спектра на самую короткую длину волны инверсии λ_1 . (Полагаем, что самая коротковолновая инверсия в спектре выделяется.) Неизвестные длины волн инверсии λ_j подбираются из сопоставления наблюденного и рассчитанного по (5) приведённого спектра поляризации.

Сопоставление спектров (рис. 5) указывает на возможность скрытых инверсий знака поляризации. Приведенный спектр ЛИ (145 СД) за 9 мая 1992 г. (рис. 56), с двумя явно прослеживаемыми инверсиями в интервалах 3,65–3,86 см и 4,36–4,60 см, имеет отличие в длинноволновой части от рассчитанного при n = 2 спектра. Введение в расчёт дополнительного числа иинверсий на близких волнах 5,11 и 5,15 см улучшает согласие. Процедура введения дополнительных инверсий знака поляризации, спектрально не разрешаемых в наблюдениях, не является однозначной.





Рис. 4. То же, что и на рис. 2 для 10 мая 1992 г. (а), (б); (в) — двойная инверсия знака круговой поляризации крупным планом для ЛИ активной области 152 СД, 1992 г.

Спектр ЛИ активной области (62 СД) за 2 июля 1977 г. лучше аппроксимируется не однократной, как предполагалось ранее [5], а трёхкратной инверсией (рис. 5в). Нечётное число инверсий получено добавлением дополнительной двойной инверсии на длине волны $\lambda_i = 2,34$ см.

Для ЛИ группы солнечных пятен N 1 СД не удаётся подобрать набора длин волн инверсии для согласования с приведённым спектром ЛИ за 10 января 1992 г. даже без учёта выброса на одной из длин волн (рис. 5а).

3. ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ

Модель POLAR2 [5] рассчитывает генерацию тепловым магнитотормозным механизмом и QTраспространение поляризованного по кругу радиоизлучения в корональном магнитном поле конкретных AO (аппроксимированном суперпозицией полей вертикальных диполей). Целью моделирования является определение положения в солнечной короне QT-области, покрывающей пятенный микроволновый источник в момент радионаблюдения.

Каждая пара разнополярных солнечных пятен порождает в солнечной короне между ними поверхность, на которой луч зрения пересекает силовые линии магнитного поля под прямым углом. Число пересечений лучом зрения отдельных областей QT-распространения (и, тем самым, возможное число инверсий знака поляризации) не должно превышать числа биполярных пар в AO.





Рис. 5. Приведённые спектры поляризации ЛИ, рассчитанные по (5) при разной кратности *n* инверсии (кривые) и наблюдаемые на РАТАН-600 (точки) в зависимости от нормализованной длины волны λ/λ_1 для активной области: (а) 1 СД за 10 января ($\lambda_1 = 3,90$ см, $\lambda_j = 4,02$, 6,63 см); (б) 145 СД за 9 мая 1992 г. ($\lambda_1 = 3,73$ см, $\lambda_j = 3,86$, 4,60, 5,11, 5,15 см); (в) 62 СД за 2 июля 1977 г. ($\lambda_1 = 2,3$ см, $\lambda_j = 2,34, 2,34, 2,37$ см).

При моделировании условий QT-распространения радиоизлучения ЛИ, наблюдавшихся на PATAH-600 10 января и 9 мая 1992 г., воспроизводится двух- и большей кратности пересечение QT-областей излучением пятенных микроволновых источников. Однако не удаётся модельно воспроизвести многократное пересечение излучением QT-областей при близких значениях параметра взаимодействия (2), т. е. многократную инверсию поляризации ЛИ на близких волнах.

Результаты моделирования для ЛИ активных областей 145 СД и 152 СД за 9 мая 1992 г. следующие:

— инверсия знака поляризации пятенного микроволнового источника на длине волны 3,86 см происходит при напряжённости коронального поля 13—48 Гс на высотах $(16 \div 9) \cdot 10^9$ см. Повторная инверсия моделируется на более длинных волнах, чем зарегистрированная волна инверсии 4,60 см;

— не удалось модельно воспроизвести условия для инверсии знака поляризации пятенного источника на волнах $\lambda_j = 3,86$ и 4,60 см как двойной. Для воспроизведения наблюдаемой инверсии требуются средние значения коронального поля в двух покрывающих микроволновый источник QT-областях в 25 и 20 Гс. Модель задаёт пересечение излучением второй QT-области при напряжённости 2 Гс, на порядок меньшей.

Проведённое ранее моделирование для активной области N 1 СД (AR 6996) за 10 января 1992 г. [6] также указывает на двукратную инверсию знака поляризации, но не воспроизводит особенности спектра поляризации ЛИ. Пересечение второй QT-области на высоте 2,6 · 10¹⁰ см моделируется при напряжённости коронального поля в 8 Гс, что в 2 раза меньше напряжённости, требуемой для инверсии, наблюдавшейся на волне 6,63 см.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В 1992 году обнаружена многократная инверсия знака поляризации ЛИ в СМ диапазоне на новом панорамном анализаторе спектра РАТАН-600 [1]. Проявления многократной инверсии ещё не исследованы.

В работе на примере трёх ЛИ проведён анализ многократной инверсии, который свидетельствует, по крайней мере, для двух ЛИ, в пользу многократного пересечения излучением QT-областей в солнечной короне, как причины кратной инверсии. Такое заключение позволяет использовать результаты анализа для радиоизмерения магнитного поля АО на нескольких корональных высотах сразу.

Предлагаемый в работе метод сопоставления расчётного и наблюдаемого спектров поляризации ЛИ имеет цель подтвердить причину происхождения многократной инверсии: условия QT-распространения радиоизлучения — и уточнить кратность инверсии. Нормировка на спектр поляризации ЛИ в период явного отсутствия влияния условий QT-распространения (для приведения к виду, не зависящему от условий генерации) — возможный источник неточности, поскольку спектр ЛИ меняется как со временем, так и в зависимости от положения ЛИ на солнечном диске. При приведении спектров эти изменения полагались незначительными.

Сопоставление для приведённых спектров ЛИ трёх активных областей показало:

- спектр ЛИ активной области 145 СД (за 9 мая 1992 г.) содержит скорее 4, чем 2 инверсии;

– спектр ЛИ активной области 1 СД (за 10 января 1992 г.) на ряде длин волн не удовлетворяет ограничению (4), накладываемому предположением о влиянии QT-распространения. В работе [6] спектр ЛИ, интерпретированный как результат 2-кратного пересечения излучением QT-областей, количественно не анализировался. Результаты [6] могут быть справедливы после обоснованной методической коррекции спектра поляризации ЛИ;

- спектр ЛИ активной области 62 СД (за 2 июля 1977 г.) содержит скорее 3, чем 1 инверсию.

Один из трёх анализированных спектров поляризации ЛИ признан не удовлетворяющим ограничению теории QT-распространения радиоизлучения. Спектры двух других ЛИ обусловлены пересечением излучением нескольких QT-областей со сходными физическими условиями (при близких значениях H^3NL_{α}) и отражают, по-видимому, тонкую структуру коронального магнитного поля AO. Это может быть иерархия корональных арок AO разных масштабов.

Экстраполяция магнитного поля в корону, проведённая в бестоковом приближении, не проявляет тонкой структуры, необходимой для модельного воспроизведения многократной инверсии знака поляризации ЛИ. С другой стороны, расчётная структура силовых линий оказалась подобной структуре излучения АО в мягком рентгеновском излучении (по снимкам SXT спутника Yohkoh; см. [6]). Исходя из этого, можно предположить, что в рассмотренных АО структура магнитосферы подвержена локальному изменению корональными токами.

Автор признателен Ю. Н. Парийскому и В. М. Богоду (Специальная астрофизическая обсерватория РАН) за предоставление данных радионаблюдений Солнца на РАТАН—600, Г. Б. Гельфрейху (Главная астрономическая обсерватория РАН) за критические замечания к работе. Работа выполнена при поддержке гранта LJB 100 Программы правительства Латвии и фонда NSF и гранта 96.0129 Совета по науке Латвии.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Bogod V. M., Gelfreikh G. B., Ryabov B. I., and Hafizov S. R. //ASP Conference Series, 1993. V. 46. P. 302.
- 2. Железняков В. В. Радиоизлучение Солнца и планет. М.: Наука, 1964.
- 3. Петерова Н. Г., Ахмедов Ш. Б. //Астрон. ж., 1973. Т. 50. Вып. 6. С. 1220.
- 4. Максимов В. П., Бакунина И. А. /Астрон. ж., 1991. Т. 68. Вып. 2. С. 394.
- 5. Gelfreikh G. B., Peterova N. G., Ryabov B. I. //Solar Physics, 1987. V. 108. P. 89.
- 6. Willson R. F., Kile J. N., Donaldson S., Lang K. R., Bogod V. M., Gelfreikh G. B., Ryabov B. I., Hafizov S. R. //Adv. Space Res., 1996. V. 17. № 4/5. P. 265.

- Alissandrakis'C. E., Borgioli F., Chiuderi Drago F., Hagyard M., Shibasaki K. //Solar Phys., 1996. V. 167. P. 167.
- 8. //Солнечные данные, 1992.
- 9. Железняков В. В., Злотник Е. Я. //Астрон. ж., 1963. Т. 40. С. 633.
- 10. Богод В. М., Абрамов-Максимов В. Е., Дикий В. Н., Ватрушин С. М., Цветков С. В. //Препринт САО РАН № 84Л, 1993.

Вентспилский международный радиоастрономический центр, Рига, Латвия Поступила в редакцию 24 октября 1997 г.

ANALYSES OF THE MULTIPLE INVERSION OF CIRCULAR POLARIZATION OF SUNSPOT-ASSOCIATED MICROWAVE SOURCES

B.I. Ryabov

The multiple inversion of the sign of circular polarization in the microwave local source of an active region is interpreted as the result of the quasi-transverse propagation of microwaves. Examples of the multiple inversion in the wavelength range 2.0-6.5 cm detected with the PAS of the RATAN-600 analised here are the complex of the active regions 145 + 152 SD, (AR 7154 + AR 7162) on May 9-10 and 1 SD (AR 6996) on January 10, 1992. For further analyses of the inversion the mathematical restrictions on the degree of circular polarization are drawn out from the wave mode coupling theory. The polarization depression at the wavelengths adjacent to the wavelength of zero circular polarization is estimated for three active regions. The multiple inversion dependence on the wavelength as due to multiple crossing of the coronal QT-regions is checked as well. We can suggest the hierarchy of the AR coronal arches to be the structure responsible for a set of QT-regions and the multiple inversion of circular polarization at microwaves.

УДК 550.388.2

НЕЛИНЕЙНЫЙ РЕЗОНАНС ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН В ТЕПЛОВЫХ НЕОДНОРОДНОСТЯХ ПЛАЗМЫ

В.В.Васьков, Н.А.Рябова

Исследуется влияние стрикционных возмущений плотности плазмы на интенсивность возбуждения потенциальных колебаний (холодных и плазменных) в результате поляризации вытянутых вдоль магнитного поля неоднородностей концентрации ионосферной плазмы с $\delta N_0 < 0$ в поле мощной радиоволны. Предполагается, что уровень концентрации внутри неоднородности пересекает уровень верхнегибридного резонанса, в окрестности которого происходит трансформация холодных колебаний, непосредственно возбуждаемых мощной радиоволной, в более коротковолновые плазменные. Рассматривается предел малых длин волн плазменных колебаний, позволяющий свести задачу к системе двух связанных уравнений для индукции холодных волн и электрического поля плазменных волн. Первое из них дополнено локальным источником, равным интегралу от электрического поля плазменных волн в области резонанса, а второе зависит от индукции холодной волны в точке резонанса и описывает электрическое поле взаимодействующих волн в его окрестности. Используются упрощения, связанные со слабым поглощением плазменных волн, распространяющихся внутри неоднородности, и слабым высвечиванием этих волн за пределы неоднородности. Такие условия соответствуют образованию собственных мод плазменных колебаний, захваченных в неоднородности. Получено нелинейное уравнение резонансного типа для интенсивности электрического поля (или потока энергии) плазменных волн в собственных модах с учётом стрикционных возмущений профиля плотности плазмы в области резонанса. Показано, что влияние стрикционного выдавливания плазмы приводит к появлению коэффициентов, описывающих изменение интенсивности возбуждения и высвечивания плазменных волн на границе неоднородности, к изменению полосы эффективной генерации собственных мод в зависимости от полного набега фазы волны в неоднородности, а также к изменению сдвига фазы при отражении плазменной волны от резонанса. Величины этих коэффициентов и нелинейного сдвига фазы выражаются через действительные волновые функции нелинейного уравнения Эйри, описывающего электрическое поле возбуждаемых волн в окрестности резонанса в отсутствие диссипации.

1. ВВЕДЕНИЕ

Взаимодействие мощной радиоволны с ионосферой приводит к эффективному возбуждению поляризованных ортогонально магнитному полю \vec{B} потенциальных колебаний плазмы в результате рассеяния радиоволны на вытянутых вдоль поля \vec{B} мелкомасштабных неоднородностях электронной концентрации δN_0 теплового происхождения. Столкновительная диссипация возбуждаемых волн, в свою очередь, приводит к нагреву электронов и к развитию неоднородной структуры вследствие выдавливания плазмы из нагретых областей [1–3]. Эти процессы развиваются вблизи уровня верхнегибридного резонанса мощной радиоволны с концентрацией электронов $N \simeq N_R \equiv m(\omega^2 - \omega_{Be}^2)/4\pi e^2$, где $\omega_{Be} = eB/mc$ — гирочастота электронов в геомагнитном поле \vec{B} , ω — частота мощной радиоволны. При этом в областях с концентрацией $N = N_0 + \delta N_0 > N_R$ распространяются колебания холодной Z-моды, а в областях с $N < N_R$ — более коротковолновые плазменные колебания, для которых существенны тепловые эффекты пространственной дисперсии.

Локальный нагрев неоднородностей может существенно возрасти в результате захвата плазменных волн в объёме мелкомасштабных неоднородностей с отрицательным возмущением плотности $\delta N_0 < 0$, в которых концентрация электронов в некоторой точке пересекает уровень верхнегибридного резонанса, см. рисунок. Возбуждение плазменных волн происходит в этом случае следующим образом. Поляризация неоднородности δN_0 в поле электромагнитной радиоволны приводит к когерентному возбуждению колебаний холодной Z-моды, которые трансформируются в окрестности резонанса $N = N_R$

В. В. Васьков, Н. А. Рябова



Профиль электронной концентрации $N = N_0 + \delta N_0$ у вытянутой вдоль магнитного поля неоднородности $\delta N_0(r)$, расположенной в области верхнегибридного резонанса мощной радиоволны $N_0 \simeq N_R$.

в плазменные колебания. Последние распространяются внутри неоднородности с концентрацией $N < \infty$ N_R и вновь приходят в область резонанса. Здесь они частично отражаются назад с коэффициентом *R*_р, а частично трансформируются в холодные волны и высвечиваются за пределы неоднородности. Отражение плазменных волн от границы неоднородности связано с нарушением приближения геометрической оптики для холодной Z-моды в случае, когда её длина волны λ_Z в невозмущённой плазме превышает поперечный размер неоднородности r₀. Расчёты показывают, что в случае неоднородностей плоской формы коэффициент $(1 - |R_p|)$, описывающий высвечивание плазменных волн в холодные, убывает пропорционально малому параметру $(2\pi r_0/\lambda_Z)[4,5]$ (точное решение задачи о трансформации волн в плоском переходном слое плазмы получено в [6]). При этом ослабление высвечивания плазменных волн с уменьшением r_0 в среднем (после усреднения по набегу фазы, т.е. по длине неоднородности) компенсируется соответствующим уменьшением прямой трансформации холодных колебаний в плазменные. Однако в случае мелкомасштабных неоднородностей цилиндрической формы интенсивность высвечивания плазменных волн убывает пропорционально $(2\pi r_0/\lambda_Z)^2$, т.е. значительно быстрее, чем интенсивность их возбуждения [7]. Это приводит к увеличению амплитуды плазменных волн, захваченных в мелкомаштабных неоднородностях, и к усилению их нагрева. Вместе с тем, с увеличением интенсивности плазменных колебаний становится существенным эффект стрикционного выдавливания плазмы полем возбуждаемых волн, который приводит к деформации регулярного профиля плазмы в области резонанса и, как следствие, к изменению условий возбуждения и захвата плазменных волн внутри неоднородностей. Настоящая работа посвящена развитию метода описания указанных нелинейных эффектов и получению необходимых для этого выражений.

Во втором разделе работы формулируется замкнутая система уравнений, описывающая возбуждение холодных и плазменных колебаний с учётом стрикционной нелинейности в условиях локального взаимодействия этих колебаний в области резонанса. В третьем разделе анализируется влияние стрикционных эффектов на процесс генерации собственных мод плазменных колебаний, захваченных в неоднородности, в условиях слабого поглощения и высвечивания плазменных волн. В заключении формулируются полученные результаты. В Приложении 1 в приближении геометрической оптики

В. В. Васьков, Н. А. Рябова

определяется нелинейный набег фазы плазменной волны, распространяющейся внутри неоднородности. В Приложении 2 в линейном приближении слабых полей даётся строгое обоснование изложенного метода описания взаимодействия холодных и плазменных волн.

2. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Возбуждение коротковолновых потенциальных колебаний плазмы в области верхнегибридного резонанса мощной радиоволны описывается обобщённым уравнением Пуассона [7], в правой части которого стоит "сторонняя" плотность зарядов $4\pi\rho^{(s)}$, связанная с поляризацией мелкомасштабных неоднородностей концентрации в поле радиоволны $\vec{E_t}$. Рассмотрим, как обычно, отдельную вытянутую неоднородность цилиндрической формы $\delta N_0(r)$ и будем считать для простоты, что геомагнитное поле \vec{B} и волновой вектор $\vec{k_t}$ радиоволны направлены вдоль вертикали z. В этом случае в цилиндрической системе координат (r, ψ, z) имеем

$$E_{tr} = \frac{E_{t0}}{\sqrt{2n_{\parallel}}} e^{-i\psi + i\psi_t(z)}, \quad E_{t\psi} = -iE_{tr},$$

$$d\psi_t/dz = k_0 n_{\parallel}, \quad k_0 = \omega/c, \quad n_{\parallel} = u^{1/4},$$

$$4\pi \rho^{(s)} = -q_0 \left(\delta N'/N_R\right) e^{-i\psi + i\psi_t(z)},$$

$$q_0 = -\frac{E_{t0}}{\sqrt{2n_{\parallel}}} \left(1 - \sqrt{u}\right), \quad u = \omega_{Be}^2/\omega^2.$$
(1)
(2)

Здесь E_{t0} — амплитуда падающей на ионосферу обыкновенной радиоволны, $\psi_t(z)$ — её фаза, n_{\parallel} — показатель преломления радиоволны в области верхнегибридного резонанса, ψ — азимутальный угол. Штрихом здесь и далее обозначены производные по радиальной координате r. Будем отыскивать потенциал Φ возбуждаемых колебаний в виде

$$\Phi = \Phi_1(r) \exp(-i\psi + i\psi_t)$$

и пренебрежём слабой зависимостью невозмущённой концентрации электронов N_0 от координаты z. При этом уравнение Пуассона для амплитуды потенциала $\Phi_1(r)$ принимает вид (соответствующее дисперсионное уравнение приведено в [3])

$$r^{-1} \left(r \varepsilon_{1} \Phi_{1}^{'} \right)^{'} + \left(\beta / k_{0}^{2} \right) \Delta_{\perp} \Delta_{\perp} \Phi_{1} - \left(k_{0}^{2} G + r^{-2} \varepsilon_{1} - \sqrt{u} r^{-1} \delta N^{'} / N_{R} \right) \Phi_{1} =$$

$$= q_{0} \delta N^{'} / N_{R} , \qquad (3)$$

$$\varepsilon_{1} = 1 - \left(N_{0} + \delta N \right) / N_{R} + i \left(\nu_{e} / \omega \right) \left(1 + u \right) / \left(1 - u \right) ,$$

$$\Delta_{\perp} U = r^{-1} \left(r U^{'} \right)^{'} - U / r^{2} , \quad \beta = \left(3T_{e} / mc^{2} \right) / \left(1 - 4u \right) , \quad G = u \left(1 + n_{\parallel}^{2} \right) .$$

Здесь ε_1 — радиальная компонента тензора диэлектрической проницаемости холодной плазмы, второе слагаемое с малым коэффициентом $\beta \sim T_e/mc^2$ описывает влияние тепловых эффектов пространственной дисперсии, T_e — температура электронов, ν_e — частота соударений электронов с тяжёлыми частицами. Возмущения концентрации $\delta N(r)$ включают в себя "начальные" возмущения δN_0 в

В.В.Васьков, Н.А.Рябова

исходной неоднородности и стрикционные возмущения $\delta N_{\rm c}$, связанные с выдавливанием плазмы электрическим полем \vec{E} возбуждаемых волн:

$$\delta N = \delta N_0 + \delta N_c, \quad \delta N_c / N_R = -\left|E\right|^2 / E_c^2, \tag{4}$$

где E_c^2 — интенсивность характерного плазменного поля, равная $E_c^2 = 16\pi N_R (T_e + T_i)$ в пределе высоких частот $\omega \gg \omega_{Be}, T_i$ — температура ионов.

Уравнение (3) описывает возбуждение потенциальных волн без разделения на холодные и плазменные. Это уравнение существенно упрощается в асимптотическом случае малого параметра β , точнее, в случае малых длин волн плазменных колебаний и больших градиентов плотности $|\delta N_0|/r_0$:

$$k_{\rm p}^{-1} \ll r_0 \ll k_Z^{-1},$$

$$k_{\rm p} = \frac{k_0}{\sqrt{\beta}} \sqrt{\frac{\Delta N_1}{N_R}}, \quad k_Z = k_0 \sqrt{G} \sqrt{\frac{N_R}{\Delta N}}.$$
(5)

Здесь k_Z — волновое число холодной Z-моды в невозмущённой плазме с концентрацией $N_0 = N_R + \Delta N$, k_p — волновое число плазменных колебаний в центральной части неоднородности с концентрацией $N = N_R - \Delta N_1$, см. рисунок. Неравенство $k_p r_0 \gg 1$ обеспечивает существование плазменных волн в неоднородности, а неравенство $k_Z r_0 \ll 1$ — эффективность их удержания в объёме неоднородности. Эти условия выполняются в случае достаточно больших возмущений плотности $|\delta N_0| = \Delta N + \Delta N_1 > 2\sqrt{\beta G} N_R$. В указанных условиях холодные и плазменные колебания можно почти всюду считать независимыми, полагая $\Phi_1 = \Phi_{1Z} + \Phi_{1p}$, и использовать для последних приближение геометрической оптики [8]. Волновое уравнение для электрического поля $E_p = -\Phi'_{1p}$ плазменных волн в области $k_p r \gg 1$ с учётом стрикционных возмущений плотности имеет вид (см. (3))

$$\left(\beta/k_{0}^{2}\right)r^{-1}\left(rE_{p}^{'}\right)^{'}+\left(\varepsilon_{10}+|E_{p}|^{2}/E_{c}^{2}+i\frac{\nu_{e}}{\omega}\frac{1+u}{1-u}\right)E_{p}=0,$$

$$\varepsilon_{10}=1-\left(N_{0}+\delta N_{0}\right)/N_{R}.$$
(6)

Здесь мы пренебрегли слабым процессом возбуждения плазменных волн в результате поляризации стрикционных возмущений плотности δN_c в поле электромагнитной волны накачки, полагая в правой части (3) $\delta N_c = 0$. Холодные волны описываются уравнением (3) в пределе $\beta = 0$ при $\delta N_c = 0$, поскольку интенсивность холодных волн значительно меньше, чем у плазменных (отношение амплитуд этих волн определяется параметром (μx_p) $N_R/|\delta N_0|$, малым в условиях $r_0 \gg k_p^{-1}$ (5); параметр $\mu x_p = (\beta \mu^2/k_0^2)^{1/3}$, см. ниже (7), (12)). Взаимодействие двух типов волн происходит в узком слое $\Delta r \sim x_p \ll r_R$ в области верхнегибридного плазменного резонанса, положение которого определяется условием $N_0 + \delta N_0(r_R) = N_R$. Согласно (3), оно описывается в этой области нелинейным уравнением

$$\left(\beta/k_0^2\right) \frac{d^2 E}{dx^2} + \left(\mu x + |E|^2 / E_c^2\right) E = D(r_R) , \qquad (7)$$
$$\mu = \delta N_0' / N_R , \quad x = r_R - r ,$$

где использована линейная аппроксимация профиля плотности в области резонанса $\varepsilon_{10} = \mu x$ и учтено, что электрическое поле $E = -\Phi'_1$ в этой области испытывает быстрые вариации. Входящая в (7) константа $D(r_R)$ равна индукции холодной Z-моды

$$D(r) = \varepsilon_{10} E_Z \tag{8}$$

в точке резонанса. Здесь $E_Z = -\Phi'_{1Z}$ — радиальная компонента электрического поля холодной волны, которая испытывает усиление в области резонанса. Учтено, что в условиях (5) индукция D(r) мало меняется в области взаимодействия волн $\Delta \varepsilon_{10} \sim \mu x_{\rm p}$. Столкновительная диссипация волн в этой области считается слабой: $\nu_e/\omega \ll \Delta \varepsilon_{10}$. Отметим, что нелинейное уравнение (7) впервые использовалось в [9] для анализа влияния стрикционных возмущений плотности на процесс возбуждения плазменных колебаний при наклонном падении электромагнитной волны на слой плазмы. Это уравнение позволяет определить структуру электрического поля в области резонанса с учётом стрикционных возмущений плотности δN_c . При удалении от точки резонанса на расстояниях $x \gg x_{\rm p}$ (см. ниже (12)) решение (7) можно представить в виде суперпозиции холодного поля $E_Z = D(r_R)/\mu x$ и плазменного поля $E_{\rm p}$, которое, в свою очередь, равно сумме уходящей ($E_{\rm p}^{(+)}$) и падающей на резонанс ($E_{\rm p}^{(-)}$) плазменных волн (см. ниже (14))

$$E(x \neq 0) = \frac{D(r_R)}{\mu x} + E_p, \quad E_p = E_p^{(+)} + E_p^{(-)}, \tag{9}$$

с потоками энергии

$$S_{\rm p}^{(\pm)}(x>0) = \frac{\omega}{8\pi} \left(\frac{\beta}{k_0^2}\right) k_{\rm p} \left| E_{\rm p}^{(\pm)} \right|^2, \quad k_{\rm p} = k_0 \sqrt{\frac{\mu x}{\beta}} .$$
(10)

Согласно (7), потоки $S_{\mathrm{p}}^{(\pm)}$ связаны соотношением

$$Q \equiv S_{\rm p}^{(+)} - S_{\rm p}^{(-)} = -\frac{\omega}{8\pi} \int \operatorname{Im} \left[D^* \left(r_R \right) E \right] \, dx \,, \tag{11}$$

определяющим потери энергии плазменных волн внутри неоднородности δN_0 через интеграл от поля E в области резонанса.

Переходя к естественным безразмерным переменным

$$\xi = x/x_{\rm p} \equiv (r_{\rm R} - r)/x_{\rm p}, \quad y = \frac{\mu x_{\rm p}}{D(r_{\rm R})}E,$$

$$x_{\rm p} = \left(\frac{\beta}{k_0^2 \mu}\right)^{1/3}, \quad k_{\rm c}^2 = |D(r_{\rm R})|^2 \left[E_{\rm c}^2 (\mu x_{\rm p})^3\right]^{-1},$$
(12)

где $x_{\rm p}$ — характерный масштаб изменения плазменного поля в окрестности резонанса, $k_{\rm c}$ — коэффициент нелинейности, приведём уравнения (7) к каноническому виду неоднородного нелинейного уравнения Эйри

$$\frac{d^2y}{d\xi^2} + \left(\xi + k_c^2 |y|^2\right) y = 1.$$
(13)

Это уравнение будет решаться в дальнейшем. Чтобы сформулировать необходимые граничные условия, приведём асимптотическое решение (13) в области больших *ξ* ≫ 1. В соответствии с (9) оно имеет вид (см. Приложение 1):

$$y\left(\xi \gg 1\right) = \frac{1}{\xi} + y^{(+)}\left(\xi\right) + y^{(-)}\left(\xi\right),$$

$$y^{(\pm)}\left(\xi\right) = \frac{a^{(\pm)}}{\xi^{1/4}} \exp\left\{i\varphi^{(\pm)} \pm i\frac{2}{3}\xi^{3/2} \pm ik_{\rm c}^{2}\left[a^{(+)^{2}} + a^{(-)^{2}} - 0.5a^{(\pm)^{2}}\right]\ln\xi\right\}.$$
(14)

Два граничных условия к уравнению (13) для комплексной переменной
$$y$$
 соответствуют убыванию плазменного поля в области непрозрачности $\xi = x/x_{\rm p} < 0$:

$$y\left(\xi \to -\infty\right) = \frac{1}{\xi}.$$
(15)

В. В. Васьков, Н. А. Рябова

Два других граничных условия определяют отношение амплитуд падающей на резонанс и уходящей плазменных волн через поглощение и набег фазы $\Delta \varphi_{\rm p}$ этих волн при распространении в неоднородно-сти:

$$a^{(-)}/a^{(+)} = \exp(-\kappa_{\rm p}),$$
 (16)

$$\varphi^{(-)} - \varphi^{(+)} = \Delta \varphi_{\rm p} \equiv \Delta \varphi_{\rm p,lin} + \left(k_{\rm c}^2 a^{(+)}\right)^2 \eta \,. \tag{17}$$

Здесь $\kappa_{\rm p}$ и $\Delta \varphi_{\rm p,lin}$ — коэффициент поглощения и набег фазы плазменной волны в линейном приближении

$$\Delta \varphi_{\rm p,lin} = 2 \int_{0}^{r_R} k_{\rm p} \, dr - 3\pi/2 \,, \quad k_{\rm p} = k_0 \sqrt{\varepsilon_{10}/\beta},$$

$$\kappa_{\rm p} = \frac{\nu_e}{\omega} \frac{1+u}{1-u} \int_{0}^{r_R} \frac{k_{\rm p}}{\varepsilon_{10}} \, dr \,.$$
(18)

Дополнительный сдвиг фазы $(-3\pi/2)$ в выражении для $\Delta \varphi_{\rm p,lin}$ возникает в результате отражения плазменной волны от центра неоднородности r = 0, поскольку, согласно (3), при $\delta N_0 = {\rm const}$, в отсутствие стрикционных возмущений плотности $\delta N_{\rm c} = 0$ потенциал $\Phi_{\rm 1p} \sim J_1(k_{\rm p}r)$, где $J_1(x)$ — функция Бесселя первого рода с асимптотикой $J_1(x) \sim \cos(x - 3\pi/4)$. Нелинейная поправка $\left(k_{\rm c}^2 a^{(+)}\right) \eta$ в полном набеге фазы $\Delta \varphi_{\rm p}$ (17) получена в Приложении 1 путём решения волнового уравнения (6) в приближении геометрической оптики. В рассматриваемом ниже случае слабого поглощения $\kappa_{\rm p} \ll 1$ входящий в нее коэффициент η равен

$$\eta = 3 \left(\mu r_R\right) \int_{r_{\min} \sim 1/k_p}^{r_R - x_p} \frac{dr}{r\varepsilon_{10}} \,. \tag{19}$$

Уравнения (7), (12), (13) содержат неизвестную константу $D(r_R)$, равную индукции Z-моды (8) в точке резонанса. Будем отыскивать её путём решения уравнения для индукции холодной волны

$$\stackrel{\wedge}{\pounds} D - D/\varepsilon_{10} = q \,, \tag{20}$$

где в случае цилиндрических неоднородностей

$$\hat{\pounds} D = ((rD)'/F)', \quad q = -q_0 (r \,\delta N_0'/N_R F)',$$

$$F = k_0^2 \,G \,r + r^{-1} \varepsilon_{10} - \sqrt{u} \,\delta N_0'/N_R.$$
(21)

Входящее в (20) электрическое поле $E_Z = D/\varepsilon_{10}$, сингулярное в точке резонанса $r = r_R$, будем определять в окрестности этой точки с помощью соотношения

$$\frac{D(r)}{\varepsilon_{10}(r)}\Big|_{r \to r_R} = D(r)\left(P\frac{1}{\varepsilon_{10}}\right) + \left\{\int_{-x_0}^{+x_0} Edx\right\} \delta(r - r_R).$$
(22)

В. В. Васьков, Н. А. Рябова 275

Здесь $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака, $P(1/\varepsilon_{10})$ — главное значение сингулярной функции $1/\varepsilon_{10}$, E — электрическое поле в области резонанса, определяемое уравнением (7), (13). Пределы интегрирования $x_0 \gg x_p$ лежат в области линейной аппроксимации $\varepsilon_{10} = \mu(r_R - r)$. Отметим, что такая процедура соответствует замене электрического поля $E_p = E - D(r_R)P(1/\varepsilon_{10})$ в уравнении (20) на интеграл от этого поля, умноженный на δ -функцию, помещённую в точку резонанса. В линейном пределе $\delta N_c = 0$ эта процедура эквивалентна асимптотическому методу описания взаимодействия холодных волн с плазменными, изложенному в [8] и использованному в работах [5–7], см. Приложение 2.

Решение уравнения (20), (22) можно выразить через волновые функции $D^{(\pm)}$ уравнения (20) с фиксированным правилом обхода особенности в точке резонанса:

 $D = D^{(+)} + D^{(-)}$

$$\frac{D^{(\pm)}}{\varepsilon_{10}} = \frac{D^{(\pm)}}{\varepsilon_{10} \pm i\nu} = D^{(\pm)} \left\{ P \frac{1}{\varepsilon_{10}} \mp \frac{i\pi}{\mu} \delta (r - r_R) \right\}.$$

$$\nu \to +0$$
(23)

При этом величины $D^{(\pm)}(r_{\scriptscriptstyle R})$ в соответствии с (22) должны удовлетворять условию

$$-i \frac{D^{(+)} - D^{(-)}}{D^{(+)} + D^{(-)}} \bigg|_{r_R} = L, \qquad (24)$$

$$L = \frac{1}{\pi} \int_{-\xi_0}^{+\xi_0} y(\xi) d\xi, \quad \xi_0 \gg 1.$$
(25)

Заметим, что в линейной теории функции $D^{(\pm)}$ в точке резонанса пропорциональны амплитудам возбуждаемой и падающей на резонанс (высвечиваемой) плазменных волн (см. [8] и Приложение 2):

$$a^{(\pm)}e^{i\varphi^{(\pm)}} = -\sqrt{\pi} \, \frac{D^{(\pm)}(r_R)}{D(r_R)} e^{\pm i \, \pi/4} \quad \text{при } \delta N_c = 0 \,.$$
(26)

Однако при учёте стрикционных возмущений плотности соотношения (26) нарушаются.

Уравнения (12)–(25) образуют полную систему, описывающую возбуждение холодных и плазменных волн с учётом нелинейных эффектов стрикционного выдавливания плазмы. Для её исследования будем считать, что решение "холодных"уравнений (20)–(25), эквивалентное решению линейной задачи, известно. Оно может быть представлено в виде суммы ограниченного частного решения $D_{in}^{(+)}(r)$ неоднородного уравнения (20), удовлетворяющего условию излучения при $r > r_0$, и общего решения $(D_h^{(-)} - D_h^{(+)})$ однородного уравнения, в котором исключена падающая на неоднородность δN_0 холодная волна:

$$D(r) = D_{\rm in}^{(+)}(r) + D^{(-)}(r_R) \left[D_h^{(-)}(r) - D_h^{(+)}(r) \right] / D_h^{(-)}(r_R) .$$
(27)

Здесь $D_h^{(\pm)}(r)$ — ограниченные решения однородного уравнения (20) с падающей волной постоянной (единичной) амплитуды. Входящая в (27) константа $D^{(-)}(r_R)$ с помощью (24) определяется через величину индукции $D(r_R)$ в точке резонанса

$$\frac{D^{(\pm)}}{D}\Big|_{r_R} = \frac{1}{2} \left(1 \pm iL\right) \,, \tag{28}$$

В. В. Васьков, Н. А. Рябова

где интеграл $L(k_c^2, \Delta \varphi_p, \kappa_p)$ (25) для заданной неоднородности δN_0 сам является функцией $|D(r_R)|$, см. (12)—(17) (напомним, что величина $|D(r_R)|^2$ определяет коэффициент нелинейности k_c^2 в уравнении (13)). С другой стороны, используя (27), (28), нетрудно выразить величину $D(r_R)$ через интеграл L

$$\frac{D_{\rm in}^{(+)}}{D}\Big|_{r_R} = \frac{1}{2} \left[\left(1 + \widetilde{R} \right) + iL \left(1 - \widetilde{R} \right) \right] \,, \tag{29}$$

где

$$\widetilde{R} = D_h^{(+)}(r_R) / D_h^{(-)}(r_R) .$$
(30)

Отсюда следует, что выражение (29) совместно с (25) и нелинейным уравнением (12), (13), дополненным граничными условиями (14)–(19), позволяют найти величину $|D(r_R)|$ (т.е. коэффициент k_c), построить волновую функцию $y(\xi)$ и тем самым рассчитать структуру возбуждаемых плазменных волн. Поведение холодных волн при найденном интеграле L (25) описывается формулами (27)–(29). Отметим, что выражение (29) зависит от двух "входных" параметров — $D_{in}^{(+)}(r_R)$ и \tilde{R} , которые определяются в линейной теории путём решения линейных уравнений (20)–(23) для холодной волны. Эти параметры позволяют замкнуть систему уравнений для плазменных волн и отделить её от решения "холодных" уравнений. Они имеют простой физический смысл: индукция $D_{in}^{(+)}(r_R)$ в линейном приближении определяет поток энергии возбуждаемых плазменных волн:

$$S_{\rm p,lin}^{\rm (ex)} = \frac{\omega}{8\mu} \left| D_{\rm in}^{(+)}(r_R) \right|^2,$$
 (31)

где

$$D_{\rm in}^{(+)}(r_R) \approx (\Delta N/N_R) E_t ,$$

Ì

а коэффициент $\stackrel{\sim}{R}$ с точностью до фазового множителя $e^{i\pi/2}$ совпадает с коэффициентом отражения $R_{
m p}$ падающей на резонанс плазменной волны:

$$\stackrel{\sim}{R} = R_{\rm p,lin} \, e^{i\pi/2} \,. \tag{32}$$

Здесь мы воспользовались соотношениями (26) и общим определением коэффициента отражения, приведённым ниже в (41). Индексом "lin"здесь и далее помечены значения соответствующих переменных, вычисленных в линейном пределе $\delta N_c = 0$.

Параметры $D_{in}^{(+)}(r_R)$, \tilde{R} рассчитаны в работе [7] для неоднородности $\delta N_0(r)$ с резким изменением возмущения концентрации вблизи границы $r = r_0$. Согласно [7], величина $D_{in}^{(+)}(r_R)$ практически совпадает с оценкой (31), а коэффициент $\tilde{R} \simeq 1$ и отличается от единицы на малую величину $\sim (k_Z r_0)^2$, приведённую во введении. Как уже отмечалось, мы будем считать далее эти параметры известными и рассмотрим влияние стрикционных возмущений плотности δN_c на интенсивность возбуждения и захвата плазменных волн. Это влияние проявляется в зависимости электрического поля $E \sim y$, входящего в определение интеграла L (25), от величины $\delta N_c \sim |E|^2$ в области резонанса.

Переходя к решению поставленной задачи, будем рассматривать в качестве основной независимой переменной безразмерную интенсивность a_0^2 уходящей плазменной волны в асимптотике (14), пропорциональную потоку энергии этой волны $S_p^{(+)}$ (10) и потоку диссипируемой энергии Q (11):

$$a_0^2 = k_c^2 a^{(+)^2} = S_p^{(+)} / S_c ,$$

$$S_c = \frac{\omega}{8\pi\mu} E_c^2 (\mu x_p)^3 , \quad Q = S_p^{(+)} \left(1 - e^{-2\kappa_p} \right) .$$
(33)

В. В. Васьков, Н. А. Рябова

Отметим, что безразмерная интенсивность a_0^2 определяет степень нелинейности данной задачи. Действительно, согласно (14), стрикционные возмущения плотности $\delta N_c/N_R = -k_c^2|y|^2(\mu x_p)$ в области взаимодействия мод $\xi = (r_R - r)/x_p \sim 1$ оказываются порядка $-(\mu x_p)a_0^2$. Поэтому в случае $a_0^2 < 1$ стрикционные возмущения слабо деформируют линейный профиль плотности плазмы $\varepsilon_{10} = \mu(r_R - r)$ в области резонанса, а в случае $a_0^2 \geq 1$ эта деформация становится значительной.

Исключая из выражения $a_0^2 = k_c^2 a^{(+)}{}^2$ с помощью (29) коэффициент k_c^2 (12), можно получить уравнение для безразмерной интенсивности a_0^2 :

$$a_0^2 = \frac{S_{\rm p,lin}^{\rm (ex)}}{\pi S_{\rm c}} \frac{4}{\left| \left(1 + \widetilde{R} \right) + iL \left(1 - \widetilde{R} \right) \right|^2} a^{(+)^2} , \qquad (34)$$

где величины $a^{(+)}(a_0^2, \Delta \varphi_p, \kappa_p)$ и $L(a_0^2, \Delta \varphi_p, \kappa_p)$ сами являются функциями a_0^2 . При этом мнимая часть интеграла $L = L_1 + iL_2$ в соответствии с законом сохранения энергии (11), записанным в переменных (12), выражается через амплитуду уходящей волны $a^{(+)}$:

$$L_{2} = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} (\operatorname{Im} y) d\xi = -\frac{1}{\pi} \left(a^{(+)^{2}} - a^{(-)^{2}} \right) = -\frac{a^{(+)^{2}}}{\pi} \left(1 - e^{-2\kappa_{p}} \right),$$
(35)

где, в отличие от (25), верхний и нижний пределы интегрирования могут быть несимметричными. Уравнение (34) для параметра a_0^2 из (33) заменяет уравнение (29) для индукции $|D(r_R)|^2 \sim k_c^2$ в сформулированной ранее полной системе уравнений для электрического поля плазменных волн (при этом коэффициент k_c^2 в нелинейном уравнении (13) при заданных граничных условиях (15)–(19) оказывается функцией a_0^2).

В линейном пределе малых интенсивностей плазменной волны $a_0^2 \ll 1$ интеграл L(24) и амплитуда $a^{(+)}(26)$ с помощью соотношения

$$D^{(-)}(r_R) / D^{(+)}(r_R) = e^{i\psi_{\rm p}}, \quad \psi_{\rm p} = \pi/2 + \Delta\varphi_{\rm p,lin} + i\kappa_{\rm p}$$
 (36)

непосредственно выражаются через параметры $\Delta \varphi_{\rm p,lin}, \kappa_{\rm p}$:

$$L = -i \frac{1 - e^{i\psi_{\rm p}}}{1 + e^{i\psi_{\rm p}}}, \quad a^{(+)} e^{i\varphi^{(+)}} = \left(-e^{i\pi/4}\right) \frac{\sqrt{\pi}}{1 + e^{i\psi_{\rm p}}}.$$
(37)

В рассматриваемом линейном пределе уравнения (29), (34) для индукции $D(r_R)$ и a_0^2 превращаются в определения этих величин [5, 7]:

$$\frac{D}{D_{\rm in}^{(+)}}\bigg|_{r_R} = \frac{1 + e^{i\psi_{\rm P}}}{1 + \tilde{R} e^{i\psi_{\rm P}}},\tag{38}$$

$$a_0^2 = \frac{S_{\rm p,lin}^{\rm (ex)}}{S_{\rm c}} \left| 1 + \tilde{R} \, e^{i\psi_{\rm p}} \right|^{-2}.$$
(39)

Нелинейные эффекты оказываются существенными в достаточно сильных полях $a_0^2 \ge 1$.

Ниже мы рассмотрим возбуждение собственных мод плазменных колебаний, когда полный набег фазы φ_{p} у волны, захваченной в неоднородности, близок к $2\pi n$, где n — номер моды:

$$\varphi_{\rm p} = \Delta \varphi_{\rm p} + \varphi_{\rm R} \simeq 2\pi n \,. \tag{40}$$

Здесь φ_R — фаза коэффициента отражения плазменной волны от резонанса R_p , равного отношению амплитуд падающей и отражённой волн в асимптотическом представлении (14) для безразмерного

278 В. В. Васьков, Н. А. Рябова

электрического поля *y*, рассчитанного в отсутствие возбуждаемых мощной радиоволной холодных колебаний:

$$R_{\rm p} = a^{(+)} e^{i\varphi^{(+)}} / a^{(-)} e^{i\varphi^{(-)}} \quad \text{при } D_{\rm in}^{(+)} = 0.$$
(41)

Волновая функция $y(\xi)$ определяется в этом случае путём решения нелинейного уравнения (13) при заданной интенсивности $k_c^2 a^{(-)^2}$ падающей на резонанс плазменной волны и заданном значении интеграла L

$$L = i \frac{1+\widetilde{R}}{1-\widetilde{R}}, \qquad (42)$$

который находится из уравнения (29) при $D_{in}^{(+)} = 0$. Условие (42) заменяет теперь граничные условия (16), (17) в задаче о возбуждении плазменных волн. Фаза $\varphi^{(-)}$ в асимптотическом представлении полученного решения определяет сдвиг фаз между электрическим полем падающей волны и индукцией $D(r_R)$ в точке резонанса.

С другой стороны, находя интеграл L путём решения (13) с граничными условиями (41), мы можем рассматривать выражение (42) как уравнение для определения коэффициента отражения $R_{\rm p}$. Отыс-кивая коэффициент отражения в форме

$$R_{\rm p} = e^{-\kappa_R + i\varphi_R} \,, \tag{43}$$

можно привести выражение (41) к виду (16), (17) при замене в последних

$$\kappa_{\rm p} \to -\kappa_R, \quad \Delta \varphi_{\rm p} \to -\varphi_R.$$
(44)

Соответствующую замену следует произвести также и в выражении для L. Естественно, что в линейном пределе (26) решение уравнения (42) совпадает с приведённым ранее выражением для $R_{\rm p}$ (32).

3. ВОЗБУЖДЕНИЕ СОБСТВЕННЫХ МОД ПЛАЗМЕННЫХ КОЛЕБАНИЙ

В предыдущем разделе сформулирована замкнутая система уравнений, описывающих возбуждение плазменных волн внутри неоднородности δN_0 с учётом влияния стрикционных возмущений плотности плазмы. Эта система состоит из уравнения (34) для безразмерной интенсивности (или потока энергии) возбуждаемых волн a_0^2 (33), интеграла L (25), определения (14) для амплитуды $a^{(+)}$ в асимптотике комплексной волновой функции нелинейного уравнения (12), (13) и граничных условий (15)–(19) к этому уравнению.

Решение общей системы уравнений существенно упрощается в важном случае слабого поглощения и слабого высвечивания плазменных волн

$$\kappa_{\rm p}, \ \kappa_R \ll 1.$$
 (45)

В условиях (45) в первом приближении падающая на резонанс и уходящая плазменные волны имеют равную амплитуду и образуют стоячую волну, которую мы будем описывать с помощью действительных решений нелинейного уравнения Эйри (13) [10, 11]. Ниже рассматриваются два метода решения этого уравнения. В первом методе I в рамках теории возмущений учитываются слабые диссипативные процессы. В методе II правая часть уравнения (13) рассматривается как малый параметр, влияние которого может быть как больше, так и меньше, чем влияние слабой диссипации. Этот метод позволяет убрать ограничения на область применимости полученных решений. Выбор метода зависит от a_0^2 и от фазы ψ_R коэффициента \tilde{R} (30)

$$\psi_R = \arg \tilde{R} = \pi/2 + \varphi_{R,\text{lin}} \in [0, 2\pi] , \qquad (46)$$

где $\varphi_{R,\text{lin}} = \arg(R_{\text{p,lin}})$ — фаза коэффициента отражения, вычисленного в линейном приближении $\delta N_{\text{c}} = 0.$

I. Первый метод соответствует пределу слабого поглощения и высвечивания плазменных волн

$$\kappa_{\rm p}, \ \kappa_{R,\rm lin} = (1 - |R_{\rm p,\rm lin}|) \ll 2 \left| \operatorname{tg} \frac{\psi_R}{2} \right|.$$
(47)

В этом случае, как уже отмечалось, для описания поведения электрического поля в области резонанса в первом приближении можно использовать действительные решения *y*₁ неоднородного нелинейного уравнения (13)

$$\frac{d^2}{d\xi^2}y_1 + \left(\xi + k_c^2 y_1^2\right)y_1 = 1 \tag{48}$$

с асимптотикой

$$y_1 \left(\xi \gg 1\right) = \frac{1}{\xi} - \frac{2a_1}{\xi^{1/4}} \cos \Psi_1 ,$$

$$\Psi_1 = \frac{2}{3} \xi^{3/2} + \frac{3}{2} a_0^2 \ln \xi + \varphi_1 , \quad a_0^2 = k_c^2 a_1^2 .$$
(49)

Выбор знака (-) в асимптотике для y_1 связан с увеличением фазы φ_1 на π для удобства сопоставления с линейной теорией. Функции $y_1(\xi)$ зависят от двух параметров: от безразмерной интенсивности $a_0^2 = k_c^2 a_1^2$ и сдвига фазы $2\varphi_1$ между падающей и уходящей плазменными волнами (использованное в этом разделе выражение $a_0^2 = k_c^2 a_1^2$ совпадает с определением (33) в рассматриваемых условиях слабого поглощения $\kappa_p \ll 1$, см. ниже (55)). Интенсивность $a_1^2 = a_1^2(a_0^2, 2\varphi_1)$ и интеграл

$$L_1\left(a_0^2, 2\varphi_1\right) = \frac{1}{\pi} \int_{-\xi_0}^{+\xi_0} y_1(\xi) d\xi, \quad \xi_0 \to \infty$$
(50)

также являются функциями этих параметров. Мнимая часть L_2 интеграла $L = L_1 + iL_2$ находится из закона сохранения энергии (35) при $a^{(+)} = a_1$:

$$L_2 = -\frac{a_1^2}{\pi} 2\kappa_\mathrm{p} \,. \tag{51}$$

Чтобы определить поправки, связанные с влиянием слабого поглощения κ_p плазменных волн, рассмотрим мнимую часть y_2 волновой функции $y = y_1 + iy_2$. В данном приближении она удовлетворяет линеаризованному уравнению (13)

$$\frac{d^2}{d\xi^2}y_2 + \left(\xi + y_1^2\right)y_2 = 0 \tag{52}$$

и может быть представлена в виде

$$y_2 = a_2^{(1)} y_2^{(1)} + a_2^{(2)} y_2^{(2)} , \qquad (53)$$

где $y_2^{(1)}, y_2^{(2)}$ — два независимых решения этого уравнения с асимптотикой

$$y_{2}^{(1)}(\xi \gg 1) = \frac{2}{\xi^{1/4}} \left[\sin \Psi_{1} - a_{0}^{2} (\ln \xi) \cos \Psi_{1} \right],$$

$$y_{2}^{(2)}(\xi \gg 1) = \frac{2}{\xi^{1/4}} \cos \Psi_{1}.$$
(54)

В.В.Васьков, Н.А.Рябова

Волновые функции $y_2^{(1,2)}(\xi)$, вообще говоря, расходятся в области $\xi < 0$. Поэтому отношение коэффициентов $a_2^{(2)}/a_2^{(1)}$ в (53) выбирается из условия убывания $y_2(\xi)$ при $\xi \to -\infty$. Для определения $a_2^{(1)}$ и поправок к амплитудам и фазам плазменных волн в условиях слабого поглощения сопоставим асимптотику (14) общего решения нелинейного уравнения (13) с полученным решением (49), (53). Учитывая (16), будем отыскивать искомые амплитуды и фазы в виде

$$a^{(\pm)} = -a_1 \left(1 \pm \kappa_{\rm p}/2\right), \quad \varphi^{(\pm)} = \pm \varphi_1 + \chi.$$
 (55)

Подставляя эти выражения в (14) и производя линеаризацию по малым параметрам $\kappa_{\rm p}$, $|\chi| \ll 1,$ получаем

$$a_2^{(1)} = -a_1 \left(\kappa_{\rm p}/2 \right), \quad a_2^{(2)} = -a_1 \chi \,.$$
 (56)

Отсюда следует, что влияние слабого поглощения приводит к появлению общей фазы $\chi = (\varphi^{(+)} + \varphi^{(-)})/2 = (a_2^{(2)}/a_2^{(1)})(\kappa_p/2)$ у падающей на резонанс и уходящей плазменных волн, которая убывает пропорционально κ_p (заметим, что условие $|\chi| \ll 1$ является условием применимости рассматриваемого метода). В то же время сдвиг фазы ($\varphi^{(-)} - \varphi^{(+)}$) этих волн в первом приближении по параметру $\kappa_p \ll 1$ от поглощения не зависит. Это означает, что в рассматриваемом приближении в соответствии с определением (17)

$$\Delta \varphi_{\rm p} = \varphi^{(-)} - \varphi^{(+)} = -2\varphi_1 \,. \tag{57}$$

Поправка к сдвигу фазы возникает лишь во втором порядке малости по параметру $\kappa_{\rm p}$. В линейном пределе $k_{\rm c} = 0$ она равна $(-2\delta\varphi_1) = \chi \kappa_{\rm p}$, где $\chi = (\kappa_{\rm p}/2) \operatorname{ctg}(\pi/4 + \varphi_1)$.

Подставляя (50), (51) в (34), (42)–(44) и учитывая выражения $a^{(+)} = a_1$, $|1 - \tilde{R}|^2 = 4\sin^2(\psi_R/2)$,

$$i\frac{1+\widetilde{R}}{1-\widetilde{R}} = -\frac{2\cos(\psi_R/2) - i(\kappa_{R,\mathrm{lin}})\sin(\psi_R/2)}{2\sin(\psi_R/2) + i(\kappa_{R,\mathrm{lin}})\cos(\psi_R/2)} \simeq \\ \simeq -\operatorname{ctg}\frac{\psi_R}{2} + i\kappa_{R,\mathrm{lin}} \Big/ \left(2\sin^2\frac{\psi_R}{2}\right),$$
(58)

справедливые в условиях (45), (47), нетрудно убедиться, что интенсивность плазменных волн a_0^2 образует острые максимумы в случае возбуждения собственных мод захваченных колебаний, т.е. в условиях пространственного резонанса (40). При этом фаза коэффициента отражения волны $\varphi_R(a_0^2)$ в соответствии с (42)–(44) определяется из уравнения

$$L_1\left(a_0^2, 2\varphi_1\right) = -\operatorname{ctg}(\psi_R/2)$$
 при $2\varphi_1 = \varphi_R$, (59)

а уравнение (34) для безразмерной интенсивности a_0^2 (33) приводится к виду [11]

$$a_0^2 = \frac{1}{S_c} \frac{\kappa S_{p,\text{lin}}^{(\text{ex})}}{(\kappa_R + \kappa_p)^2 + (\gamma \delta \varphi_p)^2};$$

$$\delta \varphi_p = \Delta \varphi_p + \varphi_R \left(a_0^2\right) - 2\pi n, \quad \Delta \varphi_p = \Delta \varphi_{p,\text{lin}} + \eta a_0^2,$$

$$\kappa_R \equiv 1 - |R_p| = \kappa \kappa_{R,\text{lin}}.$$
(60)

Здесь использовано обозначение $S_{\rm p,lin}^{\rm (ex)}$ (31), $S_{\rm c}$ — нормировочный поток энергии (33), $\delta \varphi_{\rm p}$ — малое отклонение полного набега фазы волны $\varphi_{\rm p} = \Delta \varphi_{\rm p} + \varphi_{\rm R}$ от "резонансного" значения $2\pi n$, $\kappa_{\rm R}$ —

В. В. Васьков, Н. А. Рябова 281

коэффициент высвечивания плазменных волн, величина $\Delta \varphi_p$ описывается формулами (18), (19), а "нелинейные" коэффициенты $\kappa(a_0^2)$, $\gamma(a_0^2)$ определяются выражениями

$$\kappa \left(a_0^2 \right) = \frac{\pi}{4a_1^2} / \sin^2 \frac{\psi_R}{2} ,$$

$$\gamma \left(a_0^2 \right) = \frac{\pi}{4a_1^2} \frac{\partial L_1}{\partial \varphi_1} .$$
(61)

Они вычисляются при $2\varphi_1 = \varphi_R$ и поэтому от фазы $2\varphi_1$ не зависят.

Получение уравнения (60) и вывод выражений, позволяющих рассчитать "нелинейные" коэффициенты и сдвиги фазы, которые входят в это уравнение, является основным результатом данной работы. Уравнение (60) описывает интенсивность (или поток энергии) собственных мод плазменных волн, захваченных в мелкомасштабной неоднородности δN_0 , в условиях, близких к условиям пространственного резонанса $\varphi_{\rm p} = 2\pi n$, где n — номер моды. В числителе (60) стоит интенсивность возбуждения плазменных волн в результате трансформации холодных колебаний, непосредственно возбуждаемых мощной радиоволной, в более коротковолновые плазменные (трансформация происходит в области верхнегибридного резонанса, расположенного внутри неоднородности, см. рисунок). Знаменатель (60) описывает увеличение интенсивности возбуждаемых волн с уменьшением фазовой расстройки $\delta \varphi_{
m p}$ за счёт захвата плазменных волн в условиях слабого поглощения и слабого высвечивания этих волн при отражении от уровня верхнегибридного резонанса. В пике пространственного резонанса $\delta \varphi_{\rm p} = 0$ интенсивность захваченных волн максимальна. Её величина ограничивается в этом случае за счёт указанных выше диссипативных процессов, описываемых коэффициентами $\kappa_{\rm p}, \kappa_R \ll 1$. Коэффициенты κ, γ (61) и сдвиг фазы φ_R (59) в уравнении (60) учитывают влияние стрикционного искажения профиля плотности плазмы в области верхнегибридного резонанса и зависят от интенсивности волны a_0^2 . В линейном пределе слабых полей $a_0^2 \ll 1$ коэффициенты $\kappa = \gamma = 1,$ а фаза $\varphi_R = \varphi_{R, {
m lin}}$ (см. ниже (64)). Уравнение (60) совпадает в этом случае с определением a_0^2 в линейном пределе $k_c = 0$, см. (39) в условиях (45), (47). Из (60) следует, что влияние стрикционных возмущений плотности приводит к изменению ширины резонансной зависимости a_0^2 от расстройки $\delta arphi_{
m p}$, описываемой коэффициентом γ , и к одинаковому, пропорциональному изменению интенсивности возбуждения и высвечивания плазменных волн, описываемому коэффициентом κ . Эту пропорциональность нетрудно понять, учитывая, что процессы возбуждения и высвечивания связаны с прямой и обратной трансформацией холодных и плазменных колебаний в области резонанса. Кроме того, влияние стрикционных эффектов приводит к изменению сдвига фазы плазменной волны φ_R при её отражении от резонанса и к увеличению набега фазы волны $\Delta arphi_{
m p}$ при её распространении в неоднородности. Последнее описывается слагаемым ηa_0^2 с коэффициентом η (19). Отметим, что определённые выше коэффициенты $\kappa(a_0^2)$, $\gamma(a_0^2)$ и фаза $arphi_R(a_0^2)$ зависят только от одного "входного"
параметра — фазы отражения волны $arphi_{R,{
m lin}}=(\psi_R-\pi/2)$ в линейной теории, которая, в свою очередь, зависит от величины и формы неоднородности δN_0 , положения уровня верхнегибридного резонанса и др. Для сопоставления с результатами линейной теории приведём упрощённые выражения (37) этой теории, справедливые в случае слабого поглощения и высвечивания плазменных волн (45)

$$L = -\frac{2\cos\zeta + i\kappa_{\rm p}\sin\zeta}{2\sin\zeta - i\kappa_{\rm p}\cos\zeta}, \quad \zeta = (\pi/2 - \Delta\varphi_{\rm p,lin})/2 = (\psi_R - \varphi_{\rm p,lin})/2, \tag{62}$$

$$a^{(+)}e^{i\varphi^{(+)}} = -\sqrt{\pi}e^{-i\pi/4 + i\zeta} / (2\sin\zeta - i\kappa_{\rm p}\cos\zeta).$$
(63)

В условиях (47), (57) эти соотношения соответствуют использованному приближению $|y_2| \ll |y_1|$. Так, мнимая часть интеграла L (62) и амплитуда $a_1 = -a^{(+)} \exp(-i\Delta\varphi_{p,\text{lin}})$ в рассматриваемых условиях удовлетворяют соотношению (51), а величины L_1 и a_1 с учётом (57) совпадают с выражениями,

В. В. Васьков, Н. А. Рябова

полученными путём решения неоднородного уравнения (48) в линейном пределе $k_c = 0$ (см. (49) и Приложение 2):

$$L_1 = -\operatorname{ctg}(\pi/4 + \varphi_1), \quad a_1 = \sqrt{\pi}/2\sin(\pi/4 + \varphi_1) > 0.$$
(64)

Из (63) следует также, что в линейном пределе отношение $E_{\rm p}^{(+)}/D(r_R) \sim a^{(+)}$ для собственных мод плазменных колебаний возрастает с уменьшением $\sin(\psi_R/2)$ (в других случаях при $\varphi_{\rm p,lin} \rightarrow 2\pi n$ резонансное усиление испытывает индукция $D(r_R)$ (38)). Причина этого в том, что предел $\sin(\psi_R/2) \rightarrow 0$, $\varphi_{R,\rm lin} \rightarrow (-\pi/2)$ соответствует сдвигу фазы в стоячей волне, удовлетворяющей однородному уравнению Эйри. Это означает, что в случае $\sin(\psi_R/2) \rightarrow 0$ влияние правой части в уравнении (48) становится слабым. Этот факт используется во втором методе решения поставленной задачи.

II. Во втором методе правая часть уравнения (13) рассматривается как малый параметр, учитываемый по теории возмущений. Такое приближение справедливо при достаточно малых значениях k_c . Условия его применимости в общем случае требуют специального исследования. Отметим только, что эти условия всегда выполняются в пределе

$$2\left|\operatorname{tg}\frac{\psi_R}{2}\right| \ll 1\tag{65}$$

независимо от неравенства (47) (в случае $a_0^2 \kappa_p \ll 1$ условие (65) обеспечивает справедливость рассматриваемого приближения как при больших, так и при малых a_0 , см. ниже (78), (84)). Получим выражения, описывающие поведение коэффициентов $\kappa(a_0^2)$, $\gamma(a_0^2)$ и сдвига фазы $\varphi_R(a_0^2)$ в дополняющем (47) случае (65). Решение уравнения (13) в данном случае будем отыскивать в виде

$$y = \frac{1}{k_{\rm c}} e^{i\chi} \left(y_0 + \widetilde{y} \right), \tag{66}$$

где $|\tilde{y}| \ll |y_0|$. Будем считать, что действительная функция $y_0(\xi)$, убывающая при $\xi \to -\infty$, удовлетворяет однородному нелинейному уравнению Эйри

$$\frac{d^2}{d\xi^2}y_0 + \left(\xi + y_0^2\right)y_0 = 0, \qquad (67)$$

а малая поправка $\tilde{y} = \tilde{y}_1 + \tilde{y}_2$ является решением линеаризованного уравнения (13):

$$\frac{d^2}{d\xi^2} \widetilde{y}_1 + \left(\xi + 3y_0^2\right) \widetilde{y}_1 = k_c \cos\chi, \qquad (68)$$

$$\frac{d^2}{d\xi^2} \widetilde{y}_2 + \left(\xi + y_0^2\right) \widetilde{y}_2 = -k_c \sin \chi \,. \tag{69}$$

Функция $y_0(\xi)$ зависит от одного параметра — амплитуды a_0 в асимптотическом представлении

$$y_0 (\xi \gg 1) \simeq \frac{2a_0}{\xi^{1/4}} \cos \Psi_0 , \quad \Psi_0 = \frac{2}{3} \xi^{3/2} + \frac{3}{2} a_0^2 \ln \xi + \varphi_0 .$$
 (70)

Здесь использовано обозначение a_0 для безразмерной амплитуды стоячих плазменных волн, которое совпадает с определением (33) в рассматриваемом пределе слабого поглощения $\kappa_p \ll 1$, см. ниже (76). Учитывая (70), нетрудно найти ограниченное решение уравнений (68), (69). В области $\xi \gg 1$ оно имеет вид

$$\widetilde{\widetilde{y}} \ (\xi \gg 1) = k_{c} \frac{\pi}{4} \left[\cos \chi \ \widetilde{\widetilde{y}}_{1}^{(1)} \ (\xi) \ (dL_{0}/da_{0}) - i \sin \chi \ \widetilde{\widetilde{y}}_{2}^{(1)} \ (\xi) \ (L_{0}/a_{0}) \right] + B. B. Bacbkob, H. A. Рябова$$

$$283$$

$$+C_1 \tilde{y}_1^{(2)}(\xi) + C_2 \tilde{y}_2^{(2)}(\xi) , \qquad (71)$$

где

$$L_0\left(a_0^2\right) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} y_0\left(\xi\right) d\xi > 0.$$
 (72)

Здесь $\tilde{y}_1^{(2)}(\xi), \quad \tilde{y}_2^{(2)}(\xi)$ — ограниченные при $\xi \to -\infty$ решения однородных уравнений (68), (69), равные

$$\widetilde{y}_{1}^{(2)}(\xi) = \frac{d}{da_{0}} y_{0}(\xi), \qquad \widetilde{y}_{2}^{(2)}(\xi) = \frac{1}{a_{0}} y_{0}(\xi), \qquad (73)$$

 $\widetilde{y}_{1}^{(1)}(\xi), \ \widetilde{y}_{2}^{(1)}(\xi)$ — линейно независимые решения соответствующих уравнений с асимптотикой (ср. (54)):

$$\widetilde{y}_{1}^{(1)} (\xi \gg 1) = \frac{2}{\xi^{1/4}} \sin \Psi_{0} ,$$

$$\widetilde{y}_{2}^{(1)} (\xi \gg 1) = \frac{2}{\xi^{1/4}} \left(\sin \Psi_{0} - a_{0}^{2} (\ln \xi) \cos \Psi_{0} \right) .$$
(74)

Эти функции расходятся при $\xi \to -\infty$. Константы C_1 , C_2 в общем решении (71) можно положить равными нулю: $C_1 = C_2 = 0$, поскольку учёт соответствующих слагаемых эквивалентен изменению (перенормировке) параметра a_0 у функции $y_0(\xi, a_0^2)$ и фазы χ в выражении (66). Будем считать также для определённости, что интеграл L_0 положителен, как это обозначено в (72). Изменение фазы плазменной волны (17) в данном методе определяется выражением

$$\Delta \varphi_{\rm p} = \varphi^{(-)} - \varphi^{(+)} = -2 \left(\varphi_0 + \delta \varphi_0\right) \,, \tag{75}$$

где поправка $\delta \varphi_0$ связана с влиянием малого возмущения \tilde{y} . Для её определения сопоставим, как и ранее, полученное решение (66), (70), (71) с асимптотикой (14). Подставляя в (14)

$$a^{(\pm)} = (a_0/k_c) (1 \pm \kappa_p/2), \quad \varphi^{(\pm)} = \pm (\varphi_0 + \delta \varphi_0) + \chi$$
 (76)

и производя линеаризацию по малым параметрам $\kappa_{
m p}, \, |\delta arphi_0| \ll 1,$ получаем

$$\delta\varphi_0 = -\cos\chi \frac{\pi k_c}{4a_0} \left(\frac{dL_0}{da_0} \right) ,$$

$$\kappa_p/2 = -\sin\chi \frac{\pi k_c}{4a_0} \left(\frac{L_0}{a_0} \right) .$$
(77)

Эти соотношения позволяют определить параметр k_c и интеграл L в зависимости от a_0^2 и $\delta \varphi_0$:

$$k_{\rm c}^2 = \frac{a_0^2}{\pi\kappa_0} \left[(2\gamma_0 \,\delta\varphi_0)^2 + \kappa_{\rm p}^2 \right],$$

$$L = (L_0/k_{\rm c}) \, e^{i\chi} = \frac{2\kappa_0}{-(2\gamma_0 \,\delta\varphi_0) + i\kappa_{\rm p}}.$$
(78)

В. В. Васьков, Н. А. Рябова

Здесь введены коэффициенты

$$\kappa_0 \left(a_0^2 \right) = \frac{\pi}{4} \left(\frac{L_0}{a_0} \right)^2,$$

$$\gamma_0 \left(a_0^2 \right) = \left(\frac{L_0}{a_0} \right) / \left(\frac{dL_0}{da_0} \right).$$
(79)

Заметим, что величина L_2 (78) автоматически удовлетворяет соотношению $L_2 = -2\kappa_{\rm p}(a_0^2/\pi k_{\rm c}^2)$, которое является следствием закона сохранения энергии (35). Подставляя выражения (75), (78) в (34), (42)–(44) и учитывая, что в случае (45) $a^{(+)} = a_0/k_{\rm c}$, $|1 + \tilde{R}|^2 = 4\cos^2(\psi_R/2)$,

$$-i\frac{1-\dot{R}}{1+\ddot{R}} = -\operatorname{tg}\frac{\psi_R}{2} - i\kappa_{R,\operatorname{lin}} \left/ \left(2\cos^2\frac{\psi_R}{2}\right),$$
(80)

приводим уравнение для a_0^2 к виду (60) при следующем определении фазы φ_R и коэффициентов κ , γ (ср. [11]):

$$\varphi_R\left(a_0^2\right) = 2\varphi_0\left(a_0^2\right) + \frac{\kappa_0}{\gamma_0} 2\operatorname{tg}\frac{\psi_R}{2}; \qquad (81)$$

$$\begin{aligned} \kappa &= \kappa_0 / \cos^2 \left(\psi_R / 2 \right) \,, \\ \gamma &= \gamma_0 \,. \end{aligned} \tag{82}$$

Входящие в эти выражения коэффициенты κ_0 , γ_0 (79) зависят от интеграла $L_0(a_0^2)$ (72), а фаза $\varphi_0(a_0^2)$ определяется асимптотикой (70) ограниченных решений нелинейного уравнения Эйри (67).

Заметим, что в линейном пределе $a_0^2 \ll 1$ справедливы выражения (см. Приложение 2)

$$2\varphi_0 = -\pi/2, \quad L_0 = 2a_0/\sqrt{\pi}.$$
 (83)

Согласно (83), в пределе слабых полей $\kappa_0 = \gamma_0 = 1$. Коэффициенты κ , γ (82) в условиях (65) при $a_0^2 \ll 1$ также стремятся к единице, а фаза коэффициента отражения (81) совпадает с определением (46). Соотношения линейной теории (62)–(64) также удовлетворяются в рассматриваемом приближении.

Из (60), (75) и (81) следует

$$2\delta\varphi_0 \equiv -\Delta\varphi_p - 2\varphi_0 = -\delta\varphi_p + \frac{\kappa_0}{\gamma_0} 2\operatorname{tg}\frac{\psi_R}{2}.$$
(84)

Используя это выражение, нетрудно убедиться, что в случае

$$\kappa_{\rm p}/\kappa_0 \ll 2 \left| \lg \frac{\psi_R}{2} \right|$$
(85)

влиянием поглощения в выражениях (78) для $k_{\rm c}^2$ и L_1 можно пренебречь, полагая

$$k_{\rm c}^2 = L_0^2 / L_1^2, \quad L_1 = -\left(\frac{\gamma_0}{\kappa_0}\delta\varphi_0\right)^{-1}.$$
 (86)

В этом случае методы I и II в некоторой области изменения параметров a_0^2 и L_1 приводят к одинаковым результатам. Входящая в (86) величина $\delta \varphi_0$ в области "пересечения" методов выражается через фазу φ_1 с помощью соотношения (см. (57), (75))

$$\delta\varphi_0 = \varphi_1 - \varphi_0 \left(a_0^2\right) \,, \tag{87}$$

где разность фаз $(2\varphi_1 - 2\varphi_0)$, определяемая с точностью до 2π , должна быть малой. При этом решение уравнения $L_1 = -\operatorname{ctg}(\psi_R/2)$ (59) в методе I совпадает с определением $\varphi_R(a_0^2)$ (84), а коэффициенты κ , γ , определяемые выражениями (61) при $a_1^2 = a_0^2/k_c^2$, совпадают с (82). Существование общей области для методов I и II связано с возможностью учесть правую часть уравнения (48) в рамках теории возмущений. В условиях (65) эта возможность обеспечивается малостью коэффициента нелинейности k_c (86), величина которого в условиях пространственного резонанса $\delta\varphi_p = 0$ равна

$$k_{\rm c}^2 = L_0^2 \left(a_0^2 \right) {\rm tg}^2 \frac{\psi_R}{2} \,. \tag{88}$$

При этом следует учитывать, что интеграл $L_0(a_0^2)$ ограничен: он монотонно возрастает с ростом a_0^2 до максимальной величины $L_{0 \max} \simeq 0,705$ при $a_0^2 \ge 2$ [11]. Заметим, что в случае $a_0^2 \le 1$ условие (65) обеспечивает возможность линеаризации (14) по малому приращению фазы $\delta \varphi_0 \sim k_c/a_0$ (84)и, как следствие, переход к линейному пределу $a_0^2 \to 0$. Заметим также, что второе условие (47) отличается от (85) множителем $1/\kappa_0 > 1$, который может оказаться существенным в достаточно сильных полях $a_0^2 \gg 1$.

Проведённые в этом разделе исследования показывают, что "нелинейные"коэффициенты $\kappa(a_0^2)$, $\gamma(a_0^2)$ и нелинейный сдвиг фазы $\varphi_R(a_0^2)$, входящие в уравнение (60) в условиях (45), определяются при любых значениях "входного" параметра (46).

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В разделе 2 сформулирована замкнутая система уравнений, описывающая взаимодействие длинноволновых холодных и коротковолновых плазменных колебаний в области плазменного резонанса с учётом стрикционных возмущений профиля плотности плазмы в этой области. Это взаимодействие описывается нелинейным уравнением Эйри (7), в правой части которого стоит индукция холодной волны в точке резонанса [9]. В свою очередь, уравнение для индукции холодной волны дополнено локальным источником, равным интегралу от электрического поля плазменных колебаний, сосредоточенным в точке резонанса, см. (22). С помощью этой системы исследовано влияние стрикционных возмущений плотности плазмы на интенсивность возбуждения и захвата коротковолновых плазменных колебаний в объёме мелкомасштабных неоднородностей $\delta N_0 < 0$, пересекающих уровень верхнегибридного резонанса, в результате поляризации этих неоднородностей в поле мощной радиоволны. Рассматривается возбуждение собственных мод плазменных колебаний, захваченных в неоднородности, в условиях их слабого поглощения и слабого высвечивания за пределы неоднородности в результате трансформации в холодные волны, см. (45).

В разделе З получено нелинейное уравнение (60) резонансного типа для безразмерной интенсивности a_0^2 захваченных волн, пропорциональной их потоку энергии (33), в зависимости от расстройки $\delta \varphi_p$ полного набега фазы волны в неоднородности от "резонансного" значения $2\pi n$, где n – номер моды. Безразмерный параметр a_0^2 (33) характеризует степень нелинейности задачи: случай $a_0^2 < 1$ соответствует линейному пределу малых стрикционных возмущений плотности плазмы. Уравнение (60) зависит от ряда "линейных" коэффициентов и параметров и нелинейных "поправок". Линейные параметры вычисляются без учёта стрикционных возмущений плотности. К ним относятся линейный набег фазы $\Delta \varphi_{p,\text{lin}}$ и поглощение κ_p плазменной волны при распространении в неоднородности и два "входных" параметра, которые определяются путём решения линейных волновых уравнений для холодных колебаний. Это — поток энергии возбуждаемых плазменных волн $S_{p,\text{lin}}^{(ex)}$ (31) и коэффициент отражения плазменной волны от резонанса $R_{p,\text{lin}}$ (32), (30), вычисленные в линейной теории. "Входные" параметры зависят от частоты и мощности электромагнитной волны накачки, а также от исходного возмущения концентрации δN_0 . В данной работе эти параметры считаются известными.

В. В. Васьков, Н. А. Рябова

Показано, что влияние стрикционных возмущений профиля плотности приводит к следующим нелинейным эффектам.

1. К одинаковому по величине изменению интенсивности возбуждения и высвечивания плазменных волн, пропорциональному $\kappa(a_0^2)$.

2. К изменению фазы отражения плазменной волны от резонанса $\varphi_R(a_0^2) = \arg R_p(a_0^2)$.

3. К изменению ширины пространственного резонанса для собственных мод плазменных волн в зависимости от фазовой расстройки $\delta \varphi_{\rm p}$. Величина $\delta \varphi_{\rm p} \sim 1/\gamma(a_0^2)$.

4. К появлению дополнительного набега фазы ηa_0^2 у плазменной волны, проходящей через неоднородность.

Показано также, что единственным параметром (кроме интенсивности захваченной волны a_0^2), от которого зависят коэффициенты κ , γ и сдвиг фазы φ_R , является "начальная" фаза коэффициента отражения волны $\varphi_{R,\text{lin}}$, вычисленная в линейном приближении. Этот параметр характеризует величину и форму исходной неоднородности электронной концентрации δN_0 , в которой происходит возбуждение и захват плазменных волн. В линейной теории $\kappa = \gamma = 1$, $\varphi_R = \varphi_{R,\text{lin}}$.

Получены формулы, выражающие фазу φ_R и коэффициенты κ , γ для данной неоднородности (характеризуемой любым заданным значением $\varphi_{R,lin}$) в зависимости от a_0^2 через действительные волновые функции нелинейного уравнения Эйри, см. формулы (59), (61) в условиях (47) (метод I) и (79), (81), (82) в дополняющем (47) случае (65) (метод II). Указанные выше волновые функции описывают образование стоячих плазменных волн в области резонанса в отсутствие диссипации. Слабые диссипативные процессы поглощения и высвечивания плазменных волн учтены в рамках теории возмущений. В приближении геометрической оптики определён коэффициент η (19) в нелинейном набеге фазы плазменной волны ηa_0^2 .

Результаты численного расчёта соответствующих величин для различных значений параметра $\varphi_{R,lin}$ будут представлены в следующей работе.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант № 97-02-17809).

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

Найдём решение нелинейного уравнения (6) для электрического поля плазменных волн $E_{\rm p}$ в приближении геометрической оптики. Как обычно, поле $E_{\rm p}$ будем отыскивать в виде двух волн $E_{\rm p}^{(\pm)}$ с быстро меняющейся фазой $E_{\rm p} = E^{(+)} + E^{(-)}$

$$E_{\rm p}^{(\pm)} = \frac{E_0^{(\pm)}}{\varepsilon_{10}^{1/4}} e^{i\varphi_0^{(\pm)}} \sqrt{\frac{r_R}{r}} \exp\left(\pm i \int_R^{r_R} k_{\rm p} dr\right), \quad k_{\rm p} = k_0 \sqrt{\frac{\varepsilon_{10}}{\beta}}.$$
 (II1.1)

Здесь $E_0^{(\pm)}e^{i\varphi_0^{(\pm)}}$ — медленно меняющаяся комплексная амплитуда плазменной волны $E_p^{(\pm)}$. Множители $\varepsilon_{10}^{-1/4}\sqrt{r_R/r}$ учитывают (в приближении геометрической оптики) изменение плотности плазмы $(N_0 + \delta N_0)$ и радиальную расходимость лучей в неоднородности цилиндрической формы. Подставляя (П1.1) в (6), получаем уравнения для амплитуды $E_0^{(\pm)}$ и фазы $\varphi_0^{(\pm)}$, учитывающие влияние стрикционных возмущений δN_c и слабого поглощения:

$$E_0^{(\pm)'} = \pm \frac{\nu_e}{\omega} \frac{1+u}{1-u} \frac{k_p}{2\varepsilon_{10}} E_0^{(\pm)},$$

В. В. Васьков, Н. А. Рябова

$$\varphi_0^{(\pm)'} = \mp \frac{k_0}{\sqrt{\beta}\varepsilon_{10}} \frac{r_R}{r} \left[E_0^{(+)^2} + E_0^{(-)^2} - 0.5 E_0^{(\pm)^2} \right] \frac{\varphi_0^{(\pm)}}{E_c^2}. \tag{\Pi1.2}$$

Штрихом, как и ранее, обозначены производные по координате r. Видно, что стрикционная нелинейность не влияет на действительную часть амплитуды плазменной волны, определяемую поглощением, но может существенно изменить её фазу.

Рассматривая малую окрестность резонанса $(r_R - r) \ll r_R$ в случае линейного изменения профиля плотности плазмы $\varepsilon_{10} = \mu(r_R - r)$ и слабого поглощения и переходя к безразмерным переменным (12), получаем в соответствии с (14)

$$\varphi_0^{(\pm)} = \varphi^{(\pm)} \pm k_c^2 \left[a^{(+)^2} + a^{(-)^2} - 0.5 a^{(\pm)^2} \right] \ln \xi , \qquad (\Pi 1.3)$$

где учтены соотношения

$$\left(E_0^{(\pm)}(r_R)/E_c\right)^2 = k_c^2 a^{(\pm)^2} \left(\mu\sqrt{\beta}/k_0\right). \tag{\Pi1.4}$$

Интегрируя (П1.2) вдоль радиуса неоднородности $\delta N_0(r)$ нетрудно убедиться, что разность фаз ($\varphi^{(-)} - \varphi^{(+)}$) в (П1.3), (14) описывается выражением (17) при следующем определении коэффициента η :

$$\eta = 3\mu r_R \int_{r_{\rm min} \sim 1/k_{\rm p}}^{r_R - x_{\rm p}} \frac{dr}{r\varepsilon_{10}} e^{-\kappa_{\rm p}(r_R)} \operatorname{ch}\left[\kappa_{\rm p}\left(r\right)\right] \,. \tag{\Pi1.5}$$

Здесь ch *x* — гиперболический косинус, и введён коэффициент поглощения плазменной волны на участ-ке [0, *r*], равный

$$\kappa_{\rm p}\left(r\right) = \frac{\nu_e}{\omega} \frac{1+u}{1-u} \int_0^r \frac{k_{\rm p}}{\varepsilon_{10}} dr \,. \tag{\Pi1.6}$$

Учтено изменение амплутуды $E_0^{(\pm)}(r)$ плазменных волн в результате столкновительного поглощения, описываемое первым уравнением (П1.2):

$$E_0^{(\pm)^2}(r) = E_0^{(+)^2}(r_R) e^{-\kappa_{\rm p}(r_R) \pm \kappa_{\rm p}(r)}.$$
(II1.7)

Используемый в статье коэффициент $\kappa_{\rm p}$ (18) совпадает с $\kappa_{\rm p}(r_R)$ (П1.6). В случае слабого поглощения $\kappa_{\rm p} \ll 1$ выражение (П1.5) переходит в (19).

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

Приведём обоснование изложенной методики описания взаимодействия холодных и плазменных волн в линейном пределе $|E|^2 \ll E_c^2$. Волновое уравнение (7) для электрического поля E в области резонанса $\varepsilon_{10} = \mu x \ll 1$ принимает в этом случае вид

$$\left(\beta/k_0^2\right)\frac{d^2E}{dx^2} + \mu \, x \, E = D\left(r_R\right) \,. \tag{\Pi2.1}$$

Его решение, убывающее в области x < 0, записывается в форме

$$E = \frac{1}{\mu x_{\rm p}} \left[D^{(+)}(r_R) \ y^{(+)}(\xi) + D^{(-)}(r_R) \ y^{(-)}(\xi) \right], \tag{\Pi2.2}$$

В. В. Васьков, Н. А. Рябова

где $D^{(+)}(r_{\scriptscriptstyle R}) + D^{(-)}(r_{\scriptscriptstyle R}) = D(r_{\scriptscriptstyle R})$ и введены волновые функции

$$y^{(\pm)}(\xi) = y_{\rm in}(\xi) \pm i y_h(\xi) = \mp i \int_0^\infty e^{\pm i \left(\xi t - t^3/3\right)} dt$$
(Π2.3)

с асимптотикой

$$y^{(\pm)}(\xi) = \begin{cases} \frac{1}{\xi} - \frac{\sqrt{\pi}}{\xi^{1/4}} e^{\pm i \left(\frac{2}{3}\xi^{3/2} + \frac{\pi}{4}\right)}, & \xi \gg 1, \\ \\ \frac{1}{\xi}, & \xi \ll -1. \end{cases}$$
(Π2.4)

Здесь использованы безразмерные переменные $\xi = x/x_{\rm p}, x_{\rm p} = (\beta/k_0^2\mu)^{1/3}$ (12). Аналогично (9) асимптотика E(x) имеет нечётную по x холодную компоненту, а в области x > 0 — падающую на резонанс $(E_{\rm p}^{(-)})$ и уходящую $(E_{\rm p}^{(+)})$ плазменные волны

$$E_{\rm p}^{(\pm)} = -\frac{\sqrt{\pi}}{\mu x_{\rm p}} \frac{D^{(\pm)}(r_R)}{\xi^{1/4}} e^{\pm i \left(\frac{2}{3}\xi^{3/2} + \frac{\pi}{4}\right)} \tag{\Pi2.5}$$

с потоками энергии (10)

$$S^{(\pm)} = \frac{\omega}{8\mu} \left| D^{(\pm)} \left(r_R \right) \right|^2 \,. \tag{\Pi2.6}$$

Входящие в ($\Pi 2.3$) волновые функции y_h , y_{in} определяются выражениями

$$y_h(\xi) = -\int_0^\infty \cos\left(\xi t - t^3/3\right) dt \simeq -\frac{\sqrt{\pi}}{\xi^{1/4}} \cos\left(\frac{2}{3}\xi^{3/2} - \frac{\pi}{4}\right) \, \text{при } \xi \gg 1 \,, \tag{П2.7}$$

$$y_{\text{in}}(\xi) = \int_{0}^{\infty} \sin\left(\xi t - t^3/3\right) dt \simeq \frac{1}{\xi} + \frac{\sqrt{\pi}}{\xi^{1/4}} \sin\left(\frac{2}{3}\xi^{3/2} - \frac{\pi}{4}\right)$$
 при $\xi \gg 1$.

Они являются действительными решениями однородного и неоднородного уравнения (13) в пределе $k_{\rm c} = 0$ и удовлетворяют соотношениям

$$\int_{-\infty}^{+\infty} y_h(\xi) d\xi = -\pi, \qquad \int_{-\xi_0}^{+\xi_0} y_{\rm in}(\xi) d\xi = 0 \text{ при } \xi_0 \to \infty.$$
(П2.8)

Эти соотношения позволяют найти интеграл от электрического поля плазменных волн в области резонанса

$$\int_{-\xi_0 x_{\rm p}}^{+\zeta_0 x_{\rm p}} E dx = -i \frac{\pi}{\mu} \left[D^{(+)} \left(r_R \right) - D^{(-)} \left(r_R \right) \right] \tag{\Pi2.9}$$

и преобразовать правую часть закона сохранения энергии (11) к виду, соответствующему (П2.6):

$$Q \equiv -\frac{\omega}{8\pi} \operatorname{Im} \left\{ D^*(r_R) \int_{-x_0}^{+x_0 \gg x_{\rm p}} E dx \right\} = \frac{\omega}{8\mu} \left(\left| D^{(+)}(r_R) \right|^2 - \left| D^{(-)}(r_R) \right|^2 \right).$$
(II2.10)

В. В. Васьков, Н. А. Рябова 289

Полученные выражения устанавливают связь между значениями $D^{(\pm)}(r_R)$ в (23), аналогичными коэффициентами в точном решении (П2.2) волнового уравнения (П2.1) и амплитудами плазменных волн в асимптотике этого решения, см. (14), (26). В отсутствие стрикционных возмущений плотности они доказывают справедливость использованного в работе асимптотического метода описания взаимодействия холодных и плазменных волн и эквивалентность этого метода результатам работы [8]. Заметим, что формула (П2.10) остаётся справедливой и в нелинейном случае, хотя соотношения (П2.5), (П2.6) в сильных полях не выполняются. Выражения (83) следуют из (П2.7), (П2.8). Выражения (64) следуют из асимптотики общего решения уравнения (48) в линейном пределе $k_c = 0$: $y_1(\xi) = y_{in}(\xi) - L_1 y_h(\xi)$ при учёте (П2.7).

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Васьков В. В., Гуревич А. В. //ЖЭТФ, 1977. Т. 37. Вып. 3(9). С. 923-936.
- Грач С. М., Караштин А. Н., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. //Физика плазмы, 1978. Т. 4. № 6. С. 1330.
- 3. Васьков В. В., Гуревич А. В. //Геомагн. и аэрон., 1984. Т. 24. № 3. С. 420.
- 4. Dystke K. B., Mjolhus E., Pecseli H. and Rypdal K. //Physica Scripta, 1982. V. T2/2. P. 548.
- 5. Васьков В. В., Гуревич А. В. //Геомагн. и аэрон., 1983. Т. 23. № 4. С. 544.
- 6. Васьков В. В., Пучков В. А. //Физика плазмы, 1985. Т. 11. Вып. 6. С. 655.
- 7. Васьков В. В., Гуревич А. В. //Геомагн. и аэроном., 1983. Т. 23. № 6. С. 901.
- 8. Голант В. Е., Пилия А. Д. // УФН, 1971. Т. 104. Вып. З. С. 413.
- 9. Гильденбург В. Б., Фрайман Г. М. //ЖЭТФ, 1975. Т. 69. Вып. 5(11). С. 1601.
- Васьков В. В., Еременко В. А., Черкашин Ю. М. //Тезисы докладов на I-ом Международном Суздальском симпозиуме URSI по Модификации ионосферы мощным радиоизлучением. — М.: Издво ИЗМИРАН, 1986. С. 63.
- Васьков В. В., Еременко В. А., Рябова Н. А. В кн.: Взаимодействие радиоволн с ионосферой. М.: Наука, 1990. С. 39.

Институт земного магнетизма, ионосферы и распространения радиоволн РАН, г. Троицк Московской обл., Россия Поступила в редакцию 28 октября 1997 г.

NONLINEAR RESONANCE OF PLASMA WAVES IN THERMAL IRREGULARITIES OF IONOSPHERIC PLASMA

V. V. Vas'kov, N. A. Ryabova

We study the effect of striction plasma density perturbations on the intensity of generation of longitudional cold and plasma oscillations due to the polarization of the magnetic field aligned ionospheric plasma irregularities with $\delta N_0 < 0$ by the powerful radio wave. The plasma concentration level inside the irregularity is assumed to intersect the upper hybrid resonance level, in which vicinity the cold and plasma waves mutual conversion takes place. We consider the short plasma wave limit which makes it possible to reduce the problem to a set of two coupled equations for the cold wave induction and plasma wave electric field. The first of these equations is supplemented by a local source equal to the integral of the plasma wave electric field in the resonance region. The second equation involves the cold wave induction in the resonance

В.В.Васьков, Н.А.Рябова

point and describes the electric field of the interacting waves in the vicinity of resonance. We use the simplifications connected with small absorption of plasma waves propagating inside the irregularity and weak radiation of these waves at the irregularity boundary. These conditions correspond to the generation of eigen modes of plasma oscillations trapped inside the irregularity. We have obtained a resonance type nonlinear equation for the intensity of eigen modes of the electric field with the regard of striction perturbations of the plasma concentration profile in the resonance region. The striction plasma expulsion is shown to be responsible for the occurrence of coefficients describing the change in generation and radiation intensity of plasma waves at the inhomogeneity boundary. Such an expulsion leads to the variation of the efficient generation band of eigen plasma modes with the total phase shift of the modes inside the irregularity. It also leads to the change in the phase shift of the plasma wave reflection from the resonance. Corresponding coefficients and the nonlinear phase shift are expressed in terms of real wave functions of the nonlinear Airy equation which describes the electric field of the excited waves in the resonance vicinity when the dissipation is absent.

УДК 537.86:539.12

ИЗЛУЧЕНИЕ ИСКУССТВЕННЫХ СВЕРХСВЕТОВЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ НИЖНЕЙ ИОНОСФЕРЫ

Л. Ф. Мироненко, В. О. Рапопорт, Д. С. Котик, С. Н. Митяков

Представлены результаты численного моделирования и физических экспериментов, проведённых с целью проверки возможности формирования виртуального сверхсветового источника ОНЧ излучения при воздействии на ионосферу сканирующим ВЧ лучом. Обнаружение ОНЧ излучения проводилось для следующих режимов формирования источника:

- сканирования ВЧ луча с разной скоростью и в противоположных направлениях,
- амплитудной модуляции ВЧ излучения с неподвижной диаграммой направленности.

Полученные в ходе экспериментов амплитудно-частотные характеристики сигналов свидетельствуют о возможности управления направленностью ОНЧ излучения, возбуждаемого сканирующим ВЧ лучом.

1. ВВЕДЕНИЕ

В литературе рассматривалась возможность черенковского излучения источниками, движущимися со скоростью, большей скорости света в вакууме с (см., напр., [1, 2]). В работе [2] отмечалось, что "...сверхсветовое черенковское условие известно уже несколько столетий..."в виде законов отражения и преломления световых импульсов на границе раздела двух сред. "Для получения каких-либо новых результатов нужно рассмотреть задачу с учётом нелинейности среды, в которой происходит формирование таких источников. Там же рассматривалась возможность создания сверхсветового источника с помощью лазерного "зайчика". Однако "использование вращающегося луча не так уж легко даже при применении лазера, если требовать, чтобы напряженность поля в зайчике ... была достаточно большой"для проявления нелинейных эффектов. В данной работе обсуждаются результаты экспериментов с "радиозайчиками"на границе плазмы нижней ионосферы (*D*-слоя) и вакуума. Кубичная нелинейность в такой среде становится существенной при напряжённости полей порядка одного вольта на метр и известна со времён обнаружения люксембург-горьковского эффекта кроссмодуляции радиоволн [3]. Другим проявлением нелинейности того же типа является обнаруженная в 1974 году генерация сигнала непосредственно на частоте модуляции мощной радиоволны [4]. При этом роль модулируемой слабой волны выполняют геостационарные ионосферные токовые системы [5]. Данный эффект зарегистрирован в 1980 году как эффект Гетманцева [6]. Подробный обзор экспериментальных и теоретических результатов по этому эффекту имеется в [7]. Представленные в данной работе результаты являются развитием исследований нелинейных свойств ионосферы, основанных на эффекте Гетманцева.

Л. Ф. Мироненко и др.

Прежде чем обсуждать технические детали, введём общие некоторые обозначения и порядки величин упрощённой с помощью (четырёхволновой) схемы эксперимента, которая, тем не менее, позволяет получить пространственные главные характеристики возбуждаемого излучения (направление максимума и ширину диаграммы направленности В вертикальной плоскости (z, x)) с помощью циркуля и линейки (см. рис. 1) [8].



 $\vec{E}_{1,2}, \omega_{1,2} = 2\pi f_{1,2}$ — поля и частоты мощных исходных радиоволн ($f_{1,2} \approx 4 \div 9 \,\mathrm{MFu}$). Роль третьей исходной волны принадлежит упомянутому геостационарному полю \vec{E}_3 , которое существует в ионосфере в области взаимодействия волн на высоте > 50 км. При этом частота третьей волны ω_3 как в спокойных, так и в возмущённых условиях удовлетворяет соотношению $\omega_3 \ll \omega_1 - \omega_2$. Поэтому разностная комбинационная частота возбуждаемой (четвёртой) волны $\Omega = 2\pi F (F \approx 1 \div 10 \,\mathrm{kFu})$ зависит лишь от двух частот мощных радиоволн:

$$\Omega \approx \omega_1 - \omega_2. \tag{1}$$

Эти частоты можно задать с достаточно высокой степенью точности (см. раздел 3), что позволяет производить измерения на разностной частоте в узкой полосе и обнаруживать слабые сигналы. Взаимодействие волн в плоскости волновых векторов первых двух исходных радиоволн \vec{k}_1 и \vec{k}_2 можно изобразить в виде векторной диаграммы, которая представлена в верхней части рис. 1 (для $\Omega > 0$). Волновой вектор третьей исходной волны \vec{k}_3 в возмущённых ионосферных условиях может играть существенную роль [9] и может быть легко учтён на диаграмме, но для простоты и без потери общности принят равным нулю. Действительные компоненты волнового вектора \vec{K} для четвёртой волны, возбуждаемой на комбинационной частоте Ω , можно определить непосредственно из представленной диаграммы, которая получена с учётом условия синхронизма вдоль оси x на границе раздела z = 0

$$(\vec{x}_0 \cdot \vec{K}) = K_x = k_{1x} - k_{2x} = \Delta k_x$$
 (2)

и дисперсионного соотношения для волны, возбуждаемой в полупространстве z > 0 (диэлектрический вакуум)

$$(\vec{K})^2 = K_x^2 + K_z^2 = (K_0)^2 = (\Omega/c)^2.$$
(3)

Физически данная волна формируется в плазме нижней ионосферы движущейся (т.к. $\omega_1 \neq \omega_2$) интерференционной картиной ВЧ радиоволн \vec{E}_1 , \vec{E}_2 и квазистационарным полем \vec{E}_3 . Взаимодействие указанных исходных полей и волн за счёт кубичной (тепловой [3]) нелинейности создаёт движущуюся, поляризованную полем \vec{E}_3 , тепловую неоднородность проводимости $\sigma(|\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2|)$ нижней ионосферы. Условие действительности K_z означает, что скорость $V_x = \Omega/K_x$, с которой движется волна нелинейного тока

$$j_x(|\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2| \cdot \vec{E}_3) = j_x(x - V_x \cdot t) = \sigma(|\vec{E}_1 \cdot \vec{E}_2|) \cdot \vec{E}_3$$

Л. Ф. Мироненко и др.

1998

вдоль оси x, больше скорости света в вакууме, а сам ток является виртуальным источником излучения волны \vec{E}_4 в полупространство z > 0. Однако в нашем случае (в отличие от линейных сверхсветовых условий, которые реализуются при формировании отражённых световых импульсов), частота возбуждаемой волны не равна частоте падающих (исходных) волн, и угол, под которым возбуждаемая волна уходит из области взаимодействия, не равен углу падения исходных волн.

Если нагревные волны с частотами $\omega_{1,2}$ и волновыми числами $k_{1,2}$, взаимодействующие на высоте h (z = 0), формируются с помощью двух идентичных разнесённых источников, причём фазовый центр первого из них расположен в точке с координатами (0,0,h), а второго — в точке (d,0,h) (d — база между фазовыми центрами источников), то координата x главного интерференционного максимума на высоте h и соответствующий угол θ $\left(\sin \theta = \frac{x}{\sqrt{h^2 + x^2}} = \frac{x}{r}\right)$ непрерывно изменяются со временем t (с точностью до слагаемых порядка Kd, d/r) в соответствии с требованием

$$k_1 d \sin \theta(t) + K \sqrt{x(t)^2 + h^2} = \Omega t$$
 $(K = k_1 - k_2).$

Отсюда линейная скорость V_x перемещения максимумов интерференционного поля на высоте h

$$V_x = \dot{x}(t) = \Omega r / (k_1 d + K x). \tag{4}$$

Последнее соотношение можно записать в безразмерном виде, используя релятивистский параметр $\beta = V_x/c$. При небольших отклонениях от вертикали ($x \ll h$)

$$\beta \approx F \cdot h/(f \cdot d). \tag{5}$$

Если принять обозначение

$$K_x^{\text{eff}} = \Omega/V_x = k \cdot d/h = K_0/\beta,\tag{6}$$

то условие сверхсветового движения интерференционной картины волновых полей от двух локальных излучателей

$$F/f > d/h \tag{7}$$

эквивалентно условию действительности K_z из (3) для плоских волн, что оправдывает рис. 1 в качестве иллюстрации обозначений данного раздела. Фактически речь идёт о применимости метода стационарной фазы для рассмотрения главных деталей бегущей интерференционной картины при $h \gg \lambda_1, \lambda_2, d$.

Отметим, что направление скорости V_x определяется ориентацией базы антенных систем и знаком расстройки частот нагревных волн Ω . Меняя знак расстройки, можно изменить направление скорости волны тока и, как следствие, направление максимума излучения по отношению к выбранной точке.

Таким образом, для проведения измерений по обнаружению направленного излучения на комбинационной частоте за счёт кубичной нелинейности нижней ионосферы необходимо иметь два независимых, разнесённых в пространстве коротковолновых излучателя, параметры которых удовлетворяют условию (7) сверхсветового движения интерференционной картины.

2. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

В спокойных ионосферных условиях можно считать выполненными соотношения (1) и (2). При этом пространственно—временная структура нелинейного тока определяется, как отмечалось выше, интерференцией двух нагревных волн $|\vec{E}_1 + \vec{E}_2|^2$. На рис. 2 представлены в виде линий равного уровня два фрагмента (а,б) такой структуры на частоте 9 кГц и 4 кГц.

Параметры излучающей системы представлены в разделе 3. В правой части фрагментов изображена перемещающаяся со скоростью света метка. Различный наклон фронта представленных волновых структур по отношению к осям х, t и к метке отражает различную скорость перемещения волны тока как для разных частот, так и вдоль оси x. В проведённых экспериментах $v \sim c$ (в центре интерференционной картины) на частоте $F \sim 7$ кГц. Неравномерное (замедленное) движение волны тока и ограниченный размер трека (≈ 100 км) обусловливают широкий пространственный спектр источника. В результате даже при досветовых скоростях в основной части трека в спектре присутствуют сверхсветовые гармоники ($|K_x| < K_0$), доля которых увеличивается с ростом скорости (частоты) сканирования.

a) 9 кГи



б) 4 кГи



Рис. 2.

Модуль комплексного пространственного спектра тока (см. раздел 5, соотношение (9)) представлен на рис. 3 как функция K_x и частоты F. Существенная для формирования диаграммы направ-

Л. Ф. Мироненко и др.
ленности излучения часть спектра заключена между крайними метками $K_x = \pm K_0$. Метка $K_x = K^* = K_0 \cdot x' / \sqrt{x'^2 + h^2}$ ("точка стационарной фазы" для $x' = x'_0 = 25$ км). При смене знака расстройки спектр зеркально отражается относительно метки $K_x = 0$.



Несимметричная форма спектра позволяет предположить, что при непрерывной регистрации сигналов на фиксированной комбинационной частоте, но изменяющемся знаке расстройки, уровень сигнала в точке наблюдения с координатой $x' \neq 0$ должен изменяться.

Аналогичным образом можно сравнивать амплитуды сигналов от источника, движущегося на наблюдателя, и от неподвижного, сфазированного источника, осциллирующего ($\Omega \neq 0$) как целое. Эффект излучения на комбинационной частоте в этом случае полностью эквивалентен предшествующим экспериментам по исследованию отмеченного ранее эффекта Гетманцева [6, 7]. В обозначениях данной статьи (см. рис. 1) схема измерений соответствует $K_x^{\text{eff}} = 0$ в центральной части нагревного пятна (см. также (6) при d = 0). (Все элементы наземной антенной системы в этом случае излучают амплитудномодулированный сигнал на одной несущей частоте.) В сфазированном случае пространственная структура нелинейного источника, пространственный спектр и диаграмма направленности симметричны относительно начала координат во всём диапазоне комбинационных частот. В то же время в случае движущегося источника несимметричный пространственный спектр смещается в область малых значений K_x при увеличении скорости движения, т.е. с увеличением комбинационной частоты.

Такое поведение спектров позволяет сформулировать задачу обнаружения различий в уровнях соответствующих сигналов. Эту задачу можно решить, измеряя отношения указанных сигналов. Использование отношения амплитуд ухудшает точность представляемых экспериментальных данных, но позволяет не учитывать зависимость коэффициентов взаимодействия волн от частоты Ω , и поэтому отношение амплитуд в большей степени определяется геометрическими свойствами источников, что для обнаружения направленности излучения представляется более важным.

Конкретно, измерения на сетке фиксированных частот были проведены для следующих режимов работы наземного стенда:

1) режим чередования направлений сканирования КВ излучения вдоль оси $x(H_+/H_-)$;

2) режим чередования движущегося к наблюдателю источника на неподвижный (H_+/H_0) .

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Л. Ф. Мироненко и др.

Эксперименты по обнаружению направленности излучения на комбинационных частотах (1÷10 кГц) были проведены с использованием мощного коротковолнового стенда "Сура" на полигоне НИРФИ в Васильсурске [10, 11]. Стенд из двух идентичных антенных систем и двух независимых усилителей мощности работал либо в режиме непрерывного сканирования КВ излучения в вертикальной плоскости (z, x), ориентированной вдоль меридиана, либо в режиме амплитудной модуляции.

В первом случае одна из систем работала на частоте $f \sim 5~{
m M}$ Гц, другая на частотах $f = f \pm F$ $(F = 1 \div 10 \ \kappa \Gamma \mu).$

Во втором случае одна из антенных систем работала от одного передатчика на одной несущей частоте $f \sim 5$ МГц с частотой модуляции $F \sim 1 \div 10$ кГц. Переход к различным режимам осуществлялся простой коммутацией входных цепей. Расстояние между фазовыми центрами антенных систем d = 100 м. Каждая из систем состоит из четырёх рядов диполей. Высота подвеса — 10 м. Размер соответствующей одиночной решётки вдоль направления сканирования — 100 м. Размер в поперечном направлении — 300 м. Эквивалентная мощность стенда $W = P \, G \approx 130 \, \mathrm{MBr}$ в одном лепестке в режиме сканирования и ≈ 30 MBт — в режиме амплитудной модуляции.

Приёмный пункт был расположен в 25 км к юго-западу от центра нагревного пятна. В качестве приёмных антенн использовались две скрещенные вертикальные воздушные рамки с эффективной площадью $S = 2400 \text{ м}^2$, ориентированные в плоскостях север-юг и восток-запад на поверхности Земли. Антенны были подключены к гетеродинным приёмникам с коэффициентом усиления

$$K = 120 \div 140$$
дБ

и полосой пропускания

$$\Delta F \approx 3 \cdot 10^{-2}$$
 Гц.

Чувствительность приёмной аппаратуры по магнитному полю в этой полосе $\sim 10^{-10} - 10^{-11} \, \mathrm{A/m}$. Регистрация сигнала производилась с гетеродинного выхода приёмника на промежуточной частоте $F_{\Pi} = F_{\Gamma} - F \sim 10^{-2}$ Гц, где F_{Γ} — частота гетеродина со стабильностью 10^{-8} . Обнаружение направленности излучения производилось как при смене знака расстройки, так и при переходе к режиму амплитудной модуляции раз в три минуты.

Измерения на частотах выше 10 кГц не были произведены из-за уменьшения (ниже порогового уровня обнаружения ОНЧ излучения) коэффициента взаимодействия волн с ростом частоты, а также из-за технических ограничений на величину расстройки между частотами передатчиков.

К сожалению, комбинация параметров экспериментального комплекса не была оптимальной для дневных экспериментов со сверхсветовым источником. В частности, база между фазовыми центрами антенных систем и расположение приёмного пункта не проектировались специально для проведения экспериментов со сверхсветовыми скоростями сканирования нагревного пятна в *D*-слое. В результате максимум диаграммы направленности ОНЧ излучения проходит через существующий приёмный пункт на частоте расстройки 17 кГц, далеко за пределами технически разрешённого диапазона расстройки между частотами передатчиков. Измерения, таким образом, производились на склонах диаграммы направленности. Тем не менее, скорость сканирования V_x (4) становится сравнимой со скоростью света, когда период допустимой расстройки F (комбинационной частоты) сравним со временем установления (или релаксации) возмущений температуры электронов ($\delta \nu$)⁻¹ [3] на высотах генерации излучения. Это обеспечивает, с одной стороны, близкий к максимальному коэффициент взаимодействия волн, а с другой — хотя бы устойчивую форму того участка пространственного спектра тока (см. рис. 3), который определяет уровень сигнала в точке наблюдения. Оптимальный диапазон параметров экспериментального комплекса можно определить из условия

$$\beta^2 - 1 \approx (h/x)^2$$

- 0

Л. Ф. Мироненко и др.

303

и соотношения (5) для β .

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

1. На рис. 4 представлены первые примеры записи обнаруженного эффекта изменения амплитуды принимаемого излучения при смене направления движения источника. Нагревные волны имели частоты $f_2 = 4,785$ МГц и $f_1 = (f \pm F)$ МГц, необыкновенную поляризацию. Соответствующие комбинационные частоты имеют значения F = 3,0 кГц (с 1-й по 7-ю минуты) и F = 3,4 кГц (с 8-й по 13-ю минуты). Частоты гетеродина $F_{\Gamma} = 3000,16$ Гц и $F_{\Gamma} = 3400,16$ Гц. Амплитуда магнитного поля принимаемого излучения при "положительном" направлении движения источника (на наблюдателя), представленная на рисунке в относительных единицах, составляет величину $H_+ \sim 10^{-9}$ А/м. При "отрицательном" направлении движения (с 4-ой по 7-ю и с 11-й по 13-ю минуты) сигнал (H_-) уменьшался (в данном эпизоде) до уровня внешних шумов.



2. На рис. 5 сплошной кривой с вертикальными линиями представлены результаты измерений отношения амплитуд сигналов на сетке частот (в одном из дневных получасовых сеансов) для двух противоположных направлений движения источника. Размер вертикальных линий соответствует точности

Л. Ф. Мироненко и др.

измерений. На каждой частоте вид регистрационной записи аналогичен одному из двух представленных на рис. 4 шестиминутных интервалов.

Каждая частотная точка получена в результате трёхминутного усреднения сигнала отдельно для положительного и отрицательного направлений движения. После этого определялось отношение амплитуды магнитного поля H_+ для положительного направления движения к амплитуде магнитного поля H_- для отрицательного направления движения. Это отношение H_+/H_- отложено по оси ординат. По оси абсцисс — комбинационная частота F в килогерцах. Пунктирная кривая и кривая, помеченная символами ×, представляют результаты расчётов (см. разд. 5).

3. На рис. 6 аналогичным образом представлены результаты измерений отношения амплитуд сигналов на сетке частот для двух режимов работы передатчиков: сканирования излучения в вертикальной плоскости с частотой F и амплитудной модуляции с той же частотой. Аналогично пункту 2 данного раздела каждая частотная точка получена в результате трёхминутного усреднения сигнала отдельно для режима сканирования в положительном направлении (H_+) и отдельно для режима амплитудной модуляции (H_0). Аналогичным образом определялось отношение амплитуд H_+/H_0 , которое, как и в пункте 2, отложено по оси ординат. Как и на рис. 5, пунктирная кривая и кривая, помеченная символами ×, представляют результаты расчётов (см. разд. 5).



Рис. 6.

5. ДИСКУССИЯ

Представленный в разделе 4 экспериментальный материал на данном этапе исследований может быть использован, главным образом, в демонстрационных целях. Это связано, в частности, с недостаточным удалением приёмного пункта (см. разд. 2) от области формирования источника излучения. Вдоль оси *z* высота $h \sim 70$ км, удаление по горизонтали $x' = x'_0 \sim 25$ км при длинах волн ($300 \div 30$) км. На столь близком расстоянии не очевидна применимость аналитического расчёта пространственной структуры волновых пучков и интерпретации величины эффектов с помощью замены реальных апертур простыми модельными источниками типа гауссоид или прямоугольников, а также асимптотических оценок на основе метода перевала, которые удобно использовать на расстояниях много больше длины волны. Расчёты такого рода выполнены в работах [7, 9, 12]. В нашем случае, когда измерения производились на склонах диаграммы направленности, такая оценка если и возможна, то на частотах выше 5 кГц. В общем случае во всём диапазоне от 1 кГц надёжнее произвести численные расчёты структуры

Л. Ф. Мироненко и др.

305

бегущей вдоль оси х интерференционной картины и её пространственного спектра от двух наземных антенных решеток из 8 рядов диполей с последующей численной обратной свёрткой всех возбуждаемых мод вида $\exp[iK_z(K_x, K_y)z]$. Общие интегральные выражения для этого имеются, например, в монографии [13] (глава 5, § 2, форм. (14)). Там же, в § 5, изложены методы интегрирования и подробности вычислений с детальными замечаниями. Расчёт несколько облегчается тем, что расстояние до точки наблюдения по оси у от плоскости сканирования (у = 0) мало по сравнению с шириной пятна засветки. Поэтому можно было считать $K_y = 0$. Кроме того, отношение амплитуд полей H_+/H_- (но не сами амплитуды! (см.ниже)) для такой точки наблюдения не зависит от ориентации поля \vec{E}_3 в плоскости (x, y). В результате исходные формулы использовались в одномерном приближении. Но даже после этого их вид представляется недопустимо громоздким для экспериментальной публикации. Воспользуемся тем, что как результаты численных оценок отношения H_+/H_- , так и грубый анализ подынтегральных выражений показывают, что из всех свободных параметров модели, не претендующей на полноту, наибольшее влияние на частотный ход кривых оказывают параметры, характеризующие реальную геометрию наземных апертур и зависимость поля \vec{E}_3 от x. После этого проиллюстрировать выражения, которые использовались для оценки отношений амплитуд магнитного поля, можно (с точностью до медленных подынтегральных множителей, содержащих импедансы нижней ионосферы и вакуума) с помощью выражений следующего вида:

$$\left|\vec{H}(x_0',F)\right| \sim \left|\int_{-\infty}^{+\infty} \vec{j}(K_x,F) \exp[iK_z(K_x)z] \exp(iK_x x_0') dK_x\right|,\tag{8}$$

$$\vec{j}(K_x, F) \sim \int_{-\infty}^{+\infty} (\vec{j}(x, F) \exp(-iK_x x)) dx,$$
(9)

$$\vec{j}(x,F) \sim \left| \vec{E}_1(x,f) \cdot \vec{E}_2(x,f+F) \right| \cdot \vec{E}_3^{\text{eff}}(x), \tag{10}$$

$$|\vec{E}_{1,2}| \sim \sum_{n=1,8} R_n \exp(i k_{1,2} r_{n_{1,2}}) / r_{n_{1,2}},$$
 (11)

где $x_0' = \pm 25$ км для $H_{+,-}$, соответственно, $r_{n_{1,2}}$ — модуль радиус—вектора от n-го элемента одиночной антенной решётки с номером 1 или 2 и их отражений с коэффициентом R_n от земли ($R_1 \div R_4 = 1$, $R_5 \div R_8 = 0,7$). При оценке поля H_0 необходимо учесть, что в этом случае работает только одна антенная решётка и только один передатчик в режиме амплитудной модуляции. Легче всего этот учёт произвести, если считать $r_{n_1} = r_{n_2}$, а амплитуды полей $\vec{E}_{1,2}$ уменьшить в два раза. $\vec{E}_3^{\mathrm{eff}}(x)$ — крупномасштабное квазистационарное поле, зависимость которого от х может эффективным образом отражать наличие различных типов горизонтальных неоднородностей. Учёт этих неоднородностей эквивалентен тому, что волновое число k_{x3} третьей из исходных волн не равно нулю, что приводит к эффекту "гетеродинирования "пространственного спектра тока (9) в две области, каждая из которых может содержать сверхсветовой участок. Обнаруженная при численном моделировании деформация спектра настолько существенна, что позволяет "объяснить"любые экспериментальные зависимости, например, с использованием гипотезы о внутренних гравитационных волнах [9]. Однако, необходимо учитывать, что измеренная величина поля в точке наблюдения является, в соответствии с соотношениями (5)-(11), интегральной характеристикой условий в области взаимодействия волн общей протяжённостью до 100 км (см. рис. 2). В спектральном представлении область интегрирования также достаточно широка и, как отмечалось во втором разделе, ограничивается значениями $K_x = \pm K_0$. Поэтому однозначную интерпретацию результатов эксперимента на данном этапе произвести невозможно. В связи с этим при сопоставлении результатов измерений с расчётными зависимостями (с меняющимися свободными параметрами) не ставилось задачи добиваться детального количественного совпадения кривых даже в

Результаты расчётов изображены на рис. 5 (для H₊/H₋) и рис. 6 (для H₊/H₀), с учётом гипотезы о синусоидальных 35-километровых неоднородностях с амплитудой 0,7 символами ×, без учёта неоднородностей — пунктиром.

В строгом смысле эффективный источник не является черенковским, поскольку, как отмечалось ранее, в нашем случае он движется в ограниченной области и на краях трека — неравномерно (см. (4)), что обусловливает широкий пространственный спектр источника и наличие в нём сверхсветовых волновых гармоник даже при досветовом движении. Поэтому эффект излучения и асимметрия уровней сигналов при смене направления сканирования наблюдаются и в "досветовом" участке частотного диапазона измерений. Однако отсутствие каких-либо резких изменений в поведении кривых при переходе через световой порог на частоте $F \sim 7$ кГц обусловлено, главным образом, тем, что в электродинамике при продольной ориентации токов по отношению к оси движения при таком переходе ударная волна не возбуждается. Это существенное отличие от известного перехода через звуковой барьер в акустике связано с тем, что при продольной поляризации электродинамических источников и при постоянной скорости движения, точно равной скорости света, интенсивность излучения равна нулю и плавно растёт с увеличением скорости ~ $(1 - 1/\beta^2)$ [13]. При поперечной ориентации токов переход через скорость света может сопровождаться более резкими особенностями в поведении кривых, но этот эффект может быть "сглажен"ограниченностью трека и неравномерностью движения интерференционной картины внутри области взаимодействия волн.

6. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Произведённые измерения и численные оценки позволяют сделать вывод о том, что при работе мощного наземного КВ передатчика в режиме воздействия на нижнюю ионосферу сканирующим лучом в ней за счёт нелинейности может сформироваться движущийся со скоростью, большей скорости света в вакууме, источник излучения черенковского типа на комбинационных частотах. Превышение уровня сигнала над шумами в полосе измерений примерно в 10 раз позволяет использовать обнаруженное излучение (при более оптимальном проведении экспериментов) в диагностических исследованиях состояния нижней ионосферы.

Кроме того, можно получить информацию о квазистационарном ионосферном поле \vec{E}_3 на высотах генерации излучения, поскольку параметры нагревных ВЧ (КВ) полей \vec{E}_1 , \vec{E}_2 и возбуждаемого ОНЧ поля \vec{E}_4 измеряются в ходе эксперимента. Однако, для однозначной интерпретации измерений необходимо проведение комплексных экспериментальных исследований с привлечением дополнительных диагностических средств.

Авторы выражают благодарность Б. Н. Левину, Л. Г. Генкину, А. Н. Караштину, Ю. В. Токареву, Ю. В. Тихомирову, М. М. Шварцу, А. М. Бабиченко и Н. Н. Ильину за помощь и неизменный интерес к работе. Один из авторов считает своим долгом отметить, что решение о переходе к сверхсветовому движению коротковолнового пятна на нижней границе ионосферы появилось, в частности, под впечатлением одной из лекций М. А. Миллера, посвящённой результатам О. Хевисайда для поля точечного сверхсветового заряда. Кроме того, Михаил Адольфович рекомендовал обсудить результаты данной

Л. Ф. Мироненко и др.

работы с Б. М. Болотовским. В результате обсуждения обнаружилась возможность экспериментальной проверки новых электродинамических свойств макроскопических сверхсветовых объектов.

Исследования были проведены при поддержке РФФИ в рамках гранта № 95-02-06375.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Болотовский Б. М., Быков В. П. //УФН, 1990. Т. 160. Вып. 6. С. 161.
- 2. Гинзбург В. Л. Теоретическая физика и астрофизика. М.: Наука, 1975. С. 176.
- 3. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973. С. 198, 11, 21.
- 4. Гетманцев Г. Г., Зуйков Н. А., Котик Д. С., Мироненко Л. Ф., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Сазонов Ю. А., Трахтенгерц В. Ю., Эйдман В. Я. //Письма в ЖЭТФ, 1974. Т. 20. Вып. 4. С. 229.
- 5. Яновский Б. М. Земной магнетизм. Л.: Изд-во Ленинградского ун-та, 1964. С. 277, 288.
- Гетманцев Г. Г., Котик Д. С., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю., Капустин Н. Н., Смирнов В. С., Перцовский Р. А., Васильев А. И., Распопов О. М. Диплом на открытие № 231. Явление генерации электромагнитных волн ионосферными токами под воздействием на ионосферу модулированного коротковолнового радиоизлучения — эффект Гетманцева. //Открытия в СССР 1980. — М.: ВИНИТИ, 1981. С. 25.
- 7. Беляев П. П., Котик Д. С., Митяков С. Н., Поляков С. В., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. //Изв. вузов. Радиофизика, 1987. Т. 30. С. 248.
- 8. Виноградова М.Б., Руденко О.В., Сухоруков А.П. Теория волн. М.: Наука, 1979. С. 161.
- 9. Рапопорт В. О., Мироненко Л. Ф., Митяков С. Н., Трахтенгерц В. Ю. //Геомагнетизм и аэрономия, 1995. Т. 35. № 3. С. 55.
- 10. Белов И. Ф., Бычков В. В., Гетманцев Г. Г., Митяков Н. А., Пашкова Г. Р. //Препринт № 167. Горький: НИРФИ, 1983.
- 11. Котик Д. С., Мироненко Л. Ф., Митяков С. Н., Рапопорт В. О., Солынин В. А., Тамойкин В. В. В кн.: Модификация ионосферы мощным радиоизлучением. Тез. докл. междунар. симп. Суздаль, 1986. С. 91.
- 12. Borisov N. D., Gurevich A. V., Papadopoulos K. //Radio Science, 1996. V.31. № 4. P.859.
- 13. Фелсен Л., Маркувиц Н. Излучение и рассеяние волн. Т. 2 /Пер. с англ. М.: Мир, 1978.

Научно-исследовательский	Поступила в редакцию
радиофизический институт,	29 декабря 1995 г.
г.Н.Новгород, Россия	После переработки
	30 октября 1997 г.

THE RADIATION OF SUPER-LUMINOUS IRREGULARITIES ARTIFICIALLY CREATED IN THE LOWER IONOSPHERE

L. F. Mironenko, V. O. Rapoport, S. N. Mityakov, D. S. Kotik

The results of the measurements and simulations of VLF emission by a super-luminous source are presented. VLF emission is generated by HF ionospheric heating with scanning beam. The detection of VLF emission was carried out for the source created in two ways:

- by the scanning the HF beam in opposite directions at different velocities,

Л. Ф. Мироненко и др.

308

- by the amplitude modulation of a stationary HF beam.

A possibility of the VLF radiation pattern control is found from the relationship between the parameters of VLF emission and the scan velocity.

УДК 533.951, 537.868

РЕЗУЛЬТАТЫ ИССЛЕДОВАНИЙ ЭВОЛЮЦИИ ЛЕНГМЮРОВСКОЙ И ВЕРХНЕГИБРИДНОЙ ПЛАЗМЕННОЙ ТУРБУЛЕНТНОСТИ С ПОМОЩЬЮ ИСКУССТВЕННОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ИОНОСФЕРЫ

Е. Н. Сергеев, В. Л. Фролов, Г. Н. Бойко, Г. П. Комраков

Представлены результаты исследований эволюции высокочастотной плазменной турбулентности, полученные при измерениях спектральных и динамических характеристик искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ) на различных стадиях взаимодействия мощного КВ радиоизлучения с плазмой F-области ионосферы. Обнаружено уменьшение времён релаксации излучения до 2–4 раз с ростом длительности и мощности воздействия в условиях развития стрикционной параметрической неустойчивости (ленгмюровской плазменной турбулентности) на временах $t \leq 200$ мс, а также в условиях развития тепловой параметрической неустойчивости (верхнегибридной плазменной турбулентности) при длительном квазинепрерывном нагреве ионосферной плазмы. Для объяснения наблюдаемой зависимости декрементов затухания плазменных волн от временной стадии развития и интенсивности плазменной турбулентности рассматриваются возможные механизмы бесстолкновительной диссипации её энергии.

1. ВВЕДЕНИЕ

В экспериментах по модификации F-области ионосферы мощным KB радиоизлучением O-поляризации уже на начальной стадии воздействия ($t \leq 1-10^2$ мс) развитие стрикционной параметрической неустойчивости (СПН) ионосферной плазмы вблизи уровня отражения волны накачки (BH) ($\omega_{pe}(z_0) \simeq \omega_{BH}$)[1– 3] приводит к появлению эффекта стрикционного самовоздействия (ССВ) на отражённом сигнале BH[2] и возбуждению ленгмюровской плазменной турбулентности [4, 5–7]. На более поздних этапах воздействия ($t \gtrsim 10^2 - 10^3$ мс) развитие тепловой (резонансной) параметрической неустойчивости (ТПН) вблизи уровня верхнегибридного резонанса (ВГР) BH ($\omega_{pe}(z_{BГP}) = \sqrt{\omega_{BH}^2 - \omega_{He}^2}$) [8] приводит к интенсивной генерации мелкомасштабных искусственных ионосферных неоднородностей (МИИН) с $l_{\perp} < \lambda_{BH}$, сильно вытянутых вдоль направления геомагнитного поля \vec{H}_0 ($l_{\perp} \ll l_{\parallel}$) и верхнегибридной плазменной турбулентности, приводящих к аномальному ослаблению (AO) радиоволн [9–10].

Традиционным методом исследования эволюции возбуждаемой высокочастотной плазменной турбулентности является измерение её характеристик с помощью метода некогерентного рассеяния радиоволн (HPP). В последнее время удалось достигнуть высокого временного (1 мс) и пространственного (150 м) разрешения при локации искусственной плазменной линии в Аресибо на частоте $f_{\rm pag}$ = 430 МГц ($\angle(\vec{k}_{\rm pag}, \vec{H}_0) \simeq 40^\circ$) [4–5]. Наблюдения показали, что с ростом длительности воздействия область возбуждения высокочастотной плазменной турбулентности, на первых миллисекундах локализованная вблизи уровня отражения, расширяется, опускаясь вниз на несколько километров вплоть до уровня ВГР ВН, при этом интегральная интенсивность плазменной линии уменьшается, испытывая overshoot-эффект.

Анализируя данные по эволюции плазменных волн, получаемые с помощью метода HPP, всегда следует помнить, что при использовании одной частоты зондирования $f_{\text{рад}} = ck_{\text{рад}}$ мы получаем информацию только об одной составляющей пространственного спектра ленгмюровской плазменной турбулентности с $k_1 = 2k_{\text{рад}}$ и $\vec{k_1} ||\vec{k}_{\text{рад}}$. При этом верхнегибридные плазменные волны, в силу поперечного к $\vec{H_0}$ направления их распространения, оказываются труднодоступными для прямых наблюдений.

Одним из альтернативных направлений изучения свойств искусственной ионосферной турбулентности (ИИТ) является развитие методов её исследования с помощью искусственного радиоизлучения ионосферы (ИРИ). Это излучение было обнаружено в эксперментах [11] как вторичное электромагнитное излучение шумового характера, основная доля энергии которого сосредоточена в диапазоне отстроек $\Delta f = f_{\rm ИРИ} - f_{\rm BH} \sim \sim \pm 100$ кГц. Генерация ИРИ связывается с обратной трансформацией возбуждаемой высокочастотной плазменной турбулентности [12–17]. По результатам многочисленных измерений наблюдающееся многообразие видов спектров ИРИ удалось классифицировать в зависимости от временной стадии мощного воздействия и частоты BH [12–15]. В области отрицательных отстроек ИРИ $\Delta f^- = f_{\rm BH} - f_{\rm ИРИ}$, где для частот BH, достаточно удалённых от гармоник гирочастоты электронов nf_{He} , сосредоточена основная доля энергии принимаемого излучения, можно выделить несколько его основных компонент.

Нетепловое [18] или стрикционное узкополосное излучение [13, 15] (NC_s — Narrow Continuum, согласно терминологии [13]) в области отстроек $\Delta f_{\rm NC_s}^- \lesssim 10-40$ кГц, где оказывается сосредоточенной основная доля энергии ИРИ на начальных временах мощного воздействия ($t \lesssim 200$ мс), наблюдается при "холодном старте" в условиях предварительно невозмущённой ионосферы. Генерация этой компоненты связывается с развитием СПН вблизи уровня отражения BH [1–2, 15]. Исследования показали, что эффективность генерации NC_s резко возрастает при превышении мощности воздействия порогов возбуждения эффекта ССВ BH $\tilde{P}_{\rm n}^{\rm CCB} \approx 0.7-4$ MBt ($E_{\rm n}^{\rm CCB} \approx 200-600$ мВ/м [19]). Интенсивность излучения достигает своего максимума при максимальном развитии эффекта ССВ BH, после чего уменьшается (overshoot-эффект) и выходит на квазистационарный уровень [15, 20]. Измерения времён релаксации NC_s, позволяющие оценить величину декрементов затухания плазменных волн, выявили их зависимость от мощности BH [15]. Данные одновременных измерений динамики развития плазменной линии и ИРИ в Аресибо, представленные в работе [6], показали подобие формы наблюдаемых спектров и их эволюции на временах $t \leq 500$ мс. Обнаружение генерации ИРИ на начальной стадии воздействия [18, 20] и выделение его как отдельной компоненты — NC_s [15] открывает дополнительные возможности для диагностики ленгмюровской плазменной турбулентности в области отражения BH.

С ростом длительности воздействия до нескольких секунд при превышении мощности воздействия порогов возбуждения эффекта АО ВН $\tilde{P}_{\Pi}^{AO} \approx 0.5-2$ МВт ($E_{\Pi}^{AO} \approx 20-40$ мВ/м) [19] вблизи уровня отражения ВГР начинается развитие ТПН, при этом область возбуждения СПН вблизи уровня отражения ВН экранируется [2, 18], а интенсивность NC_s резко уменьшается [9–10, 15]. На этой стадии начинают формироваться другие компоненты ИРИ: тепловое узкополосное излучение (NC_t) на частотах с $\Delta f_{\rm NCt}^{--} \lesssim 8$ кГц [15], главный спектральный максимум (DM — Downshifted Maximum [12–14]) в области отстроек $\Delta f_{\rm DM}^{--} \simeq 9-18$ кГц и широкополосная компонента излучения (BC — Broad Continuum [12–13]) с $\Delta f_{\rm BC}^{--} \simeq 15...20 \div 60...120$ кГц, которые и определяют вид стационарного спектра ИРИ. В настоящее время измерение характеристик излучения в области DM и BC эффективно используется как для диагностики эволюции МИИН (диагностическое ИРИ или ДИРИ [18, 21]), так и верхнегибридной плазменной турбулентности [22, 23]. В частности, обнаружено существование временной задержки для процесса релаксации BC, возрастание времён релаксации ИРИ при переходе от дневных к ночным условиям наблюдений [22] и их резкое уменьшение с приближением частоты BH к nf_{He} [236].

В данной работе представлены результаты детальных и последовательных измерений временных характеристик NC_s, DM и BC в условиях "холодного старта", квазинепрерывного и дополнительного нагрева ионосферной плазмы, выполненных на нагревном стенде "Сура" (Васильсурск) за период 1991—1995 гг. Во втором разделе описаны схема проведения измерений и обработки данных, позволяющих проводить наблюдения с высоким временным разрешением $\sim 0,3$ мс, проводится анализ зависимости времён развития и релаксации ИРИ от длительности и мощности воздействия, величины отстройки Δf^- , степени возмущённости ионосферной плазмы и времени суток, а также сопоставле-



Рис. 1. Эволюция развития интенсивности ИРИ и ВН (пунктир) в условиях "холодного старта" для $\Delta f^- \simeq 11 \,\mathrm{kfr}(a)$ и $\Delta f^- \simeq 23 \,\mathrm{kfr}(6)$. Данные получены на стенде "Сура" 3 апреля 1995 г., 18:38:40 мск, $f_{\rm BH} = 4785,6$ кfu, $\tilde{P}_{\scriptscriptstyle 9} \simeq 75$ МВт ($E_1 \simeq 3,6$ В/м, $z_0 \simeq 201$ км, $L \simeq 76$ км.)

ние результатов измерений NC_s с данными по эволюции DM и BC. На основании выполненных исследований проводится анализ характеристик эволюции ленгмюровской (по данным измерений NC_s) и верхнегибридной (по данным измерений DM и BC) плазменной турбулентности. В третьем разделе рассматриваются возможные механизмы наблюдаемого усиления бесстолкновительного затухания плазменных волн с ростом мощности и длительности воздействия, связываемые с ускорением надтепловых электронов и возбуждением режимов сильной турбулентности, проводится сопоставление с результатами исследований эволюции ленгмюровской турбулентности с помощью метода HPP. В Заключении суммируются результаты проведённых исследований и рассматриваются перспективы метода изучения ИИТ с помощью ИРИ.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

2.1. Методика проведения измерений и обработки данных

Интегральная (по объёму возмущённой области ионосферы) природа формирования ИРИ приводит к невозможности прямого определения областей локализации источников его генерации с хорошим пространственным разрешением. Для проведения адекватного анализа свойств возбуждаемой плазменной турбулентности по результатам измерений ИРИ в ряде случаев важным оказывается выбор временной схемы воздействия и разноса частот возмущающих передатчиков, позволяющей исключить или уменьшить влияние тех или иных нелинейных механизмов на генерацию излучения.

На рис. 1 приведены примеры регистрации в реальном времени сигнала ВН и двух отстроек ИРИ, которые достаточно наглядно демонстрируют наличие нескольких временных стадий в развитии интенсивности излучения. Даже для единичной реализации сигнала ИРИ можно выделить два основных максимума в интенсивности излучения: начальный максимум, отвечающий генерации NC_s вблизи

уровня отражения ВН на "стрикционных" временах $t \sim 1-10$ мс, и максимум, отвечающий генерации DM и BC для выбранных отстроек вблизи уровня ВГР ВН на временах развития тепловых процессов $t \sim 500$ мс-2 с. Соответственно можно выделить и два наиболее ярко выраженных overshoot-эффекта после развития этих максимумов ИРИ. Здесь и далее на рисунках резкие периодические всплески интенсивности принимаемого сигнала ИРИ длительностью $\simeq \delta f_{\rm np}^{-1}$ после включения (выключения) импульса ВН, отмеченные ×, вызваны реакцией полосовых фильтров приёмника на резкие изменения амплитуды принимаемого сигнала ВН, являющегося суперпозицией "земной" и небесной волны с учётом её многократного отражения от ионосферы, S (a.u.) — интенсивность сигнала в относительных единицах.

С целью исследования характера развития и релаксации NC_s использовались режимы излучения коротких импульсов BH с $\tau_{\mu} \lesssim 100...200$ мс и $T_{\mu} \sim 1-10$ с $(T_{\mu}/\tau_{\mu} = Q \gg 1)$ с тем, чтобы средняя мощность воздействия $\langle P_{\mu} \rangle = P_{\mu}/Q$ не превышала пороговых значений $\tilde{P}_{\pi}^{AO} \simeq 0.5-2$ MBr (условие "холодного старта" [19, 21]). Для всех измерений делались оценки амплитуды электрического поля BH (в [мB/м]) вблизи уровня отражения ($\vec{E}_{BH} || \vec{H}_0$) в первом максимуме функции Эйри с учётом эффектов разбухания, сферической расходимости и угла наклона геомагнитного поля $\vec{H}_0 \alpha = 19.5^{\circ}$ [3, 24]:

$$E_{1} \simeq \frac{300\sqrt{3.6\,\tilde{P}_{9}\,(2\,\pi\,L/\,\lambda_{\rm BH})^{\frac{1}{3}}}}{2\,\sin^{\frac{2}{3}}\alpha\,z_{0}}\,,\tag{1}$$

где $\tilde{P}_{\mathfrak{I}}$ — эффективная мощность излучения нагревного стенда в [кВт] с учётом линейного затухания ВН в нижней ионосфере, определяемого методом измерения амплитуд первого и второго отражения сигнала ВН [2], λ_{BH} — длина ВН, z_{o} — высота отражения ВН в [км] и $L = \left(\frac{1}{N}\frac{\partial N}{\partial z}\right)^{-1}$ — характерный масштаб для линейного слоя плазмы определялись из ионограмм.

Амплитуду поля $E_n(z_n)$ для остальных n максимумов стоячей волны в области квазипоперечного распространения ВН можно оценить из выражения для её огибающей (для $z_0 - z_n > (\lambda_{\rm BH}^2 L \sin^2 \alpha)^{1/3}$, [23]):

$$E_n \simeq 0.56 E_1 \left(\lambda_{\rm BH}^2 L \sin^2 \alpha\right)^{\frac{1}{6}} (z_0 - z_n)^{-\frac{1}{2}},$$

$$z_0 - z_n \approx \Phi_n \left[\lambda_{\rm BH}^2 L \sin^2 \alpha / (4\pi^2)\right]^{\frac{1}{3}},$$
(2)

где Φ_n — аргумент функции Эйри в её n-м максимуме^{*}.

Для исследования эволюции компонент "теплового" ИРИ — DM и BC — применялся режим длительного квазинепрерывного воздействия BH с использованием импульсов с малой скважностью их излучения ($Q \simeq 1$: $\tau_{\rm H} = 80-180$ мс, $T_{\rm H} = 100-200$ мс) для поддержания квазистационарных условий теплового расслоения плазмы. Амплитуду поля BH (в [мB/м]) в условиях квазипродольного характера её распространения вблизи уровня ВГР ($\vec{E}_{\rm BH} \perp \vec{H}_0$) можно оценить с помощью выражения [24]

$$E_{\rm BFP} \simeq \frac{300\sqrt{\tilde{P}_{\rm 9}}}{z_{\rm BFP}},\tag{3}$$

и оно оказывается почти на порядок меньше E_1 .

Дополнительную информацию об эволюции ионосферной турбулентности дают исследования по двухчастотному воздействию на ионосферную плазму с $|f_{\rm BH\,1} - f_{\rm BH\,2}| \gtrsim 300$ кГц. Достаточно большой

316

^{*}Более точные выражения для распределения амплитуды поля ВН вблизи уровня отражения можно найти в [25].

разнос частот передатчиков практически исключает пространственное перекрытие областей генерации излучения для каждой из частот ВН в результате развития СПН и ТПН. Однако, если высокочастотные плазменые волны могут выходить из областей своей генерации лишь на длину своего пространственного затухания ($l_{\text{зат}} \simeq v_{\text{гр}} \tau_{\text{рел}} < 100 \text{ м}$ [8]), то низкочастотные возмущения концентрации и температуры ионосферной плазмы, а также ускоренные плазменной турбулентностью электроны могут распространяться вдоль магнитного поля на значительные расстояния порядка 5–15 км, определяемые характерной длиной продольной диффузии, теплопроводности и свободного пробега надтепловых электронов [26].

Как правило, воздействие на одной из частот осуществлялось короткими импульсами BH с $\tau_{\mu} \simeq 20-25 \text{ мс} << T_{\mu}$ (диагностический режим излучения, не приводящий к развитию и поддержанию процессов теплового расслоения плазмы, в котором BH играла роль диагностической волны (ДВ) при $\tilde{P}_{9} \lesssim 10 \text{ MBr}$ и $Q \gtrsim 50 \ [21]$). На другой частоте для возбуждения низкочастотных возмущений осуществлялся дополнительный квазинепрерывный нагрев ионосферной плазмы в течение 30-60 c ($\tilde{P}_{9} \simeq 40-60 \text{ MBr}$). Такая временная схема излучения позволяет исследовать влияние дополнительного нагрева на эволюцию плазменной турбулентности на миллисекундных временах при различном, но медленно изменяющемся уровне дополнительных низкочастотных возмущений, распространяющихся вдоль геомагнитного поля и имеющих характерные времена развития и релаксации порядка нескольких секунд [9].

Регистрация ИРИ осуществлялась на приёмном пункте, расположенном в 1 км от нагревного стенда "Сура", на антенну круговой поляризации с коэффициентом усиления $G \simeq 5-10$ дБ. Использование приёмной аппаратуры с гауссовыми фильтрами в частотной полосе приёма $\delta f_{\rm np}^{\rm r} \simeq 3$ кГц обеспечивало проведение измерения временных характеристик эволюции ВН и ИРИ с высоким временны́м разрешением порядка 300 мкс. Использование такой достаточно широкой полосы приёма не позволило провести измерения в области генерации NC_s и NC_t с $|\Delta f^-| \lesssim 7$ кГц, поэтому далее для обозначения стрикционной узкополосной компоненты используется сокращение NC. Регистрация данных осуществлялась на 7-канальном магнитном носителе HO–67 с их последующим аналого—цифровым преобразованием и линейным усреднением по 30–100 импульсам с целью уменьшения дисперсии исследуемых сигналов. Кроме того, для исследования изменения интенсивности излучения от импульса к импульсу (эволюции огибающей) при регистрации сигнала использовалась техника стробированного приёма каждого импульса на временном интервале $\delta t = \tau_{\rm строб}$ по методике, описанной в [18, 21]. При

стробировании принимаемый импульсный сигнал A(t) обрабатывается по алгоритму $\overline{A} = \frac{1}{\delta t} \int_{0}^{t} A(t) dt$

на временной выборке $\delta t = \tau_{\rm строб}, \delta t \gg \delta f_{\rm пp}^{-1}$. Полученные значения \overline{A} дискретизируются с периодом следования импульсов $T_{\rm H}$.

2.2. Эволюция ИРИ на различных стадиях воздействия мощной радиоволной на ионосферную плазму

Детальные исследования процессов развития и релаксации ИРИ на различных стадиях мощного воздействия с использованием методики накопления и усреднения сигналов были проведены на стенде "Сура" 31 марта 1995 г. для $f_{\rm BH} = 4785$ кГц, $\tilde{P}_0^{\mathfrak{s}} \simeq 70$ МВт при пяти различных режимах излучения ВН: [+15 мс, -985 мс], [+30 мс, -970 мс], [+100 мс, -4900 мс], [+200 мс, -9800 мс] и [+180 мс, -20 мс].

На рис. 2 для отстройки $\Delta f^- \simeq 13$ кГц приведена эволюция излучения в импульсе на начальной, стрикционной стадии воздействия (панель (а), $t \lesssim 200$ мс, осциллограмма (NC)) и в стационарных условиях развития ТПН при квазинепрерывном нагреве (панель (б), $t \gtrsim 30$ с, осциллограмма (DM)),



Рис. 2. Зависимость эволюции интенсивности ИРИ для $\Delta f^- = 13$ кГц от длительности импульса при максимальных мощностях воздействия. Усреднение проведено по 75 импульсам. Данные получены на стенде "Сура" 31 марта 1995 г., 17:02–17:20 мск, $f_{\rm BH} = 4785$ кГц, $\tilde{P}_{\mathfrak{s}} \simeq 70$ МВт ($E_1 \simeq 3,6$ В/м, $z_0 \simeq 198$ км, $L \simeq 89$ км.)

а также отражённого от ионосферы сигнала ВН.* Динамику развития интенсивности ИРИ можно разделить на несколько характерных этапов. На временах максимального развития эффекта ССВ ВН, характеризующегося величиной $k_p = (S_0 - S_1)/S_0$ [2], наблюдается формирование начального (стрикционного) максимума излучения ($\tau_{M_1}^{\rm NC} \simeq 1-3$ мс). Далее интенсивность ИРИ начинает уменьшаться (overshoot-эффект) до минимальных значений, на 6–10 дБ ниже максимального уровня ($\tau_{ov}^{\rm NC} \simeq 20-40$ мс). Затем интенсивность ИРИ вновь начинает нарастать, и в эволюции излучения формируется второй, более слабый постстрикционный временной максимум ($\tau_{M_2}^{\rm NC} \simeq 80-140$ мс). Сопоставление временного хода изменения интенсивности ИРИ и отражённого сигнала ВН обнаруживает их антикорреляционный характер [15], когда росту интенсивности NC отвечает подавление сигнала ВН и наоборот. С ростом длительности нагрева в эволюции ИРИ формируется третий временной максимум, отвечающий стадии развития DM в спектре ИРИ ($\tau_{M_3} \simeq 0,5-2$ с), в некоторых случаях по интенсивности не уступающий начальному (см., напр., рис. 1). Переход к стационарному спектру ИРИ и здесь сопровождается overshoot-эффектом с уменьшением интенсивности на 10–15 дБ. Эволюцию ИРИ на этой стадии нагрева в области DM для 180 мс импульса ВН после короткой паузы в 20 мс демон-

^{*}Здесь и далее на рисунках нормировка интенсивности принимаемого сигнала ИРИ проводилась на величину S_{al} = 3 · 10⁻⁹ Вт/Гц, соответствующую спектральной плотности мощности шумового сигнала на выходе генератора шума при V_{эфφ} = 1 В, Ω_{вх} = 75 Ом.

стрирует осциллограмма (DM) на рис. 2б. Здесь можно увидеть качественное повторение всех стадий развития, описанных выше для NC, с менее ярко выраженным максимумом в начале воздействия ($\tau_{M_1}^{\rm DM} \simeq 3-5$ мс), последующим более слабым (не более 4 дБ) overshoot-эффектом ($\tau_{\rm ov}^{\rm DM} \simeq 10-20$ мс), вторым максимумом излучения ($\tau_{M_2}^{\rm DM} \simeq 50$ мс) с дальнейшим переходом к стационарному уровню DM через квазипериодические затухающие колебания его интенсивности с периодом ~ 50 мс. В целом, времена $\tau_{\rm ov}$, τ_{M_2} для DM в условиях квазинепрерывного воздействия короче в 2 раза по сравнению с соответствующими временами для NC.

На рис 2в приведены осциллограммы эволюции излучения для стадии его релаксации после выключения ВН на различных этапах развития ИРИ. Видно, что характерные времена релаксации NC, на начальной стадии развития overshoot-эффекта ($\tau_{\mu} = 15 \text{ мc}$) составляющие $\tau_{\text{рел}} \simeq 1.4 \text{ мc}^*$, уменьшаются до двух раз при максимальном развитии overshoot-эффекта ($\tau_{\mu} = 30 \text{ мc}$), составляя $\tau_{\text{рел}} \simeq 0.7 \text{ мc}$. На временах формирования второго максимума NC ($\tau_{\mu} = 100 \text{ мc}$) времена релаксации возрастают до $\tau_{\text{рел}} \simeq 2.2 \text{ мc}$, далее уменьшаясь до $\tau_{\text{рел}} \simeq 1.6 \text{ мc}$ ($\tau_{\mu} = 200 \text{ мc}$). На стадии развития DM ($t \gtrsim 1 \text{ c}$) времена релаксации уменьшаются до $\tau_{\text{рел}} \simeq 0.8-1 \text{ мc}$, оказываясь близкими к минимальным для NC, и практически не изменяются с ростом длительности квазинепрерывного нагрева [22, 23].

Наиболее важным результатом этих исследований является обнаружение уменьшения времён релаксации NC до двух раз с развитием overshoot-эффекта. Не исключено, что рост декрементов затухания ленгмюровской турбулентности $\nu = \tau_{pen}^{-1}$ на стадии развития overshoot-эффекта может являться и причиной самого эффекта, как это предполагается в [27]. С другой стороны, для квазинепрерывного режима нагрева, в условиях развития верхнегибридной плазменной турбулентности на временах воздействия $t \gtrsim 1$ с времена релаксации DM и BC практически не меняют своих значений $\tau_{pen} \simeq 1,0-1,5$ мс как на стадии развития временного максимума DM и BC, так и при дальнейшем развитии "теплового" overshoot-эффекта и установлении квазистационарного уровня излучения. Повидимому, механизмы развития overshoot-эффекта на тепловой стадии развития ИРИ прямо не связаны с вариациями величины декрементов затухания плазменных волн, а определяются аномальным ослаблением излучения при его рассеянии на интенсивных МИИН, как это предполагается в [16, 17].

Интересными представляются и результаты исследований эволюции ИРИ на временах воздействия $t \sim 100-200$ мс на стадии развития второго, постстрикционного максимума с одновременным возрастанием времён релаксации излучения. Этот временной интервал отвечает области перехода от стрикционной к тепловой стадии развития плазменной турбулентности между уровнем отражения и ВГР ВН, когда наблюдается формирование квазипериодических осцилляций ("пичков") в эволюции сигнала ВН [15].

На основании представленных данных можно сделать вывод о возрастании декремента затухания ленгмюровской плазменной турбулентности на стадиях развития overshoot-эффекта для NC и верхнегибридной плазменной турбулентности в условиях квазинепрерывного нагрева (DM и BC) до $\nu = \tau_{\rm per}^{-1} \simeq 700-1000 \, {\rm c}^{-1}$ по сравнению с его величиной $\nu \simeq 400-650 \, {\rm c}^{-1}$ для временных стадий развития максимумов NC.

2.3. Зависимость эволюции ИРИ от величины отстройки

Результаты измерений спектральных и временных характеристик излучения на начальной стадии воздействия, выполненные с хорошим частотным разрешением [15], показали, что в пределах погрешности измерений NC представляет собой непрерывный спектр излучения, интенсивность которого монотонно уменьшается с ростом величины отстройки. Временное разрешение этих измерений состав-

^{*}В аналогичных измерениях в сентябре 1996 г. для $\tau_{\mu} = 10$ мс наблюдались ещё бо́льшие времена релаксации NC $\tau_{\text{рел}} \simeq 1,8$ мс.

ляло несколько миллисекунд, поэтому приемлемые по точности наблюдения динамики развития и релаксации излучения проведены не были. Исследования эволюции NC для нескольких фиксированных отстроек с временным разрешением ~ 300 мкс были проведены на стенде "Сура" в апреле 1995 г. для $\tau_{\rm H} = 15-200$ мс при $f_{\rm BH} = 4785,6$ кГц и $\tilde{P}_{\rm P} \simeq 75$ МВт. Результаты обработки данных для режима воздействия [+15 мс, -985 мс] представлены на рис. За.

Анализ эволюции NC в диапазоне отстроек $\Delta f^- \simeq 8-28$ кГц позволяет сделать следующие выводы. После включения BH интенсивность излучения быстро нарастает и достигает своего максимума на временах $\tau_{\rm M_1} \simeq 1-8$ мс, где меньшие времена соответствуют меньшим отстройкам. Затем интенсивность NC начинает уменьшаться, испытывая overshoot-эффект, величина которого составляет 6-12 дБ, уменьшаясь с ростом отстройки и, следовательно, с уменьшением спектральной интенсивности излучения. Такая динамика развития излучения приводит к тому, что для малых отстроек $\Delta f^- \simeq 8-11$ кГц наблюдается ярко выраженный начальный максимум. Спектр NC при этом, имеющий максимальный темп спадания на 1-2 мс воздействия ~ 4 дБ/кГц, к 10-15 мс импульса имеет наклон ~ 1 дБ/кГц и может быть аппроксимирован степенной функцией вида $S(f) \propto S(f_0) \times 10^{(f-f_0)/10}$ (где $f - f_0$ в [кГц]). Времена развития overshoot-эффекта $\tau_{\rm ov}$, соответствующие достижению минимального уровня интенсивности NC, составляют $\tau_{\rm ov} \simeq 10-20$ мс для отстроек $\Delta f^- \simeq 8-11$ кГц, увеличиваясь до $\tau_{\rm ov} \simeq 30-40$ мс для $\Delta f^- \simeq 20-30$ кГц. Таким образом, момент выключения 15 мс импульса BH отвечает различным стадиям в развитии overshoot-эффекта для разных отстроек NC.

После выключения BH интенсивность излучения экспоненциально уменьшается с характерным временем $\tau_{\rm pen}$. При этом для отстроек $\Delta f^- = 8-11$ кГц, релаксация излучения для которых происходит уже после развития overshoot-эффекта, времена релаксации составляют $\tau_{\rm pen} \simeq 0.8-1.2$ мс. Они возрастают до $\tau_{\rm pen} \simeq 1.8-2.0$ мс с ростом отстройки до $\Delta f^- = 22-28$ кГц, для которых момент выключения BH отвечал начальной стадии развития overshoot-эффекта. Полученные зависимости характеристик развития и релаксации NC от величины отстройки могут служить дополнительным подтверждением вывода об уменьшении времён релаксации NC с развитием overshoot-эффекта, сделанного выше в п. 2.1. Для 15-миллисекундного импульса BH наблюдаемая зависимость $\tau_{\rm pen}(\Delta f^-)$ имеет вид $\tau_{\rm pen} \propto \Delta f^-$. Подобный характер релаксации приводит к ещё большему уменьшению наклона спектра NC с темпом < 1 дБ/кГц.

Время релаксации интегральной интенсивности спектра NC $S^{\Sigma} = = \int_{f_{\min}}^{f_{\max}} S(f) df$ в области ре-

^{*J*min} гистрируемых отстроек $\Delta f^- = 8-28$ кГц составляло $\tau_{\rm pen}^{\Sigma_{\rm c}} \simeq 1,3$ мс. В предположении, что к концу воздействия наклон спектра NC сохраняет свою величину ~ 1 дБ/кГц вплоть до $\Delta f^- \simeq 0$, что подтверждается измерениями [15], времена релаксации интегральной интенсивности до спектра плоской формы могут уменьшиться до $\tau_{\rm pen}^{\Sigma_{\rm c}} \simeq 0,8$ мс. Таким образом, времена релаксации интегральной интенсивности спектра NC оказываются близкими к временам релаксации спектральных составляющих с $\Delta f^- \simeq 10$ кГц.

Необходимо отметить, что с ростом длительности воздействия и выходом интенсивности излучения на квазистационарный уровень зависимость времени релаксации NC от величины отстройки ослабевает, и для режимов излучения BH с $\tau_{\mu} = 100$ и 200 мс с периодом следования импульсов 5 с и 10 с она практически отсутствовала [15].

Наряду с исследованиями эволюции спектра NC на стадии развития ленгмюровской плазменной турбулентности были выполнены измерения характеристик DM и BC на стадии развития верхнегибридной плазменной турбулентности при использовании квазинепрерывного режима излучения BH [+80 мс, -20 мс]. На рис. Зб приведены осциллограммы эволюции интенсивности DM и BC для пяти отстроек, аналогичных представленным на рис. За для NC. Отмечая подобие динамики развития излучения для соответствующих отстроек на рис. Зб и За, можно видеть, что на тепловой стадии воз-



Рис. 3. Зависимость эволюции интенсивности ИРИ от величины отстройки Δf^- для NC — $\tau_{\rm H} = 15$ мс, $T_{\rm H} = 985$ мс (a), DM и BC — $\tau_{\rm H} = 80$ мс и $T_{\rm H} = 100$ мс (б). Усреднение проведено по 75 импульсам. Данные получены на стенде "Сура" З апреля 1995 г., $f_{\rm BH} = 4785,6$ кГц, $\tilde{P}_{
m s} \simeq 75$ МВт; (a) — 17:30 – 17:50 мск, $(E_1 \simeq 3,6$ В/м, $z_0 \simeq 201$ км, $L \simeq 76$ км), (6) — 18:30 – 19:00 мск, ($E_{\rm BFP} \simeq 0,41$ В/м, $z_0 \simeq 199$ км, $L \simeq 76$ км.)

Е. Н. Сергеев и др.

действия начальный максимум излучения для DM и BC менее выражен по сравнению с NC, а величина overshoot-эффекта не превышает 4 дБ. На временах $t \simeq 50$ мс здесь наблюдается второй максимум излучения, для которого интенсивность практически полностью восстанавливается до уровня начального максимума.

Процесс релаксации "теплового" ИРИ по сравнению с NC носит несколько иной характер. В отличие от экспоненциального для NC с $\tau_{\rm peл} \propto \Delta f_{\rm NC}^-$, здесь минимальные времена релаксации $\tau_{\rm peл} \simeq 1,0$ мс в спектре ИРИ отвечают области максимальной интенсивности DM, возрастая до $\tau_{\rm peл} \simeq 1,25$ мс с уменьшением отстройки до $\Delta f^- = 8$ кГц. В области ВС (напомним, $\Delta f_{\rm BC}^- \gtrsim 15$ кГц) релаксация излучения после выключения ВН начинается через некоторое время задержки $\tau_{\rm saga} \simeq 1,2-2,5$ мс, величина которой возрастает с ростом отстройки, и приблизительно постоянным характерным временем последующей релаксации с $\tau_{\rm peл} \simeq 1,4$ мс, не зависящем от величины отстройки. Такая картина релаксации полностью соответствует результатам наших более ранних измерений для $f_{\rm BH} = 5750$ кГц [22, 23]. Время релаксации интегральной интенсивности спектра ИРИ в этих измерениях составляло $\tau_{\rm pen}^{\Sigma_{\rm f}} \simeq 1,4$ мс, соответствуя характерным временам релаксации ВС без учёта времени задержки, и что близко к измерения $\tau_{\rm pen}^{\Sigma_{\rm c}} \simeq 0,8-1,3$ мс для NC.

Таким образом, для процесса релаксации NC, DM и BC минимальные времена релаксации отвечают наиболее интенсивным составляющим спектра ИРИ, возрастая с ростом отстройки. Однако, если для ленгмюровской плазменной турбулентности эта зависимость может быть связана с вариациями декремента затухания плазменных волн для различных спектральных составляющих NC на различных стадиях развития overshoot-эффекта, то для верхнегибридной плазменной турбулентности релаксации ИРИ с наличием времени задержки в области BC может отражать процесс нелинейной перекачки энергии по спектру в сторону меньших частот, как это предполагается в [22, 23]. Времена релаксации интегральной интенсивности ИРИ определяют некоторые средние декременты затухания плазменных выше данных измерений составляют $\nu = (\tau_{\rm pen}^{\Sigma_{\rm c}})^{-1} \simeq 770-1200 \, {\rm c}^{-1}$ для ленгмюровской плазменной турбулентности на стадии развития СПН и $\nu = (\tau_{\rm pen}^{\Sigma_{\rm r}})^{-1} \simeq 700 \, {\rm c}^{-1}$ для верхнегибридной плазменной ТПН.

Е.Н.Сергеевидр.

2.4. Зависимость эволюции ИРИ от мощности ВН

В июне 1994 г. и апреле 1995 г. на стенде "Сура" были проведены исследования зависимости временных характеристик эволюции ИРИ от мощности ВН для различных режимов излучения ВН на частоте $f_{\rm BH} = 4785 \, {\rm kFu}$ [15]. На рис. 4 приведены примеры осциллограмм ВН и ИРИ для отстройки $\Delta f^- \simeq 11-13 \, {\rm kFu}$ при разных мощностях ($\tilde{P}_{3} \simeq 2-80 \, {\rm MBr}$) и длительностях импульса ВН ($\tau_{\rm H} = 15-200 \, {\rm mc}, T_{\rm H} = 1-10 \, {\rm c}$) для характерных случаев, когда наблюдались наиболее существенные изменения в эволюции NC.

На основании всей совокупности проведённых измерений на рис. 5а для отстройки $\Delta f^- \simeq 13$ кГц построены зависимости времени достижения начального максимума ($\tau_{\rm M1}$) и минимума интенсивности NC на стадии развития overshoot-эффекта ($\tau_{\rm ov}$) от мощности BH. Как видно из рис. 5а, с ростом мощности BH наблюдается уменьшение величин $\tau_{\rm M1}$, $\tau_{\rm ov}$. Зависимость $\tau_{\rm M1}$ и $\tau_{\rm ov}$ от мощности BH может быть представлена в виде τ_1 , $\tau_{\rm ov} \propto \tilde{P_9}^{-\frac{1}{2}}$, показатель степени которой несколько возрастает для $\tilde{P_9} \simeq 75$ MBT.

Наблюдения выявили значительный разброс данных при исследовании зависимости абсолютного значения интенсивности NC от мощности BH. В среднем, на стадии развития начального максимума NC она может быть представлена в виде $S_{\rm M} \propto \tilde{P}_{9}^{(1...2)}$. Отношение максимальной интенсивности NC к минимальной ($S_{\rm M}/S_{\rm ov}$), характеризующее величину overshoot-эффекта, возрастает с ростом мощности как $S_{\rm M}/S_{\rm ov} \propto \tilde{P}_{9}^{0,35...0,4}$, составляя 8–10 дБ для $\tilde{P}_{9} \simeq 75$ MBт. Таким образом, с ростом мощности BH отмечается возрастание интенсивности начального максимума NC с одновременным увеличением величины последующего overshoot-эффекта при уменьшении времён их развития.

Вместе с тем, наиболее интересным является факт обнаружения достаточно сильной зависимости от мощности ВН времён релаксации излучения. Из данных, представленных на рис. 4, видно, что с ростом мощности воздействия при превышении некоторого её значения $\ddot{P}^*_{\mathfrak{p}}$ наблюдается существенное уменьшение (до 4 раз) времён релаксации NC. Величина \tilde{P}^*_{2} оказывается зависящей от длительности импульса ВН. Так, для $\tau_{\rm H}=200$ мс времена релаксации NC уменьшаются от $\tau_{\rm pen}\simeq4,5$ мс до $au_{
m pen} \simeq 1,1$ мс с ростом мощности ВН от $ilde{P}_{\scriptscriptstyle 9}^* \simeq 4$ МВт до $ilde{P}_{\scriptscriptstyle 9} \simeq 16$ МВт (рис. 4a). При уменьшении дли-. тельности импульса до $au_{
m u}=30$ мс уменьшение времени релаксации от $au_{
m pen}\simeq4,8$ мс до $au_{
m pen}\simeq1,2$ мс происходит уже при большей мощности ВН $\tilde{P}_{2} > \tilde{P}_{2}^{*} \simeq 10 \text{ MBt}$ (рис. 4б), а для $\tau_{\mu} = 15 \text{ мс}$ начало уменьшения времени релаксации от $au_{
m pen} \simeq 3,5$ мс до $au_{
m pen} \simeq 1,4$ мс наблюдалось при ещё большей мощности $P_{\mathfrak{I}} > P_{\mathfrak{I}}^* \simeq 18 \text{ MBr}$ (рис. 4в). Аналогичная зависимость времени релаксации NC от мощности воздействия и длительности импульса ВН наблюдалась и для больших отстроек спектра NC, поэтому данную зависимость можно отнести к времени релаксации интегральной интенсивности спектра излучения. В измерениях эволюции ИРИ для квазинепрерывного режима воздействия [+80 мс, -20 мс] не было обнаружено существенных изменений для времен релаксации ИРИ при уровнях мощности ВН $P^{\mathfrak{s}} \gtrsim P_0^{\mathfrak{s}}/8 \simeq 7-9 \text{ MBr}$ (см рис. 5б). Слабая зависимость от мощности BH параметров релаксации для DM и BC при $P_{\mathfrak{p}} \gtrsim 10$ MBт отмечается и в [23]. К сожалению, исследования процесса релаксации DM и BC для меньших мощностей BH проведены не были. Тем не менее, необходимо подчеркнуть, что в проведённых измерениях времена релаксации для DM и BC, $\tau_{\rm pen} \simeq 1,0-1,6$ мс, остаются меньше в 3-4 раза по сравнению с максимальными $au_{\rm pen} \simeq 4,5$ мс для NC.

Результаты исследований зависимости времени релаксации ИРИ от мощности и длительности воздействия, представленные на рис. 56, позволяют сделать следующие выводы. Для вечерних условий проведения измерений при $z_0 > 200-220$ км максимальные времена релаксации $\tau_{\rm pen} \simeq 4,5$ мс, наблюдаемые в эволюции ИРИ при $\tilde{P}_{\mathfrak{s}} \lesssim \tilde{P}_{\mathfrak{s}}^*$ связаны со столкновительным затуханием плазменных волн с декрементом $\nu \simeq \nu_{ei} \simeq 220$ с⁻¹, определяемым электронно-ионными соударениями. Наличие достаточно резкого (до 4 раз) уменьшения времён релаксации излучения для мощностей ВН $\tilde{P}_{\mathfrak{s}} > \tilde{P}_{\mathfrak{s}}^*$ может являться свидетельством о включении дополнительных механизмов аномально быстрого зату-



Рис. 4. Примеры эволюции интенсивности NC для различной мощности и длительности импульса BH при $\Delta f^- \simeq 11-13$ кГц (для (а) временной масштаб при $t \geq 200$ мс увеличен в 8 раз). Данные получены на стенде "Сура" 17 июня 1994 г., 19:14 — 22:15 мск (а, б (левая панель)) и 3 апреля 1995 г., 17:50 — 18:10 мск (б (правая панель), в) при $f_{\rm BH} = 4785$ кГц.

Е.Н.Сергеев и др.



Рис. 5. Зависимость характерных времён развития (а) и релаксации (б) интенсивности ИРИ от мощности ($\tilde{P}_0^9 \simeq 75 \text{ MBt}$) и режима излучения ВН для $\Delta f^- \simeq 11-13 \text{ кГц}$.

хания ленгмюровской и верхнегибридной плазменной турбулентности с ростом мощности воздействия. Обнаруженная зависимость величины \tilde{P}_{9}^{*} от длительности импульса BH, а именно возрастание значений \tilde{P}_{9}^{*} от 4 MBт до 18 MBт при уменьшении τ_{μ} от 200 мс до 15 мс, и её сопоставление с зависимостью характерных времён развития NC $\tau_{M_{1}}$, τ_{ov} от мощности BH (см. рис. 5а) дают основания предполагать, что времена развития механизмов аномального затухания определяются временами развития ленгмюровской плазменной турбулентности, а их включение должно происходить уже на стадии развития начального максимума NC. Это подтверждается измерениями времён релаксации NC при $\tilde{P}_{9} \simeq 18$ MBT для $\tau_{\mu} = 15$ мс ($\tau_{pen} \simeq 3,5$ мс, рис. 4в) и $\tau_{\mu} = 30$ мс ($\tau_{pen} \simeq 1,2$ мс, рис. 4б), когда с ростом длительности воздействия наблюдается возрастание декремента затухания до 3 раз.

Отметим, что все приведённые для NC данные и зависимости отвечают вечерним и ночным условиям наблюдений. В дневное время для $\tau_{\mu} \simeq 20-30$ мс и $\tilde{P}_{\Im} \simeq 10$ MBT достаточно часто регистрировались значения времён релаксации NC $\tau_{\rm pen} \simeq 1-1,3$ мс в отличие от $\tau_{\rm pen} \simeq 4,5-6,0$ мс для ночных часов наблюдений. Времена релаксации DM и BC также могут немного возрастать — до $\tau_{\rm pen} \simeq 2,0-2,4$ мс для поздних вечерних условий наблюдений [22]. Наблюдаемые вариации значений \tilde{P}^* в течение суток и снижение пороговых значений мощности BH для перехода к аномальному затуханию плазменных волн в дневных условиях могут свидетельствовать о влиянии фотоэлектронов, эффективно ускоряемых плазменной турбулентностью, на процесс диссипации её энергии.

Сопоставление результатов исследований эволюции ИРИ от мощности ВН в условиях "холодного старта" и квазинепрерывного воздействия показывают, что величина декрементов затухания высо-

кочастотной плазменной турбулентности в значительной степени определяется не только интенсивностью поля BH в возмущённой области ионосферы, но и уровнем развития и сортом самой турбулентности, зависящим от длительности воздействия. Если для ленгмюровской турбулентности вблизи уровня отражения величина поля BH, соответствующая $\tilde{P}_{\mathfrak{s}}^*$, принимает значения $E_1^* \simeq 0.7-1.8$ B/м, то для верхнегибридной плазменной турбулентности включение механизмов аномального затухания происходит заведомо при $\tilde{P}_{\mathfrak{s}} \simeq 9$ MBT или $E_{\mathsf{BFP}} \simeq 0.14$ B/м, что почти на порядок меньше E_1^* . Однако при этом интенсивности обеих сортов турбулентностей могут быть сопоставимы (см. раздел 3). Обнаруженное возрастание декрементов затухания плазменных волн с ростом мощности BH (при $\tilde{P}_{\mathfrak{s}} > \tilde{P}_{\mathfrak{s}}^*$) и длительности воздействия (при $\tau_{\mathfrak{u}} > \tau_{\mathfrak{M}_1}$), а также с ростом спектральной интенсивности ИРИ при уменьшении отстройки, указывают на связь развития механизмов аномального затухания с ростом интенсивности плазменной турбулентности.

Обнаруженное возрастание времени релаксации излучения до $au_{
m pen}\simeq \simeq 1,6-2,5$ мс для режимов излучения с $au_{ ext{ iny H}} = 100{-}200$ мс и $T_{ ext{ iny H}} = 5{-}10$ с при $P_{ ext{ iny 2}} \simeq 60{-}80$ МВт отвечает появлению и усилению в динамике развития NC второго постстрикционного максимума на временах $\sim 100{-}150$ мс для P_3 > 30 MBт. Учитывая изменение амлитуды поля BH с высотой (см. (1)–(3)), для максимальных мощностей ВН рост длительности импульса ВН может приводить к возбуждению менее интенсивных и слабо затухающих ленгмюровских плазменных волн с достаточно большими временами развития на высотах ниже уровня отражения BH вплоть до уровня BГР, где напряжённость поля $E_{\rm BFP}\simeq 0.4~{
m B/m}$ может превысить пороговые поля возбуждения СПН [19]. Измерения эволюции плазменной линии в Аресибо, проведённые с хорошим пространственным разрешением, свидетельствуют в пользу такого предположения [4, 5]. С другой стороны, подобные режимы излучения могут являться уже переходным к тепловой стадии воздействия к окончанию импульса ВН и приводить к генерации слабых МИИН вблизи уровня ВГР ВН и возбуждению слабых столкновительно затухающих верхнегибридных плазменных волн. Оба процесса должны приводить к экранировке области наиболее интенсивной и быстро релаксирующей ленгмюровской турбулентности вблизи уровня отражения ВН. В пользу последнего предположения свидетельствуют данные измерений, когда после излучения импульса ВН длительностью 250 мс, для которого наблюдался хорошо развитый начальный максимум излучения, и последующей 100-миллисекундной паузы, при повторном включении ВН начальный максимум NC был полностью подавлен (см. также [20]). Тем не менее, так как измерения характеристик ИРИ носят интегральный по объёму возмущённой области характер, то связь наблюдаемого на временах $t \sim 100-200$ мс уменьшения декремента затухания ν с отмеченными выше пространственно—временными изменениями условий возбуждения высокочастотной плазменной турбулентности для своего подтверждения требует проведения дополнительных исследований.

2.5. Исследования эволюции ИРИ при использовании дополнительного нагрева ионосферной плазмы

Обратимся к результатам исследований по двухчастотному воздействию на ионосферную плазму с $|f_{BH1} - f_{BH2}| \gtrsim 300$ кГц. Такого рода измерения позволяют исследовать влияние процессов распространения возмущений, создаваемых при дополнительном нагреве на одной из частот, на эволюцию ИРИ, генерируемого при воздействии на другой частоте. В настоящее время исследование влияния низкочастотных возмущений на эволюцию ИРИ экспериментально проведено только для МИИН. Результаты измерений характеристик эволюции МИИН, в том числе одновременно с наблюдениями ИРИ, можно найти в [9, 15].

На рис. 6 и 7 представлены результаты измерений с использованием дополнительного нагрева. В этих экспериментах ВН с $f_{\rm BH} = 5752$ кГц и $\tilde{P}_{\rm s} \simeq 40$ МВт в течение 30 с излучалась в квазинепрерывном режиме [+180 мс, -20 мс] с последующим переходом в режим диагностического зондирования



Рис. 6. Эволюция интенсивности огибающей сигнала ВН (а), ИРИ (б) и ДИ-РИ (в). Данные получены на стенде "Сура" 25 апреля 1991 г., 15:07–16:19 мск. Проведено усреднение по 23 сеансам излучения в режиме [+180 мс, -20 мс] (0–30 с) и [+20 мс, -980 мс] (30–180 с) для ВН с $f_{\rm BH} = 5752$ кГц, $\tilde{P}_{9} \simeq 40$ МВт ($E_{1} \simeq 2,2$ В/м, $z_{0} \simeq 220$ км, $L \simeq 50$ км) и в диагностическом режиме [+20 мс, -980 мс] для ДВ с $f_{\rm дB} = 5456$ кГц, $\tilde{P}_{9} \simeq 10$ МВт ($E_{1} \simeq 1,18$ В/м, $z_{0} \simeq 212$ км, $L \simeq 50$ км). Зависимости времён релаксации ИРИ τ_{1}, τ_{2} от стадии воздействия (б, в) получены при обработке данных, частично представленных на рис. 7 для диагностической волны.

[+20 мс, -980 мс] в течение 150 с. Диагностическая волна (ДВ) с $f_{\rm дB} = 5456$ кГц и $\dot{P}_{3} \simeq 10$ МВт излучалась в импульсном режиме [+20 мс, -980 мс] в течение всего цикла измерений. На рис. 6 показаны эволюция огибающей интенсивности сигнала ВН (рис. 6а), ИРИ с $\Delta f^- = 11$ кГц для $f_{\rm BH} = 5752$ кГц (рис. 6б) и диагностического ИРИ (ДИРИ) с $\Delta f^- = 12$ кГц для $f_{\rm дB} = 5456$ кГц (рис. 6в) в течение сеанса измерений длительностью 180 с.* Здесь проведено усреднение по 23 последовательным сеансам (69 минут наблюдений), в которых динамика излучения повторялась с хорошим постоянством. На рис. 7 показана эволюция ДИРИ непосредственно в импульсе излучения на различных этапах воздействия, дополнительно усреднённая на временных интервалах Δt .

Эволюция огибающей для интенсивности ИРИ, представленная на панелях рис. 6, может быть сопоставлена с изменением интенсивности МИИН. С включением квазинепрерывного воздействия (t = 0 c) по мере развития спектра МИИН, определяющем эффекты быстрого (БАО) и медленного аномального ослабления ВН [9, 10], наблюдается подавление эффекта ССВ (уменьшение величины k_p) для ВН и ДВ (см. рис. 6а). При этом после некоторого подавления интенсивности NC ($\Delta t \simeq 1-7 \text{ c}$) начинается генерация теплового ИРИ (DM в данной области отстроек) в области ВГР для ВН и ДВ

^{*}Проведено стробирование на $\delta t = 0-2$ мс каждого импульса (а) и на $\delta t = 15-20$ мс каждого импульса (б, в).



Рис. 7. Эволюция интенсивности ДИРИ ($f_{\rm дB} = 5456$ кГц, $\Delta f^- = 12$ кГц) для различных стадий развития и релаксации МИИН, определяемых включением и выключением дополнительного нагрева на $f_{\rm BH} = 5752$ кГц для сеанса измерений, представленного на рис 6.

Е.Н.Сергеев и др.

 $(\Delta t \simeq 2-30 \text{ с}, \text{ рис. 66, 6в})$. Этот процесс наиболее ярко проявляется для ДВ, где переход от стрикционной стадии воздействия к тепловой более разделён во времени по сравнению с измерениями ИРИ вблизи ВН из-за наличия определённого конечного времени прорастания МИИН до уровня ВГР ДВ. Однако и для ДВ к концу квазинепрерывного нагрева интенсивность DM достигает своих стационарных значений. С переходом в режим диагностического зондирования на частоте ВН (t > 30 с) средняя мощность излучения ВН резко уменьшается, происходит срыв ТПН, и генерация ДИРИ происходит уже на фоне релаксирующих МИИН [17, 21]. На стадии диагностического зондирования можно выделить несколько характерных этапов в эволюции огибающей излучения. На временах релаксации МИ-ИН с $l_{\perp} \simeq 3-6 \text{ м}$ ($\tau_{l_{\perp}} \simeq 1-4 \text{ c}$ [9]), отвечающих за эффект быстрого АО (БАО), для интенсивности ДИРИ наблюдается её максимум ($\Delta t \simeq 31-33 \text{ с}$). По мере релаксации МИИН с $l_{\perp} > 6 \text{ м}$, интенсивность ДИРИ также уменьшается, достигая своего минимума ($\Delta t \simeq 34-45 \text{ с}$). К этому моменту времени величина эффекта ССВ ВН практически полностью восстанавливается (см. рис. 6а). Далее интенсивность ДИРИ вновь начинает расти, что можно связывать с усилением генерации NC ($\Delta t \simeq 50-180 \text{ с}$).

На рис. 7 представлена серия осциллограмм импульсов ДИРИ для диагностической волны с целью демонстрации изменения характера развития и релаксации ДИРИ от импульса к импульсу для различной интенсивности высокочастотной плазменной турбулентности, зависящей от уровня развития МИ-ИН. Для стадии развития излучения в импульсе ДВ отметим существенное уменьшение характерных времён развития DM по сравнению с NC при включении дополнительного квазинепрерывного нагрева. Однако наиболее интересным результатом является зависимость времён релаксации излучения от стадии воздействия.

Хорошо видно, что на стадии максимального развития интенсивности NC в режиме диагностического зондирования ($\Delta t = 120-180$ с) и стационарной стадии для DM при квазинепрерывном нагреве ($\Delta t = 13-20$ с) релаксация интенсивности излучения является одноступенчатой и происходит по экспоненциальному закону с характерными временами $au_{\rm pen} = au_1 \simeq 20.8 - 0.9$ мс. В то же время после включения дополнительного нагрева на стадии подавления NC и перехода к развитию DM $(\Delta t = 4 - 12 \text{ c})$, а также начиная с 3 - 4 импульса ДИРИ после выключения квазинепрерывного нагрева, когда наблюдается уменьшение интенсивности DM ($\Delta t = 33-40$ с), процесс релаксации ИРИ приобретает двухступенчатый характер с наличием медленной стадии с $\tau_2 \simeq 3\tau_1$. Для минимальной интенсивности излучения в режиме диагностического зондирования быстрая стадия в релаксации излучения с $\tau_{\text{рел}} = \tau_1$ исчезает и наблюдается переход к одноступенчатой релаксации, но уже с максимальными временами $au_{\text{рел}} = au_2 \simeq 2.8 \, \text{мc} \, (\Delta t = 40 - 50 \, \text{c}).$ Далее, уже по мере нарастания интенсивности NC, вновь наблюдается переход к двухступенчатому характеру релаксации с постепенным возрастанием вклада быстрой и исчезновением медленной стадии в релаксации излучения ($\Delta t = 50-120$ с). Подобные изменения в процессе релаксации излучения наблюдались и для сигнала ИРИ, возбуждаемого вблизи частоты ВН. Таким образом, в экспериментах с использованием дополнительного нагрева на стадии развития и релаксации спектра МИИН выявлен двухступенчатый характер релаксации излучения с наличием первой — быстрой ($au_1 \simeq 1 \, {
m kc}$) и второй — медленной стадий ($au_2 \simeq 3 \, {
m kc}$). При этом переход к одноступенчатой релаксации с минимальными (максимальными) временами, соответствующими τ_1 (τ_2) наблюдался для максимального (минимального) уровня для огибающей интенсивности излучения. Результаты обработки данных по вариациям времен релаксации излучения для различных стадий двухчастотного воздействия представлены на рис. 66, 6в. Для условий развитой ленгмюровской ($\Delta t \simeq 120-180$ с) и верхнегибридной турбулентностей ($\Delta t \simeq 12-30$ с), когда релаксация излучения имеет одноступенчатый характер, времена релаксации для NC ($au_{\text{pen}} \simeq 0.9-1.25$ мс) и DM $(au_{
m pen} \simeq 0.8-1.3~
m mc)$ минимальны и близки по величине, оставаясь приблизительно в три раза меньше максимальных. Максимальные времена релаксации ИРИ $\tau \simeq 2.8-3.2$ мс достигаются к моменту минимума интенсивности ДИРИ, т.е. когда генерация излучения определяется минимальными значениями интенсивности высокочастотной плазменной турбулентности ($\Delta t \simeq 40{-}50$ с), определяемых

329

релаксацией МИИН для уровней ВГР и эффектами экранировки для уровней отражения ДВ и ВН. На этапах существенного изменения интенсивности огибающей излучения, отвечающих нестационарным условиям генерации и релаксации спектра МИИН, процесс релаксации ИРИ носит ярко выраженный двухступенчатый характер с приблизительно постоянными характерными временами $\tau_1 \simeq 1$ мс и $\tau_2 \simeq 3$ мс, соответствующими минимальным и максимальным значениям времён релаксации для случаев одноступенчатого характера релаксации излучения. Отметим, что приведённые данные соответствуют дневным условиям проведения измерений (15:07–16:19 мск.). Кроме того, необходимо подчеркнуть, что сделанные выводы относятся к конкретным измерениям ДИРИ с фиксированной длительностью импульса 20 мс и достаточно малой мощностью излучения. Они не могут быть непосредственно приложены к исследованиям зависимости времени релаксации ИРИ от длительности импульса для максимальных мощностей, представленной на рис. 2в, где времена релаксации уменьшаются с развитием оvershoot-эффекта в импульсе (при подавлении интенсивности излучения). Поэтому нельзя сделать более общего заключения об однозначном уменьшении времён релаксации плазменной турбулентности с ростом её интенсивности.

Результаты измерений времён релаксации NC и DM для разного уровня интенсивности МИИН, в данном случае определяющем интенсивность высокочастотной плазменной турбулентности, могут служить свидетельством о включении дополнительных механизмов затухания плазменных волн не только с ростом мощности воздействия (см. п. 2.4), т.к. мощность излучения ДВ оставалась постоянной, но и с ростом интенсивности верхнегибридной плазменной турбулентности на уровне ВГР ДВ, связанном с прорастанием до этого уровня МИИН, генерируемых при дополнительном нагреве. На стационарной стадии её развития регистрировались максимальные декременты затухания плазменных волн $\nu \simeq 1000 \text{ c}^{-1}$. Минимальные декременты затухания $\nu \simeq 330 \text{ c}^{-1}$, близкие к столкновительным, наблюдались на стадии срыва ТПН и релаксации МИИН в условиях минимальной интенсивности DM и верхнегибридной плазменной турбулентности, и, в то же время, в условиях частичной экранировки уровня отражения ДВ и подавления генерации NC и ленгмюровской турбулентности. По мере релаксации МИИН все более крупных масштабов пропадают эффекты экранировки ими уровня отражения диагностической волны. Последняя вновь (как до непрерывного подогрева) начинает возбуждать ленгмюровскую турбулентность вблизи уровня отражения, что приводит к усилению интенсивности NC (рис. 6, 7). Возрастание интенсивности ленгмюровских плазменных волн вновь приводит к росту их бесстолкновительного затухания до максимальных значений $\nu\simeq 1000\,{
m c}^{-1}$ после полного распада МИ-ИН. Двухступенчатый характер релаксации излучения на стадии релаксации МИИН (рис. 7) может быть свидетельством в пользу такого пространственного перераспределения интенсивности верхнегибридных и ленгмюровских плазменных волн, при котором происходит изменение соотношения между аномально быстро релаксирующей и столкновительно релаксирующей частью плазменной турбулентности по мере уменьшения интенсивности МИИН и изменения вклада верхнегибридной и ленгмюровской плазменной турбулентности в процесс генерации излучения.

Измерения, подобные описанным выше, но для поздних вечерних часов наблюдений (20:40– 21:30 мск.) были проведены с использованием аналогичной схемы двухчастотного воздействия с $f_{\rm BH} = 5752$ кГц и $f_{\rm дB} = 4786$ кГц ($f_{\rm BH} - f_{\rm дB} \simeq 1$ МГц). На рис. 8 приведены примеры осциллограмм огибающих сигналов для ВН, используемой для дополнительного подогрева (а) и ДИРИ с $\Delta f^- =$ 31 кГц (б). Здесь проведено усреднение по 16 последовательным сеансам (48 минут наблюдений). На рис. 9 представлена серия осциллограмм импульсов ДИРИ для диагностической волны на различных стадиях развития и релаксации МИИН, возбуждаемых при включении дополнительного нагрева.

В отличие от данных, представленных на рис. 7 для дневных измерений, в поздние вечерние часы наблюдается значительное возрастание времени релаксации NC до $\tau_{\rm pen} = \tau_2 \simeq 5,5-6,5$ мс ($\Delta t = 55-180$ с). С включением дополнительного нагрева наблюдается рост интенсивности ИРИ (в данном случае в области ВС), а релаксация излучения приобретает двухступенчатый характер с $\tau_1 \simeq 2,0$ мс и



Рис. 8. Эволюция интенсивности огибающей сигнала ВН (а) и ДИРИ (б). Данные получены на стенде "Сура" 26 апреля 1991 г., 20:40–21:30 мск. Проведено усреднение по 16 сеансам излучения в режиме [+180 мс, -20 мс] (0–30 с) и [+20 мс, -980 мс] (30–180 с) для ВН с $f_{\rm BH} = 5752$ кГц, $\tilde{P}_9 \simeq 60$ МВт ($E_1 \simeq 2.2$ В/м, $z_0 \simeq 278$ км, $L \simeq 50$ км) и в диагностическом режиме [+20 мс, -980 мс] для ДВ с $f_{\rm AB} = 4786$ кГц, $\tilde{P}_9 \simeq 12$ МВт ($E_1 \simeq 1.18$ В/м, $z_0 \simeq 260$ км, $L \simeq 50$ км). Зависимости времён релаксации ИРИ τ_1 , τ_2 от стадии воздействия (б) получены при обработке данных, частично представленных на рис. 9 для диагностической волны.

 $\tau_2 \simeq 6,0$ мс, исключая стадию временной задержки с $\tau_{3ad} \simeq 2,0-2,5$ мс ($\Delta t = 7-24$ с). Для максимального стационарного уровня BC процесс релаксации имеет одноступенчатый характер с минимальными временами $\tau_{pen} = \tau_1 \simeq 2,0$ мс ($\Delta t = 25-30$ с). Переход к двухступенчатой релаксации начинает вновь наблюдаться при переходе в режим диагностического зондирования на стадии релаксации МИИН и огибающей ДИРИ ($\Delta t = 37-55$ с). Характер изменения характерных времён релаксации ДИРИ в сеансе для поздних вечерних часов представлен на рис. 86. Подобно дневным измерениям (рис. 66, 6в) и здесь минимальные времена релаксации отвечают максимальному уровню развития ИРИ, достигаемому к концу дополнительного нагрева, а стадиям развития и релаксации МИИН соответствует двухступенчатый характер релаксации излучения. Качественно подобная эволюция излучения наблюдалась нами в ночное время и в других измерениях в более широкой области отстроек спектра ИРИ, в том числе и для DM.

Анализ ночных измерений эволюции различных компонент ИРИ обнаруживает существенную разницу времён релаксации для NC ($\tau_{\rm pen} \simeq \simeq 4,9-6,5$ мс) по сравнению с DM и BC ($\tau_{\rm pen} \simeq 2-2,5$ мс), характеризующуюся их уменьшением в ~ 2–3 раза с включением дополнительного нагрева. Таким образом, генерация МИИН при дополнительном нагреве и их прорастание до уровня ВГР ДВ приводит здесь к усилению интенсивности верхнегибридной плазменной турбулентности и генерации DM и BC с одновременным ростом декрементов затухания до $\nu \simeq 400-500$ с⁻¹ по сравнению со значениями $\nu \simeq 150-250$ с⁻¹, наблюдаемыми для NC в условиях диагностического зондирования с той же мощностью ДВ.

Сравнение эволюции различных компонент ИРИ для случаев использования дополнительного нагрева в условиях дневных и поздних вечерних часов наблюдений при близких мощностях ДВ $\tilde{P}_{9} \simeq$ 10 МВт показало, что декременты затухания для NC близки к столкновительным вечером ($\nu_{e} \simeq 150-250 \, {\rm c}^{-1}$) и приблизительно в 2–3 раза выше столкновительных для дневных измерений ($\nu \simeq 800-1000 \, {\rm c}^{-1}$



Рис. 9. Эволюция интенсивности ДИРИ ($f_{\rm дB} = 4786$ кГц, $\Delta f^- = 31$ кГц) для различных стадий развития и релаксации МИИН, определяемых включением и выключением дополнительного нагрева на $f_{\rm BH} = 5752$ кГц для сеанса измерений, представленного на рис 8.

при $\nu_e \lesssim 350 \text{ c}^{-1}$). В то же время для DM и BC в условиях развитой стадии TПH отношение между измеряемым и столкновительным декрементами затухания остаётся равным 2–3, независимо от времени суток, принимая значения $\nu \simeq 800-1000 \text{ c}^{-1}$ при $\nu_e \lesssim 350 \text{ c}^{-1}$ днём и $\nu \simeq 400-500 \text{ c}^{-1}$ при $\nu_e \lesssim 150-250 \text{ c}^{-1}$ поздно вечером. При этом абсолютные значения декрементов для DM и BC уменьшаются при переходе ото дня к вечеру, оставаясь выше столкновительных, что полностью соответствует суточной зависимости времён релаксации ИРИ в условиях квазинепрерывного нагрева [22].

Возрастание величины декрементов затухания ленгмюровских плазменных волн в условиях освещённой ионосферы, по сравнению с поздними вечерними наблюдениями при прочих близких условиях проведения измерений (мощности, высоты, режима излучения ДВ), может обуславливаться, как уже отмечалось нами, суточными вариациями величины \tilde{P}_{9}^{*} и быть связано с дополнительным к столкновительному ($\nu_{e} \simeq \nu_{ei}$ для $z_{o} > 220$ км) затуханием на ускоряемых плазменной турбулентностью фотоэлектронах $\nu_{e\varphi}$. В таком случае затухание на таких фотоэлектронах может достигать значений $\nu_{e\varphi} = \nu - \nu_{e} \simeq 2\nu_{e}$ при отсутствии других механизмов диссипации энергии плазменной турбулентности. Более того, даже естественные фотоэлектроны могут вносить определённый вклад в процесс диссипации. В пользу этого может свидетельствовать тот факт, что днём минимальные измеряемые значения $\nu_{e} \simeq 350$ с⁻¹ несколько превышают их значения поздно вечером $\nu_{ei} \simeq 150-250$ с⁻¹, хотя

332

зависимость $\nu_{ei} \propto T_e^{-\frac{2}{3}}$ [24] при бо́льших значениях T_e днём должна приводить к противоположному результату.

В случае генерации DM и BC при дополнительном нагреве поздно вечером превышение декрементов затухания над столкновительным до 2–3 раз может объясняться дополнительным затуханием верхнегибридных плазменных волн на ускоряемых надтепловых электронах, наблюдаемых в экспериментах по искусственному свечению ионосферы в это время суток при длительном непрерывном нагреве [28], либо может быть связано с другими механизмами диссипации, определяемыми достаточно высоким уровнем турбулентности при ($\tilde{P}_{\mathfrak{I}} \simeq 10 \text{ MBt}$) > $\tilde{P}_{\mathfrak{I}}^*$, как и в случае квазинепрерывного нагрева (см. п. 2.4).

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Измерения спектральных и динамических характеристик ИРИ позволили оценить времена развития и релаксации для различных спектральных компонент высокочастотной плазменной турбулентности в зависимости от мощности ВН, временной стадии воздействия и интенсивности МИИН. Показано, что сам сорт и уровень развития плазменной турбулентности в ряде случаев может оказывать сильное влияние на характеристики её развития и релаксации. Обнаружено возрастание декрементов затухания ленгмюровских плазменных волн до 2-4 раз по сравнению со столкновительными как с ростом их интенсивности при превышении мощности ВН значений $\tilde{P}_{\gamma}^* \simeq 4-18~{
m MBr}$, так и при её уменьшении на стадии развития начального overshoot-эффекта для максимальных мощностей ВН $\dot{P}_{2}^{
m max} \simeq 70{-}80~
m MB$ т. Показано, что затухание верхнегибридных плазменных волн в условиях квазинепрерывного нагрева определяется бесстолковительными механизмами и слабо зависит от мощности воздействия. Бесстолкновительные декременты затухания для обоих сортов развитой плазменной турбулентности оказались близкими по величине, принимая значения $\nu \simeq 500 - 1200 \, {
m c}^{-1}$. В экспериментах с дополнительным нагревом (при $\tilde{P}_{2}^{*} \lesssim \tilde{P}_{2,\text{BB}} << \tilde{P}_{2,\text{BB}}$) обнаружены существенные вариации времён релаксации диагностического ИРИ, когда максимальные декременты затухания плазменных волн отвечали максимальному уровню развития NC (ленгмюровской турбулентности), либо DM и BC на стационарной стадии развития спектра МИИН (верхнегибридной турбулентности). Минимальные декременты затухания плазменных волн, близкие к столкновительным, регистрировались на стадии релаксации МИИН в условиях минимума интенсивности верхнегибридной и ленгмюровской турбулентности. На промежуточных стадиях развития и релаксации искусственных неоднородностей выявлен двухступенчатый характер релаксации ИРИ. Он связывается с интегральным характером высвечивания ИРИ из области возбуждения двух сортов плазменной турбулентности между уровнем отражения и ВГР ВН, когда различная интенсивность плазменных волн на разных высотах должна приводить к пространственной зависимости их декрементов затухания. При этом процессы быстрой (аномальной) и медленной (столкновительной) диссипации энергии плазменной турбулентности на разных высотах могут определять двухступенчатый характер релаксации ИРИ. Уменьшение декрементов затухания до 2 раз для верхнегибридных плазменных волн и до 4-6 раз (вплоть до столкновительных) для ленгмюровских волн при переходе от дневных к ночным измерениям и $\tilde{P}_{\mathfrak{I}} \simeq 10 \; \mathrm{MBt}$ свидетельствует о существенном влиянии фотоэлектронов на процессы аномально быстрой релаксации плазменной турбулентности.

Отсутствие самосогласованных моделей генерации для различных компонент ИРИ, и, в первую очередь, для NC, существенно снижает возможности количественного сопоставления результатов экспериментов по эволюции ИРИ и теоретических расчётов. Подобное сравнение было сделано пока лишь для BC [17, 22]. В данной работе не ставится задача решить эти проблемы, поэтому ограничимся лишь некоторыми оценками параметров нестационарной плазменной турбулентности для процесса

её релаксации. В общем виде нестационарное уравнение переноса для плотности энергии плазменных волн в *k*-пространстве в приближении слабой турбулентности может быть представлено в следующем виде [29]:

$$\frac{dW_k}{dt} = -\nu W_k + \int w(k, k_1, k_2...) W_k W_{k_1} W_{k_2}...dk_1 dk_2...$$
(4)

Здесь $\nu = \nu_e + 2\gamma_{\pi} + \nu_{s\phi\phi}$ — декремент затухания, который складывается из столкновительного затухания $\nu_e \simeq \nu_{ei} + \nu_{en}$, линейного затухания Ландау γ_{π} и аномального затухания плазменных волн $\nu_{s\phi\phi}$. Интеграл с ядром w описывает возможные взаимодействия высокочастотных плазменных волн с другими волнами и частицами, определяя нелинейный инкремент γ_{N} . Уравнение (4) должно быть дополнено соответствующими уравнениями для мод плазменных колебаний, участвующих во взаимодействии, и решать подобную систему в общем виде сложно. Для случая индуцированного рассеяния высокочастотных плазменных волн на тепловых ионах при $\gamma_N \gg \nu$ и $\nu = \text{const} [1, 12, 29]$ в процессе релаксации плазменной турбулентности наряду с линейной диссипацией энергии плазменных волн происходит процесс её нелинейной перекачки по спектру в сторону меньших частот, что может приводить, в частности, к появлению времени задержки для больших отстроек [22, 23]. Проведённые численные расчёты показывают, что при $\nu = \text{const}$ релаксация интегральной энергии плазменной турбулентности и даже отдельных её спектральных компонент на временах $t > \nu^{-1}$, $\tau_{зад}$ должна проходить с постоянным характерным временем $\tau_{pen} = \nu^{-1}$. При этом не находит своего объяснения возрастание величиы τ_{pen} с ростом Δf^- и её уменьшение с ростом мощности BH, наблюдаемые в экспериментах для процесса релаксации NC.

Рассмотрим возможные причины изменения величины декремента ν . Диссипация энергии плазменной турбулентности должна приводить в конечном итоге к росту температуры ионосферной плазмы. Возрастание T_e при дополнительном нагреве на стадии развития верхнегибридной плазменной турбулентности должно приводить к уменьшению столкновительного затухания ν_{ei} ($\nu_{ei} \gg \nu_{en}$ для $z_o > 220$ км) и к его возрастанию после выключения ВН. Однако на эксперименте наблюдалась обратная зависимость — возрастание декрементов затухания плазменных волн ν при дополнительном нагреве и постепенное их уменьшение до минимальных после выключения ВН. Таким образом, экспериментальные данные указывают на отсутствие непосредственной связи механизмов, определяющих возрастание декрементов затухания, с изменениями температуры плазмы.

Вклад в декремент *v* линейного затухания Ландау*

$$\gamma_{\pi} = \sqrt{\frac{\pi}{8}} \frac{\omega_{pe}}{(kr_{\rm D})^3} \exp\left[-\frac{1}{2}\left(3 + \frac{1}{(kr_{\rm D})^2}\right)\right],$$

где $r_{\rm D} = 7 \sqrt{\frac{T_e[{}^{\circ}{\rm K}]}{N_e[{
m cm}^{-3}]}}$ — радиус Дебая для электронов, становится сравнимым с ν_e на высотах $z_{\pi} \simeq$

 $z_{\rm o} - 0,15L$, что значительно ниже уровня отражения ($z = z_{\rm o}$) и ВГР ВН $\left(z_{\rm BFP} = z_{\rm o} - \frac{\omega_{He}^2}{\omega_{\rm BH}^2}L\right)$ — областей основной генерации плазменной турбулентности.

В качестве одного из возможных объяснений наблюдаемой зависимости $\tau_{\text{pen}}(\Delta f^-, \tilde{P}_{\mathfrak{s}}, \tau_{\mathfrak{u}})$ рассмотрим механизм резонансного взаимодействия электронов с возбуждаемой плазменной турбулентностью, приводящего к ускорению надтепловых частиц. Такие электроны могут приводить к дополнительной ионизации модифицированной ионосферной плазмы и наблюдаться в экспериментах по многочастотному допплеровскому зондированию [30] и искусственному свечению ионосферы [28]. В приближении одномерной ленгмюровской турбулентности ($\vec{E}_1 ||\vec{E}_{\text{вн}}||\vec{H}$) вблизи уровня отражения ВН эф-

^{*}При оценке γ_{π} использовалась зависимость k(z) для линейного слоя и дисперсионное уравнение для плазменных волн в магнитоактивной плазме [8, 16, 24].

фективная частота столкновений надтепловых электронов с плазменными волнами может быть оценена с помощью выражения [29]

$$\nu_{\mathrm{b}\varphi\varphi} \simeq 2\pi\omega^2 \frac{v_{T_e}^2}{v^3} \frac{W_k}{N_e T_e} = 2\pi\omega (r_{\mathrm{D}}k)^2 \frac{kW_k}{N_e T_e},$$

Видно, что эффективная частота возрастает с ростом энергии плазменных волн и волнового числа k. Для значений $\frac{W}{N_e T_e} \sim \frac{W_k k_{\max}(z)}{N_e T_e} \sim \sim \frac{E_{\rm BH}^2}{8\pi N_e T_e} \frac{v_{\rm DH}^{\rm Tp}}{v_{\rm BH}^{\rm Tp}} \simeq \frac{E_{\rm BH}^2}{8\pi N_e T_e} \frac{c}{\sqrt{3}v_{T_e} \sin \alpha} \sim 10^{-2}$, достигаемых в области первого максимума Эйри уже при $\tilde{P}_3 \approx 5-10$ МВт, величина $\nu_{\rm 9\varphi\varphi} \gtrsim \nu_e$, составляя $\nu_{\rm 9\varphi\varphi} \sim 100-6400 \,{\rm c}^{-1}$ в области $\lambda_{\rm l} = 2\pi/k \approx 4-0.5$ м для $f_{\rm BH} = 4785$ кГц. Таким образом, предварительные оценки показывают, что $\nu_{\rm 9\varphi\varphi}$ может являться причиной появления аномально быстрой релаксации для NC с ростом мощности ВН. Для детального описания процесса релаксации NC уравнение (4) необходимо решать с декрементом вида $\nu = \nu_e + \nu_{\rm 9\varphi\varphi}(W_k(t), k)$. Для строгого расчёта $\nu_{\rm 9\varphi\varphi}$ необходимо провести анализ с учётом модификации функции распределения надтепловых электронов (в том числе и фотоэлектронов), а также процессов, связанных с возможным развитием модуляционной неустойчивости при $\frac{W(k < k^*)}{N_e T_e} > (k^* r_{\rm D})^2$ и переходом в режим возбуждения сильной турбулентности, в условиях развития которой $\nu_{\rm 9\varphi\varphi}$ может возрасти до величины $\nu_{\rm 9\varphi\varphi} \approx \beta \omega_{pe} \frac{W(k < k^*)}{N_e T_e}$, ($\beta \approx 0,3$) [31]. На возможность возбуждения режимов сильной ленгмюровской турбулентности при больших мощностях ВН непосредственно вблизи уровня её отражения указывает ряд измерений структуры плазменной ли-

нии в Аресибо и соответствующие теоретические расчёты [4, 32].

Подобный анализ можно провести и для верхнегибридной плазменной турбулентности, где задача, однако, усложняется из-за неодномерного характера ускорения электронов плазменными волнами (см., например, [33]), а также из-за зависимости энергии турбулентности от интенсивности и формы спектра МИИН $n^2(l_{\perp})$ [8, 16, 17]. Оценки плотности энергии верхнегибридной турбулентности для $\tilde{P}_{3} \sim 10 \text{ MBt}$ [16, 17] дают величину $\frac{W(n_{l_{\perp}}^2)}{N_e T_e} \sim 10^{-2}$, сравнимую с плотностью энергии ленгмюровской турбулентности вблизи уровня отражения. Рост декремента затухания плазменных волн при развитии как СПН, так и ТПН, может указывать на схожесть механизмов усиления диссипации энергии плазменной турбулентности по мере роста её интенсивности.

Существенное влияние на характер эволюции ИРИ должна оказывать область его пространственной генерации, что связано с зависимостью дисперсионных свойств и интенсивности плазменных волн и ВН от высоты. К сожалению, в настоящее время измерения ИРИ носят интегральный по высоте возмущённой области характер, а выводы о локализации источников его генерации в ряде случаев могут иметь лишь характер предположений. Дополнительной сложностью для расчётов эволюции ИРИ с учётом пространственной зависимости $W_k(z)$ является отсутствие количественной модели высвечивания плазменных волн в виде NC. Поэтому важным аспектом исследований эволюции ИРИ является сопоставление результатов наших измерений с прямыми наблюдениями эволюции ленгмюровской турбулентности, выполняемыми с помощью радаров некогерентного рассеяния на нагревном стенде в Аресибо [4, 5] с хорошим высотным (~ 300 м) и временным (~ 1 мс) разрешением. Измерения, представленные в [5], показали, что с увеличением длительности мощного воздействия область интенсивной высокочастотной плазменной турбулентности, вначале локализованная вблизи уровня отражения, опускается вниз вплоть до уровня ВГР ВН. Наблюдаемые спектры ленгмюровской турбулентности вблизи уровня отражения имеют форму типа continuum [4], которая связывается здесь с возбуждением режима сильной турбулентности уже на первых миллисекундах воздействия. Ниже по высоте, как правило, наблюдаются спектры распадной формы, имеющие большие времена развития, появле-

ние которых связывается с возбуждением распадной параметрической неустойчивости. Данные этих измерений хорошо согласуются с теоретическими исследованиями [32].

Исследования процесса релаксации ленгмюровской турбулентности выявили зависимость $\tau_{\text{рел}}$ от высоты и величины отстройки в спектре плазменной линии [4]. Так, согласно измерениям, представленным в [4], для $P_9 = 80 \text{ MBr}$ и $\tau_{\mu} = 50 \text{ мс}$ времена релаксации спектра типа *continuum* не превышали значений $\tau_{\text{рел}} \simeq 0.7-0.8 \text{ мс}$, слабо возрастая с ростом отстройки Δf^- . Для распадного типа спектров, наблюдаемых на 600–900 м ниже, времена релаксации возрастали, составляя величину $\tau_{\text{рел}} \simeq 0.8 \text{ мс}$, 1,5 мс и 1,9–4 мс для трёх распадных линий $\Delta f^- \simeq 4 \text{ кГц}$, 18 кГц и 45 кГц, соответственно. Эти данные хорошо согласуются с результатами более ранних исследований [7], полученных в измерениях без хорошего пространственного разрешения по высоте. К сожалению, в литературе к настоящему времени не представлено данных систематических измерений зависимости времён развития и релаксации плазменной линии от мощности BH, особенно при малых её значениях. Зависимость $\tau_{\text{рел}}(P_{\text{BH}})$) не была отмечена и авторами [4], хотя из представленных в работе данных следует, что с уменьшением мощности BH от $P_9 = 80 \text{ MBT}$ до 35 MBT времена релаксации возрастали до $\tau_{\text{рел}} \simeq 1,0-1,2 \text{ мс для спектра со$ *ntinuum* $и до <math>\tau_{\text{рел}} \simeq 4,3 \text{ мс для спектральной компоненты <math>\Delta f^- \simeq 18 \text{ кГц распадного спектра. Приведённые данные измерений зависимости с результатами наших исследований времени релаксации плазменной линии согласуются с результатами наших на соответства. Приве-$

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведённые к настоящему времени исследования эволюции ИРИ и выявленные зависимости времён релаксации излучения от параметров воздействия и ионосферных условий позволяют использовать измерения характеристик ИРИ как новый метод эффективного контроля за величиной столкновительной и бесстолкновительной составляющих декремента затухания высокочастотной плазменной турбулентности, не требующий привлечения дополнительных активных средств диагностики. Кроме того, являясь важным дополнением к исследованиям ленгмюровской турбулентности с помощью метода НРР, исследования эволюции ИРИ стали самостоятельным направлением в изучении свойств верхнегибридной плазменной турбулентности в условиях средних и высоких широт, когда применение метода НРР оказывается неэффективным ($\vec{k}_{\text{рад}} \perp \vec{k}_{\text{вгр}}$).

Перспективным направлением дальнейших исследований представляется изучение механизмов генерации начального максимума интенсивности ИРИ и последующего overshoot-эффекта с точки зрения возможного влияния на этот процесс не только величины декремента затухания плазменных волн, как это предполагается в [27], но и возбуждаемых ленгмюровских кавитонов [31, 32]. Большая величина электрического поля ВН (до 3,6 В/м) и, соответственно, плотности энергии ленгмюровских плазменных волн (до $W/NT \gtrsim 0,1$) вблизи уровня отражения ВН должны приводить здесь к возбуждению режимов сильной турбулентности. Аналогичное предположение можно сделать и для верхнегибридных плазменных волн в условиях развития интенсивного спектра МИИН. С другой стороны, обнаруженное возрастание декрементов затухания плазменных волн, связываемое с процессами ускорения надтепловых электронов, по мере роста интенсивности высокочастотной плазменной турбулентности. Исследование возможностей возбуждения режимов сильной турбулентности в ионосферной плазме и их влияния на характеристики ИРИ представляется достаточно важной задачей дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Предлагаемые механизмы высвечивания возбуждаемой плазменной турбулентности во вторичное электромагнитное излучение на начальной стадии воздействия [15] не получили пока своего дальнейшего развития в виде создания теоретической модели, всесторонне описывающей свойства NC. Полученные экспериментальные данные, а также продолжение экспериментальных исследований в этом

Е. Н. Сергеев и др.

направлении, несомненно, стимулируют разработку самосогласованных моделей генерации ленгмю-ровской турбулентности и этой компоненты излучения.

Авторы считают своим приятным долгом выразить благодарность всем сотрудникам нагревного стенда "Сура" за помощь в организации и проведении экспериментов и выражают глубокую признательность Российскому фонду фундаментальных исследований (проекты 97–02–16397 и 96–02– 18569), INTAS (проект INTAS-RFBR 95–0434) и NRL (USA) за оказанную финансовую поддержку при выполнении данной работы.

ЛИТЕРАТУРА

- а) Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. //Изв. вузов. Радиофизика, 1974. Т. 14. № 1. С. 36.
 - б) Альбер Я.И., Кротова З.Н., Митяков Н.А., Рапопорт В.О., Трахтенгерц В.Ю. //ЖЭТФ, 1974. Т. 66. С. 574.
 - в) Perkins F. W., Oberman C. R., Valeo E. J. //J. Geophys. Res., 1974. V. 79. № 10. Р. 1478.
- Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Митяков Н. А., Фролов В. Л. //Изв. вузов. Радиофизика, 1982. Т. 25. № 5. С. 490.
- 3. Васьков В. В., Гуревич А. В. //Изв. вузов. Радиофизика, 1973. Т. 16. № 2. С. 188.
- 4. Fejer J. A., Sulzer M. P., Djuth F. T. //J. Geophys. Res., 1991. V. 96. P. 15985.
- 5. Djuth F. T., Sulzer M. P., Elder J. H. //Geophys. Res. Lett., 1990. V. 17. № 11. P. 1893.
- 6. Thide B., Djuth F. T., Leyser T. B., Ierkic H. M. //J. Geophys. Res., 1995. V. A100. P. 23887.
- 7. Wong A. Y., Santoru J., Darrow C., Wang L., Roederer J. G. //Radio Sci., 1983. V. 18. № A6. P. 815.
- 8. а) Васьков В. В., Гуревич А. В. //ЖЭТФ, 1975. Т. 69. С. 176.
 б) Грач С. М., Караштин А. Н., Митяков Н. А., Рапопорт В. О., Трахтенгерц В. Ю. //Физика плазмы, 1978. Т. 4. С. 1321.
- 9. а) Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Мясников Е. Н., Митяков Н. А., Фролов В. Л. //Изв. вузов. Радиофизика, 1987. Т. 30. С. 208.
 б) Frolov V. L., Erukhimov L. M., Metelev S. A., Sergeev E. N., Temporal behaviour of artificial small-scale ionospheric irregularities: review of experimental results. //J. Atm. Terr. Phys., 1997 (in press).
- 10. Фролов В.Л. //Изв. вузов. Радиофизика, 1988. Т. 31. № 10. С. 1164.
- 11. Thide B., Kopka H., Stubbe P. //Phys. Rev. Lett., 1982. V. 49. P. 1561.
- 12. Stubbe P., Kopka H., Thide B., Derblom H. //J. Geophys. Res., 1984. V. 89A. P. 7523.
- 13. Leyser T. B., Thide B., Waldenvik M., Goodman S., Frolov V. L., Grach S. M., Karashtin A. N., Komrakov G. P., Kotik D. S. //J. Geophys. Res., 1993. V. A98. P. 17597.
- 14. Leyser T. B., Thide B., Waldenvik M., Veszelei E., Frolov V. L., Grach S. M., Komrakov G. P. //J. Geophys. Res., 1994. V. A99. P. 19555.
- 15. а) Фролов В. Л., Комраков Г. П., Сергеев Е. Н., Тиде Б., Ванделвик Л., Весзелей Е. //Изв. вузов. Радиофизика, 1997. Т. 40. № 9. С. 1091.
 б) Сергеев Е. Н., Фролов В. Л., Комраков Г. П. В кн.: XVIII Всероссийская конференция по распространению радиоволн. Тез. докладов. С.-Петербург, 1996. Т. 1. С. 131.
- 16. Грач С. М. //Изв. вузов. Радиофизика, 1985. Т. 28. № 6. С. 684.
- 17. Шварц М. М., Грач С. М., Сергеев Е. Н., Фролов В. Л. //Изв. вузов. Радиофизика, 1994. Т. 37. С. 647.
- 18. Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Разумов Д. В. //Изв. вузов. Радиофизика, 1988. Т. 31. С. 1301.
- 19. Ерухимов Л. М., Ковалев В. Я., Куракин Е. П., Марченко С. Ф., Рубцов Л. Н., Сергеев Е. Н., Фролов В. Л. //Геомагнетизм и аэрономия, 1987. Т. 27. № 5. С. 758.

Е. Н. Сергеев и др.

- Бойко Г. Н., Ерухимов Л. М., Зюзин В. А., Комраков Г. П., Метелев С. А., Митяков Н. А., Никонов В. А., Рыжов В. А., Токарев Ю. В., Фролов В. Л. //Изв. вузов. Радиофизика, 1985. Т. 28. С. 395.
- 21. Фролов В. Л., Бойко Г. Н., Метелев С. А., Сергеев Е. Н. //Изв. вузов. Радиофизика, 1994. Т. 37. С. 909.
- 22. Сергеев Е. Н., Бойко Г. Н., Фролов В. Л. // Изв. вузов. Радиофизика, 1994. Т. 37. No 6. С. 763.
- 23. a) Sergeev E. N., Frolov V. L., Grach S. M., Shvarts M. M., //Adv. Space Res., 1995. V. 15. № 12. P. 1263.
 6) Sergeev E. N., Frolov V. L., Komrakov G. P., Thide B., Carozzi T., Temporal evolution of HF-excited plasma waves, measured at different pump frequencies by stimulated electromagnetic emission. // J.
- Atm. Terr. Phys., 1997 (in press). 24. Гинзбрг В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Физматгиз, 1960.
- 25. Lundborg B., Thide B. //Radio Sci., 1986. V.21. № 6. P.486.
- 26. Гуревич А.В., Шварцбург А.Б. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. М.: Наука, 1973.
- 27. Muldrew D. B. //J. Geophys. Res., 1988. V. 93. P. 7598.
- 28. Carlson H. C., Wickwar V. B., Mantas G. P. //J. Atm. Terr. Phys., 1982. V. 44. № 12. P. 1089.
- 29. а) Железняков В. В. Электромагнитные волны в космической плазме. М.: Наука, 1977. б) Каплан С. А., Цытович В. Н. Плазменная астрофизика. — М.: Наука, 1972.
- 30. Белякова В. Н., Березин И. В., Васьков В. В. и др. //Геомагнетизм и аэрономия, 1991. Т. 31. № 3. С. 466.
- 31. Галеев А. А., Сагдеев Р. З., Шапиро В. Д., Шевченко В. И. В сб.: Взаимодействие сильных электромагнитных волн с бесстолкновительной плазмой. Горький: ИПФАН СССР, 1980. С. 6.
- 32. a) DuBois D. F., Rose H. A., Russell D. // J. Geophys. Res., 1990. V. A95. P. 21221.
 6) Cheung P. Y., DuBois D. F., Fukuchi T., Kawan K., Rose H. A., Russell D., Tanikawa T., Wong A. J. //J. Geophys. Res., 1992. V. A97. P. 10575.
- 33. Грач С. М., Митяков Н. А., Трахтенгерц В. Ю. //Изв. вузов. Радиофизика, 1984. Т. 27. С. 1096.

Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Н. Новгород, Россия Поступила в редакцию 18 ноября 1997 г.

RESULTS OF THE INVESTIGATION OF LANGMUIR AND UPPER HYBRID PLASMA TURBULENCE EVOLUTION BY MEANS OF THE STIMULATED ELECTROMAGNETIC EMISSION

E. N. Sergeev, V. L. Frolov, G. N. Boiko, G. P. Komrakov

Results of the investigations concerning the temporal evolution of the HF plasma turbulence obtained by measurements of stimulated electromagnetic emission (SEE) features for different stages of the interaction of the powerful radioemission with the ionospheric F region plasma are presented. It is found that the decay time decreased up to 2–4 times with the increase of the pump duration and the pump power under conditions of the striction parametric instability excitation (Langmuir plasma turbulence) in times $t \leq 200$ mc. Similar decrease of the SEE decay time is found under conditions of the thermal parametric instability excitation (Upper hybrid plasma turbulence) by long quasi-continuous heating of the ionospheric plasma. To explain the observed dependence of the plasma wave damping rate on the temporal stage of the development and intensity of the plasma turbulence the possible mechanisms of collisionless dissipation of its energy are discussed.

УДК 550.388.2:551.510.536

НЕКОТОРЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ И ПЛОТНОСТИ АТМОСФЕРЫ С ПОМОЩЬЮ ИСКУССТВЕННЫХ ПЕРИОДИЧЕСКИХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ ИОНОСФЕРНОЙ ПЛАЗМЫ

Е.А.Бенедиктов, В.В.Беликович, А.В.Толмачева

Приведены предварительные результаты определения температуры и плотности атмосферы на высотах *E*-области ионосферы в период 1990–1991 гг. вблизи Нижнего Новгорода ($\lambda = 56,15^{\circ}$ N, $\phi = 44,3^{\circ}$ E). Представлены среднемесячные значения температуры и плотности для сентября и октября 1990 г. в высотном интервале 100–110 км, а также временные вариации температуры и плотности, связанные с распространением акустико-гравитационных и внутренних волн. Проанализировано влияние естественной турбулентности на точность измерений.

Метод измерений основан на создании искусственных периодических неоднородностей (ИПН) мощной ВЧ радиоволной и регистрации амплитуд импульсных пробных радиоволн, обратнорассеянных ИПН.

введение

Группа методов определения различных ионосферных параметров с помощью искусственных периодических неоднородностей (ИПН) была впервые развита в НИРФИ.

ИПН образуются при воздействии на ионосферу мощной ВЧ волны, излучаемой передатчиком для модификации ионосферной плазмы. Периодическая структура создаётся в поле стоячей волны, которая возникает вследствие интерференции входящей в ионосферу радиоволны и отражённой от неё. Диагностика ИПН осуществляется с помощью обратнорассеянных ИПН импульсных сигналов и измерения их амплитуд и фаз.

Измерения времён релаксации ИПН позволяют получить различные ионосферные и атмосферные параметры. В *F*-области можно определить электронную T_e и ионную T_i температуры и частоту ионно-молекулярных соударений ν_{im} [1], а в нижней части *D*-области изучать процессы прилипания и отлипания [2]. Наиболее благоприятные условия для определения параметров ионосферной плазмы и атмосферы имеют место в *E*-области ионосферы [3]. Предложенный нами способ определения атмосферной температуры *T* и плотности ρ применим в высотном интервале 100-115 км [4, 5].

Физической основой метода определения температуры и плотности нейтральной атмосферы является тот факт, что в указанном высотном интервале неоднородности электронной концентрации с масштабами в десятки — сотни метров релаксируют в процессе амбиполярной диффузии. В этом смысле данный метод близок к измерениям T и ρ с помощью радиоотражений от метеорных следов в области высот 85-95 км, где с наибольшей вероятностью происходит торможение метеоров [6]. Измерение T и ρ в E-области производилось также методом некогерентного рассеяния [7–12].

1. ОПИСАНИЕ МЕТОДА

Метод впервые был описан в работе [4]. В высотном интервале 100—120 км ИПН создаются путём диффузионного перераспределения неоднородно нагретой плазмы, а их релаксация происходит в процессе амбиполярной диффузии. Время релаксации, определяемое по уменьшению в *e* раз амплитуд обратно рассеянных ИПН сигналов, равно [13]:

$$\tau = (4k^2 D_{\alpha})^{-1} = m_i \nu_{im} [4k^2 \kappa (T_e + T_i)]^{-1}, \tag{1}$$

Е.А.Бенедиктов, В.В.Беликович, А.В.Толмачева

348
где D_{α} — коэффициент амбиполярной диффузии, m_i и ν_{im} — масса ионов и частота их соударений с молекулами, k — волновое число волны, формирующей ИПН, и κ — постоянная Больцмана.

При условии, что $T_e = T_i = T$ и частота ионно-молекулярных соударений пропорциональна плотности атмосферы ($\nu_{im} = \beta \rho/m$), из выражения (1) получим

$$\tau = \beta \rho (8k^2 \kappa T)^{-1} (m_i/m). \tag{2}$$

Здесь *т* — масса молекул, *р* — плотность нейтралов и *β* — численный коэффициент.

Зависимость времени релаксации от высоты определяется, таким образом, зависимостью $\rho(h)$. Будем считать атмосферу "локально" изотермичной и примем, что

$$\rho(h) = \rho(h_0) \exp[-(h - h_0)/H], \tag{3}$$

где h и h_0 — текущая и начальная высоты, соответственно, $H = \kappa T/mg$ — высота однородной атмосферы и g — ускорение свободного падения. Высоту однородной атмосферы можно определить из высотной зависимости времён релаксации ИПН. Тогда температура равна

$$T = mgH/\kappa \,. \tag{4}$$

Плотность определяется из (2) после того, как была получена температура T:

$$\rho(h) = \frac{8k^2 T \tau(h)}{\beta} \frac{m}{m_i}.$$
(5)

При кажущейся простоте описанного метода, на практике необходимо учитывать дополнительные факторы. В частности, волновой вектор зависит от показателя преломления среды n(h): $k = k_0 n(h)$, $k_0 = 2\pi f/c$, – и соответственно меняется с высотой вследствие изменения электронной концентрации. Средние массы молекул и ионов также меняются с высотой. Кроме того, ниже турбопаузы (~ 1004 км) становится существенным влияние турбулентности, а выше ~ 1104 км начинает нарушаться тепловое равновесие в атмосфере.

Изменение показателя преломления с высотой учитывалось или путём измерения профиля электронной концентрации N(h) с помощью ИПН [14], или использованием модельных значений N(h). Изменение средних масс ионов и молекул в высотном интервале между 100 и 115 км не вносит существенного вклада в результаты измерений (менее 1-2%).

Предположения об изотермичности атмосферы и тепловом равновесии, на первый взгляд, приводят к серьёзному ограничению применимости метода. Тем не менее, реальное влияние их также возможно учесть. Используя уравнение состояния газа и уравнение равновесия в поле силы тяжести, в работе [4] была решена задача получения высотного профиля температуры в неизотермичной атмосфере, а в работе [5] проанализировано влияние градиента температуры на высотную зависимость времени релаксации ИПН. Тепловое равновесие действительно имеет место в узком высотном интервале вблизи и выше мезопаузы, где можно считать, что $T_e = T_i = T$. Однако, небольшое отклонение от него в верхней части исследуемого высотного интервала не приводит к значительным ошибкам. Например, если $T_e/T_i = 1,1$, то ошибка определения температуры составляет не более 5%.

В нижней части исследуемого высотного интервала (95—105 км) главным фактором, влияющим на точность определения атмосферных параметров, становится влияние естественных неоднородностей. Обратно рассеянные ими сигналы, известные под названием частичных отражений, наблюдаются в отдельные периоды времени независимо от наличия сигналов, обусловленных ИПН. Естественная турбулентность разрушает периодическую структуру, и релаксация ИПН после выключения мощного

воздействия происходит не только в процессе амбиполярной диффузии, но и под воздействием турбулентных движений. Вследствие влияния турбулентности экспоненциальная зависимость времени релаксации ИПН от высоты может нарушаться. Иногда при этом уменьшение амплитуд обратнорассеянных ИПН сигналов со временем имеет волнообразный вид. В других случаях происходит отклонение от экспоненциального закона $\tau(h)$ на нижних высотах, когда измерения проводятся близко к уровню турбопаузы, который мог изменяться случайным образом. Периоды времени, когда явно доминировали частичные отражения от естественных неоднородностей, мы исключали из рассмотрения. В тех случаях, когда турбулентные явления имели место, но были незначительными и кратковременными, мы увеличивали интервал усреднения данных. И, наконец, чтобы исключить возможное влияние сдвига границы турбулентности в исследуемую область, был введён критерий экспоненциального спада времён релаксации τ с ростом высоты.

Тем не менее влияние турбулентности может приводить к появлению систематической ошибки вблизи нижней границы исследуемого интервала и приводить к кажущемуся возрастанию температуры. Систематическая ошибка для нижеприведённых результатов, по нашим оценкам, невелика. В среднем она не превышает 5%.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Первые измерения были сделаны вблизи Нижнего Новгорода в 1990–1991 гг. В настоящее время их анализ ещё не закончен. Методика измерений была подробно описана в работах [4, 5]. Чтобы создать ИПН использовалась мощная установка для модификации ионосферы ВЧ излучением с эквивалентной мощностью 20 МВт. ИПН формировались волнами необыкновенной поляризации с частотами f = 5,455 или f = 5,75 МГц. Мощный передатчик работал циклами продолжительностью 10–15 с : 4–5 с — излучение, 6–10 с — пауза, что соответствовало 4–6 циклам в минуту. Диагностика ИПН осуществлялась с помощью радарной установки для измерений методом частичных отражений [15]. Радар излучал на той же частоте пробные импульсы длительностью 50 мкс с частотой 50 Гц. Амплитуды и фазы обратнорассеянных ИПН сигналов регистрировались в интервале действующих высот h_{α} от 95 до 130 км с шагом 3–5 км.

Известно, (см., напр., [16]), что максимальные амплитуды имеют обратнорассеянные ИПН сигналы, приходящие из *E*-области ионосферы. Поэтому мы имели возможность анализировать измерения, в которых отношение сигнал/шум был порядка 10—100, и для получения достоверных результатов было достаточно двухминутного усреднения времён релаксации ИПН. В отдельных случаях мы усредняли времена релаксации τ за 5 минут.

Как упоминалось выше, для определения температуры и плотности атмосферы по измеренным временам релаксации ИПН необходимо знать N(h)-профиль электронной концентрации в соответствующем высотном интервале. Когда мы использовали N(h)-профиль, измеренный с помощью ИПН, погрешность измерений не превышала 5% для температуры и 10% для плотности. В тех случаях, когда электронная концентрация не измерялась, мы использовали профили электронной концентрации по модели [17], основанной на результатах ракетных измерений. Модель даёт профили с точностью около 20%, что увеличивает ошибки до 10% при определении температуры и до 15% — при определении плотности.

Величины плотности нейтралов были получены из частоты ионно-молекулярных соударений. Мы воспользовались коэффициентом $\beta = 0.38 \cdot 10^{-16} \text{ м}^{-3}$, следуя [9, 18]. Величины *m* были взяты по модели CIRA 72.

Измерения в 1990—1991 гг. проводились примерно 5—10 дней ежемесячно, в том числе в сентябре 1990 г. — 6 дней (19—21.09 и 26—28.09) и в октябре — 8 дней. Рис. 1 показывает среднемесячные величины температуры атмосферы между 98 и 108 км. Температурные профили 1 и 2 соответствуют



Рис. 1. Средние значения температуры в высотном интервале 99–110 км для сентября и октября 1990 года. 1 — сентябрь, до полудня; 2 — октябрь, до полудня; 3 — октябрь, после полудня; 4 — температурный профиль, полученный в период кампании MAC/EPSILON. Для профилей 1 и 2 приведены пределы ошибок измерений. На рисунке также показаны модельные профили (CIRA 86).

предполуденным часам (~ 9.30–11.00 час местного времени) в сентябре и октябре. Профиль 3 относится к послеполуденным часам (~ 14–16 часов) октября. Для сравнения приведён высотный ход T(h)по модели CIRA 86 для сентября и октября, а также профиль T(h), измеренный в северной Норвегии в период кампании MAC/EPSILON (октябрь – ноябрь 1987 г.) [19]. На профилях 1 и 2 показана точность измерений. Из рис. 1 видно, что в высотном интервале 99–106 км значения T для октября близки к результатам измерений в Норвегии, но и те, и другие значения меньше модельных. В сентябре величины T ниже 104 км были меньшими, чем в октябре. При этом возможно, что увеличение температуры ниже уровня ~ 100 км в сентябре кажущееся. Реально этот факт отражает нарастающее влияние турбулентности, что подтверждается заметным появлением частичных отражений от естественных неоднородностей в близкие моменты времени. Резкое "возрастание температуры" при уменьшении высоты может служить индикатором повышения турбопаузы. Этот факт подтверждает возможность определения высоты турбопаузы, обоснованную в работе [20]. Мы можем предположить, что в конце сентября высота турбопаузы доходила до уровня 102–103 км.

На рис. 2 и 3 представлены примеры продолжительных измерений осенью 1990 г. (1 октября) и весной 1991 г. (15 марта). Измерения продолжались более 4 часов 1 октября и около 6 часов 15 октября. T(t) и $\rho(t)$ определялись на высоте 102 км. Ошибки измерений не превышали 10%. При определении T(t) и $\rho(t)$ использовался модельный N(h)-профиль электронной концентрации. На рис. 3 показаны

вариации T(t) и $\rho(t)$, наблюдавшиеся 1 октября 1990 г. Средняя температура изменялась от ~ 170° К до ~ 200° К, а средняя плотность была равна $(4-5,5)\cdot 10^{-7}$ кг/м³. Наблюдались вариации температуры и плотности с периодами от 15—30 минут до двух и более часов.

Другой пример продолжительных измерений 15 марта 1991 г. показан на рис. 3. В этот день мы наблюдали более высокие температуры, чем осенью: средние величины T достигали 260° К после полудня и после 15 часов уменьшилась до 180° К в течение часа. Так же, как и 1 октября, наблюдались вариации с периодом 15—30 минут, которые, по-видимому, вызваны распространением акустикогравитационных или внутренних гравитационных волн. В утренние часы 15 марта происходило развитие турбулентности в исследуемом высотном интервале и по этой причине между 12.30 и 13.30 атмосферные параметры не могли быть определены. После того, как турбулентность исчезла, мы наблюдали возрастание температуры. В данном случае неясно, связано ли это возрастание с развитием турбулентности или с распространением ВГВ или приливных волн. Но оба этих явления тесно связаны с процессом передачи энергии в нижнюю термосферу и мезосферу. Измерения атмосферных параметров вблизи турбопаузы может внести реальный вклад в изучение этого процесса.

выводы

В данной работе приведены результаты измерений атмосферной температуры и плотности на высотах *E*-области ионосферы. Эти измерения проведены новым методом резонансного рассеяния радиоволн от искусственных периодических неоднородностей. Применение этого метода в высотном интервале между 100 и 120 км перспективно как для мониторинга атмосферных параметров, с целью уточнения моделей, так и для изучения различных атмосферных волн, играющих важную роль в процессах переноса энергии.

Данная работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований, гранты № 96-05-65130 и № 97-05-64392.



102 км 1 октября 1990 г.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гольцова Ю. К., Жислин Г. М., Комраков Г. П., Толмачева А. В. //Изв. вузов. Радиофизика, 1986. Т. 29. № 2. С. 131.
- 2. Беликович В.В., Бенедиктов Е.А. //Геом. и аэроном., 1986. Т. 26. № 5. С. 839.
- Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Гончаров Н. П., Толмачева А. В. //Геом. и аэроном., 1995. Т. 35. № 4. С. 64.
- Бенедиктов Е. А., Беликович В. В., Гребнев Ю. П., Толмачева А. В. //Геом. и аэроном., 1993. Т. 33. № 5. С. 170.
- 5. Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Толмачева А. В. //Геом. и аэроном., 1994. Т. 34. № 1. С. 141.
- 6. Physic of the Upper Atmosphere. /Ed. by J. A. Ratcliffe. New-York and London: Academic Press, 1960.
- 7. Salah J. E., Evans J. V., and Wand R. H. //J. Atmos. Terr. Phys., 1975. V. 37. P. 461.



Рис. 3. Временные вариации плотности (а) и температуры (б) атмосферы на уровне 102 км 15 марта 1991 г.

- 8. Fla T., Kirkwood S., Schlegel K. //Radio Sci., 1985. V. 20. P. 785.
- 9. Tepley C. A. and Mathews J. D. //J. Geophys. Res., 1978. V.83. № A7. P. 3299.
- 10. Huuskonen A., Nygren T., Jalonen L. et al. //J. Atmos. Terr. Phys., 1986. V. 48. P. 827.
- 11. Kirkwood S. //J. Atmos. Terr. Phys., 1986. V. 48. P. 817.
- 12. Kofman W., Lathuillere C., and Pibaret B. //J. Atmos. Terr. Phys., 1986. V. 48. P. 837.
- Беликович В. В., Бенедиктов Е. А., Дмитриев С. А., Терина Г. И. //Изв. вузов. Радиофизика, 1981. Т. 24. С. 504.
- Benediktov E. A., Belikovich V. V., Tolmacheva A. V. In: Geophysical monograph, 87. The upper mesosphere and lower thermosphere: a review of experiment and theory /Ed. by R. M. Johnson and T. L. Kileen. — 1995. P. 251.
- Belikovich, V. V., Benediktov E. A., Goncharov N. P., Grishkevich L. V., and Vyakhirev V. D. //J. Atmos. Terr. Phys., 1986. V. 48. P. 1241.
- 16. Belikovich V. V., Benediktov E. A., and Terina G. I. //J. Atmos. Terr. Phys., 1986. V. 48. P. 1247.

Е.А.Бенедиктов, В.В.Беликович, А.В.Толмачева

- 17. Ионосфера Земли. Модель глобального распределения концентрации, температуры и эффективной частоты соударений. ГОСТ 25646.146.
- 18. Banks P. M. and Kockarts G. Aeronomy. Part A. New York: Academic Press, 1973.
- 19. Lubken F.-J., Von Zahn U., Manson A. et al. //J. Atmos. Terr. Phys., 1990. V. 52. P. 955.
- 20. Бахметьева Н. В., Беликович В. В., Коротина Г. С. //Геом. и аэроном., 1996. Т. 36. № 5. С. 180.

Научно-исследовательский радиофизический институт, г. Н. Новгород, Россия Поступила в редакцию 8 декабря 1997 г.

SOME MEASUREMENT RESULTS ON ATMOSPHERE TEMPERATURE AND DENSITY USING ARTIFICIAL PERIODIC INHOMOGENEITIES OF THE IONOSPHERIC PLASMA

E. A. Benediktov, V. V. Belikovich, A. K. Tolmacheva

We present preliminary results on the atmosphere temperature and density at E-region heights near N.Novgorod during 1990–1991 ($\lambda = 56.15$ °N, $\phi = 44.3$ °E). The average month values of the temperature and density are given within height interval 100–110 km for September and October 1990. As well as temperature and density time variations associated with the propagation of acoustic-gravity and internal waves. The influence of a natural turbulence upon the measurement accuracy has been analyzed. The method is based on the generation of artificial periodic inhomogeneities (API) by a powerful radio wave and the registration of the amplitudes of pulse probe radio waves back scattered by API.

УДК 533.951

К ТЕОРИИ РАМОЧНОЙ АНТЕННЫ В АНИЗОТРОПНОЙ ПЛАЗМЕ

Т. М. Заборонкова, А. В. Кудрин, Е. Ю. Петров

Рассмотрена задача о распределении тока в рамочной антенне, представляющей собой бесконечно тонкую идеально проводящую узкую ленту, свёрнутую в кольцо. Антенна расположена в анизотропной плазменной среде перпендикулярно внешнему магнитному полю и возбуждается сторонней ЭДС. Главное внимание сосредоточено на области частот, в которой возможно возбуждение электростатических волн. Задача сведена к системе интегральных уравнений с логарифмическими и сингулярными ядрами. На основании решения этих уравнений получены и проанализированы выражения для распределения тока и импеданса антенны.

введение

Исследованию электродинамических характеристик металлических антенн, расположенных в замагниченной плазме, посвящено значительное число работ (см., например, [1–15] и цитируемую там литературу). Повышенный интерес вызывают параметры антенных систем в частотных интервалах, отвечающих так называемым резонансным условиям [3, 7, 15], когда показатель преломления одной из нормальных волн плазменной среды при некотором значении угла между волновым вектором и направлением внешнего магнитного поля стремится к бесконечности. Такие условия реализуются во многих экспериментах по возбуждению электромагнитных излучений в лабораторной и космической плазме [16-18]. Характерной особенностью большинства работ, посвящённых тонким металлическим антеннам в замагниченной плазме, описываемой тензором диэлектрической проницаемости общего вида, является использование в резонансных областях частот заданных распределений тока как вдоль антенного провода, так и по его поперечному сечению [1, 5, 6]. При этом рассматриваются, как правило, простейшие распределения тока вдоль провода — линейные ("треугольные") для электрических вибраторов [1, 5] и однородные для рамочных (магнитных) антенн [6]. Такой подход, однако, может быть оправданным при выполнении ряда условий лишь для излучателей малых электрических размеров [5, 6, 19]. В общем случае необходимо отыскание распределения тока на антенне при заданных действующих на неё сторонних ЭДС.

В настоящей работе рассматривается задача о распределении тока и импедансе тонкой круговой рамочной антенны, находящейся в холодной бесстолкновительной замагниченной плазме. Главное внимание сосредоточено именно на резонансной области частот. Здесь мы ограничимся наиболее простым случаем анизотропной плазмы, описываемой тензором диэлектрической проницаемости вида

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & 0 & 0\\ 0 & \varepsilon & 0\\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix}, \tag{1}$$

полагая, что компоненты ε , η подчиняются условию $\varepsilon \eta < 0$. Напомним, что тензор диэлектрической проницаемости принимает такой вид при $\omega < \omega_p$ в случае сильно замагниченной плазмы — $\omega_p^2/\omega \ll \omega_H$, $\omega_{LH} < \omega \ll \omega_H$, а также в области достаточно низких частот $\omega \ll \Omega_H$ (здесь ω — круговая частота поля, ω_p и ω_H — плазменная частота и гирочастота электронов, соответственно, Ω_H — гирочастота ионов, ω_{LH} — нижняя гибридная частота) [20]. При этом имеют место неравенства $\varepsilon > 0$,

Т. М. Заборонкова, А. В. Кудрин, Е. Ю. Петров





a

Рис. 1. Геометрия задачи.

 $\eta < 0$. Кроме того, использование тензора вида (1) оказывается возможным в качестве приближения в диапазоне $\max\{\omega_p, \omega_H\} < \omega < \omega_{UH} \ (\omega_{UH} -$ верхняя гибридная частота), когда выполняются неравенства $\varepsilon < 0, \eta > 0.$

Отметим, что аналогичная задача для электрического диполя, ориентированного вдоль внешнего магнитного поля, была решена в работах [3, 4].

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ. ИСХОДНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Рассмотрим рамочную антенну, расположенную в однородной безграничной замагниченной плазме и представляющую собой бесконечно тонкую идеально проводящую ленту ширины 2b, свёрнутую в кольцо радиуса a. Плоскость кольца перпендикулярна внешнему магнитному полю \vec{B}_0 (см. рис. 1). Будем полагать, что описанная рамочная антенна возбуждается гармонической во времени ($\sim \exp(-i\omega t)$) распределённой сторонней ЭДС, создающей электрическое поле с единственной азимутальной составляющей E_{φ}^{cr} , отличной от нуля только при $\rho = a$, $|z| \leq b$ в угловом интервале ("зазоре") $|\varphi - \varphi_0| \leq \Delta \ll \pi$:

$$E_{\varphi}^{\rm cr}(a,\varphi,z) = \frac{\mathcal{E}^{\rm cr}}{2a\Delta} \left[U(\varphi - \varphi_0 + \Delta) - U(\varphi - \varphi_0 - \Delta) \right] \left[U(z+b) - U(z-b) \right]$$
(2)

Здесь $\mathcal{E}^{cr} = \text{const} - \text{напряжение, приложенное к зазору, } \Delta - угловая полуширина зазора, <math>U -$ единичная функция Хевисайда, ρ , φ , z - цилиндрические координаты.

Плотность тока j, возбуждаемого на антенне сторонним полем (2), может быть записана в виде

$$\vec{j} = \vec{\varphi}_0 I(\varphi, z) \,\delta(\rho - a),\tag{3}$$

где $|z| \le b, \delta$ — дельта-функция Дирака. Линейная плотность тока $I(\varphi, z)$ допускает, очевидно, следующее представление:

$$I(\varphi, z) = \sum_{m = -\infty}^{+\infty} I_m(z) e^{im\varphi}.$$
(4)

Для отыскания функции $I(\varphi, z)$ выразим азимутальную (E_{φ}) и продольную (E_z) компоненты электрического поля, возбуждаемого током (3), через неизвестные величины $I_m(z)$ и далее воспользуемся граничными условиями на поверхности антенны ($\rho = a, |z| \leq b$):

$$E_{\varphi} + E_{\varphi}^{\rm cr} = 0 \tag{5}$$

И

$$E_z = 0. (6)$$

Описанная стандартная процедура позволяет получить интегральные уравнения для указанных неизвестных величин и, таким образом, свести задачу о распределении тока на антенне к решению соответствующих интегральных уравнений.

Перейдём к получению выражений для компонент E_{φ} и E_z , отвечающих плотности тока j, представленной в виде (3). Используя преобразование Фурье

$$\vec{E}(\vec{n}) = \int \vec{E}(\vec{r}) e^{-ik_0 \vec{n}\vec{r}} d\vec{r}$$

и решая уравнения для Фурье-образов поля, нетрудно убедиться, что величины $E_{x,y,z}(\vec{n})$ даются выражениями

$$E_{x}(\vec{n}) = D\left\{\left[n_{x}^{2}(n^{2}-\eta) - \varepsilon(n_{\perp}^{2}-\eta) - n_{z}^{2}\eta\right]j_{x}(\vec{n}) + n_{x}n_{y}(n^{2}-\eta)j_{y}(\vec{n})\right\},\$$

$$E_{y}(\vec{n}) = D\left\{n_{x}n_{y}(n^{2}-\eta)j_{x}(\vec{n}) + \left[n_{y}^{2}(n^{2}-\eta) - \varepsilon(n_{\perp}^{2}-\eta) - n_{z}^{2}\eta\right]j_{y}(\vec{n})\right\},\tag{7}$$

$$E_{z}(\vec{n}) = D\left[n_{z}(n^{2}-\varepsilon)\left[n_{x}j_{x}(\vec{n}) + n_{y}j_{y}(\vec{n})\right],$$

$$j_{x}(\vec{n}) = -a \int_{-b}^{b} dz' \int_{0}^{2\pi} I(\varphi', z') \sin \varphi' \exp\left[-ik_{0}an_{\perp}\cos(\chi - \varphi') - ik_{0}n_{z}z'\right] d\varphi',$$

$$j_{y}(\vec{n}) = a \int_{-b}^{b} dz' \int_{0}^{2\pi} I(\varphi', z') \cos \varphi' \exp\left[-ik_{0}an_{\perp}\cos(\chi - \varphi') - ik_{0}n_{z}z'\right] d\varphi',$$

$$D = -\frac{4\pi i}{\omega \eta (n_{z}^{2} - n_{z,0}^{2})(n_{z}^{2} - n_{z,e}^{2})},$$

$$n_{z,0} = \sqrt{\varepsilon + \mu^{2}n_{\perp}^{2}}, \quad n_{z,e} = \sqrt{\varepsilon - n_{\perp}^{2}}, \quad \mu = \sqrt{-\frac{\varepsilon}{\eta}}, \quad n^{2} = n_{\perp}^{2} + n_{z}^{2},$$
(8)

 $k_0 = \omega/c$ — волновое число в вакууме, n_{\perp}, χ, n_z — цилиндрические координаты в пространстве волновых чисел. Отметим, что зависимости $n_{z,\alpha}(n_{\perp})$ (Im $n_{z,\alpha} > 0$) описывают поверхности показателя преломления нормальных волн — обыкновенной ($\alpha = 0$) и необыкновенной ($\alpha = e$) (см. рис. 2). В



Рис. 2. Поверхности показателя преломления $\omega(\vec{n}) = \text{const:}$ a) — $\varepsilon > 0, \eta < 0; \delta$) — $\varepsilon < 0, \eta > 0.$

случае $\varepsilon > 0$, $\eta < 0$ обе волны являются распространяющимися, тогда как при $\varepsilon < 0$, $\eta > 0$ распространяющейся оказывается только обыкновенная волна. Заметим, что правило определения знака величин Im $n_{z,\alpha}$ отвечает условию излучения на бесконечности. При Im $n_{z,\alpha} = 0$ условию излучения в интересующих нас резонансных диапазонах частот отвечают соотношения sign ($\operatorname{Re} n_{z,0}$) = sign ε , $\operatorname{Re} n_{z,e} > 0$.

Используя формулы (7), (8), можно получить следующее выражение для компоненты E_{φ} при $\rho = a$:

$$E_{\varphi}(a,\varphi,z) = \frac{k_0^2 a}{2\pi c} \int_{-b}^{b} dz' \int_{0}^{\infty} \left\{ \frac{n_{\perp}(n_{\perp}^2 - \eta)}{\eta n_{z,o}} \times \left[\int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{2\pi} I(\varphi',z') \sin(\chi-\varphi') \sin(\chi-\varphi) e^{ik_0\gamma_o} d\varphi' d\chi \right] - \frac{n_{\perp}}{n_{z,e}} \left[\int_{0}^{2\pi} \int_{0}^{2\pi} I(\varphi',z') \cos(\chi-\varphi') \cos(\chi-\varphi) e^{ik_0\gamma_e} d\varphi' d\chi \right] \right\} dn_{\perp},$$
(9)

где

$$\gamma_{\alpha} = n_{\perp} a \left[\cos(\chi - \varphi) - \cos(\chi - \varphi') \right] + n_{z,\alpha} |z - z'|.$$

В результате вычисления интегралов по χ и φ' с учётом представления (4) и разложений функций Бесселя [21]

$$J_{0}\left(2k_{0}an_{\perp}\sin\frac{\varphi-\varphi'}{2}\right) = J_{0}^{2}(k_{0}an_{\perp}) + 2\sum_{k=1}^{\infty}J_{k}^{2}(k_{0}an_{\perp})\cos[k(\varphi-\varphi')],$$

$$J_{2}\left(2k_{0}an_{\perp}\sin\frac{\varphi-\varphi'}{2}\right) = J_{1}^{2}(k_{0}an_{\perp}) - 2\sum_{k=1}^{\infty}J_{k-1}(k_{0}an_{\perp})J_{k+1}(k_{0}an_{\perp})\cos[k(\varphi-\varphi')]$$
(10)

Т. М. Заборонкова, А. В. Кудрин, Е. Ю. Петров

$$E_{\varphi}(a,\varphi,z) = \frac{2\pi k_0^2 a}{c} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\varphi} \int_{-b}^{b} I_m(z') \left[\int_{0}^{\infty} \frac{n_{\perp}(n_{\perp}^2 - \eta)}{\eta n_{z,o}} \times \left(\frac{m J_m(k_0 a n_{\perp})}{k_0 a n_{\perp}} \right)^2 \exp\left(i k_0 n_{z,o} |z - z'|\right) dn_{\perp} - \int_{0}^{\infty} \frac{n_{\perp}}{n_{z,e}} J'_m^2(k_0 a n_{\perp}) \exp\left(i k_0 n_{z,e} |z - z'|\right) dn_{\perp} \right] dz',$$
(11)

где J_m и J'_m — функции Бесселя и их производные по аргументу соответственно. Нетрудно убедиться, что после вычислений, аналогичных проведённым выше, продольная компонента электрического поля записывается при $\rho = a$ следующим образом:

$$E_{z}(a,\varphi,z) = \frac{2\pi k_{0}}{c\eta} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} e^{im\varphi} \int_{-b}^{b} I_{m}(z') m \int_{0}^{\infty} n_{\perp} J_{m}^{2}(k_{0}an_{\perp}) \times \\ \times \exp\left(ik_{0}n_{z,o}|z-z'|\right) dn_{\perp} \operatorname{sign}(z-z') dz'.$$
(12)

Вполне понятно, что и величина $E^{\,\mathrm{cr}}_{\,\varphi}$ допускает представление

$$E_{\varphi}^{\rm cr} = \frac{\mathcal{E}^{\rm cr}}{2\pi a} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \operatorname{sinc}\left(\frac{m\Delta}{\pi}\right) e^{im(\varphi-\varphi_0)},\tag{13}$$

где

$$\operatorname{sinc} \theta = \frac{\sin \pi \theta}{\pi \theta}$$

Заметим, что в пределе $\Delta \to 0$, т. е. при переходе в (2) к δ -функции по $\varphi - E_{\varphi} = \mathcal{E}^{c\tau} a^{-1} \delta(\varphi - \varphi_0)$, все величины $\operatorname{sinc}(m\Delta/\pi)$ обращаются в единицу.

Из граничных условий для тангенциальных компонент электрического поля на поверхности антенны, с учётом выражений (11), (12) и (13), несложно получить интегральные уравнения для величин $I_m(z)$. Так, из условия (5) имеем

$$\int_{-b}^{b} \mathcal{K}_{\varphi,m}(z-z') I_m(z') dz' = A_m,$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad |z| \le b,$$
(14)

где

$$\mathcal{K}_{\varphi,m}(\zeta) = \int_{0}^{\infty} \left[\frac{n_{\perp}(n_{\perp}^{2} - \eta)}{\eta n_{z,o}} \frac{m^{2} J_{m}^{2}(k_{0} a n_{\perp})}{(k_{0} a n_{\perp})^{2}} \exp\left(ik_{0} n_{z,o} |\zeta|\right) - \frac{n_{\perp}}{n_{z,e}} J_{m}^{\prime 2}(k_{0} a n_{\perp}) \exp\left(ik_{0} n_{z,e} |\zeta|\right) \right] dn_{\perp},$$

$$A_{m} = -\frac{c \mathcal{E}^{\text{cr}}}{4\pi^{2}(k_{0} a)^{2}} \operatorname{sinc}\left(\frac{m\Delta}{\pi}\right) e^{-im\varphi_{0}}.$$
(15)

Т. М. Заборонкова, А. В. Кудрин, Е. Ю. Петров

Граничное условие (6) даёт уравнения

$$\int_{-b}^{b} \mathcal{K}_{z,m}(z-z') I_m(z') dz' = 0,$$

$$m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad |z| \le b,$$
(16)

где

$$\mathcal{K}_{z,m}(\zeta) = \operatorname{sign} \zeta \int_{0}^{\infty} m \, n_{\perp} J_m^2(k_0 a n_{\perp}) \exp(ik_0 n_{z,o} |\zeta|) dn_{\perp}.$$
(17)

Поведение решений полученных интегральных уравнений определяется свойствами их ядер. Как будет показано ниже, в случае достаточно тонкой антенны, когда выполняются неравенства

$$b \ll a, \ \mu b \ll a, \ (k_0 b)^2 \max\{|\varepsilon|, |\eta|\} \ll 1,$$
 (18)

свойства этих ядер позволяют получить приближённые решения уравнений (14), (16) в аналитическом виде. С целью упрощения последующего анализа (в частности, получения более компактных выражений для распределения тока на антенне) наряду с неравенствами (18) мы будем также считать выполненными условия

$$b/a \ll \Delta \ll 1. \tag{19}$$

РЕШЕНИЕ ИНТЕГРАЛЬНЫХ УРАВНЕНИЙ ДЛЯ ТОКА

Анализ интегральных уравнений (14), (16) начнём с изучения некоторых свойств их ядер, даваемых соотношениями (15), (17). Представим ядра этих уравнений в виде

$$\mathcal{K}_{\varphi,m}(\zeta) = K_{\varphi,m}(\zeta) + F_{\varphi,m}(\zeta),$$

$$\mathcal{K}_{z,m}(\zeta) = K_{z,m}(\zeta) + F_{z,m}(\zeta),$$
(20)

где

$$K_{\varphi,m}(\zeta) = \int_{0}^{\infty} \left[\frac{(-1)m^{2}}{(k_{0}a)^{2}\sqrt{|\varepsilon\eta|}} J_{m}^{2}(k_{0}an_{\perp}) \exp\left(ik_{0}\mathrm{sign}(\varepsilon)n_{\perp}\mu|\zeta|\right) + i J_{m-1}^{2}(k_{0}an_{\perp}) \exp\left(-k_{0}n_{\perp}|\zeta|\right) \right] dn_{\perp}, \qquad (21)$$
$$K_{z,m}(\zeta) = m \operatorname{sign}\zeta \int_{0}^{\infty} n_{\perp} J_{m}^{2}(k_{0}an_{\perp}) \exp\left(ik_{0}\mathrm{sign}(\varepsilon)n_{\perp}\mu|\zeta|\right) dn_{\perp};$$

$$F_{\varphi,m}(\zeta) = \int_{0}^{\infty} \left\{ \frac{m^2 J_m^2(k_0 a n_\perp)}{(k_0 a n_\perp)^2} \times \left[\frac{n_\perp (n_\perp^2 - \eta)}{\eta n_{z,o}} \exp\left(i k_0 n_{z,o} \left|\zeta\right|\right) + \frac{n_\perp^2}{\sqrt{|\varepsilon\eta|}} \exp\left(i k_0 \text{sign}(\varepsilon) n_\perp \mu |\zeta|\right) \right] -$$
(22)

Т. М. Заборонкова, А. В. Кудрин, Е. Ю. Петров

$$-\left[\frac{n_{\perp} J'_m^2(k_0 a n_{\perp})}{n_{z,e}} \exp\left(ik_0 n_{z,e} |\zeta|\right) + iJ_{m-1}^2(k_0 a n_{\perp}) \exp\left(-k_0 n_{\perp} |\zeta|\right)\right]\right\} dn_{\perp},$$

$$F_{z,m}(\zeta) = m \operatorname{sign} \zeta \int_0^\infty n_{\perp} J_m^2(k_0 a n_{\perp}) \times$$

$$\times \left[\exp\left(ik_0 n_{z,o} |\zeta|\right) - \exp\left(ik_0 \operatorname{sign}(\varepsilon) n_{\perp} \mu |\zeta|\right)\right] dn_{\perp}; \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots.$$

Можно показать, что величины (21) обращаются в бесконечность при $\zeta = 0$, в то время как величины (22) не имеют особенностей в данной точке. Таким образом, формулы (20)–(22) дают представления ядер $\mathcal{K}_{\varphi,m}$ и $\mathcal{K}_{z,m}$ в виде сумм сингулярных ($K_{\varphi,m}, K_{z,m}$) и несингулярных ($F_{\varphi,m}, F_{z,m}$) слагаемых.

Интегралы, стоящие в выражениях (21) и описывающие сингулярные части ядер, могут быть вычислены аналитически [21]:

$$\begin{split} K_{\varphi,m}(\zeta) &= \frac{1}{\pi k_0 a} \left\{ \frac{(-1) m^2}{(k_0 a)^2 \sqrt{|\varepsilon \eta|}} \times \\ &\times \left[\left(\mathbf{Q}_{m-\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\mu^2 \zeta^2}{2a^2} \right) + i \frac{\pi}{2} \operatorname{sign}(\varepsilon) \mathbf{P}_{m-\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\mu^2 \zeta^2}{2a^2} \right) \right) U \left(1 - \frac{\mu |\zeta|}{2a} \right) + \\ &+ i (-1)^m \operatorname{sign}(\varepsilon) Q_{m-\frac{1}{2}} \left(\frac{\mu^2 \zeta^2}{2a^2} - 1 \right) U \left(\frac{\mu |\zeta|}{2a} - 1 \right) \right] + \\ &+ i Q_{m-\frac{3}{2}} \left(1 + \frac{\zeta^2}{2a^2} \right) \right\}, \end{split}$$
(23)
$$K_{z,m}(\zeta) &= \frac{m \operatorname{sign}(\varepsilon)}{i \pi k_0^2 a \mu} \frac{\partial}{\partial \zeta} \left\{ \left[\mathbf{Q}_{m-\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\mu^2 \zeta^2}{2a^2} \right) + \\ &+ i \frac{\pi}{2} \operatorname{sign}(\varepsilon) \mathbf{P}_{m-\frac{1}{2}} \left(1 - \frac{\mu^2 \zeta^2}{2a^2} \right) \right] U \left(1 - \frac{\mu |\zeta|}{2a} \right) + \\ &+ i (-1)^m \operatorname{sign}(\varepsilon) Q_{m-\frac{1}{2}} \left(\frac{\mu^2 \zeta^2}{2a^2} - 1 \right) U \left(\frac{\mu |\zeta|}{2a} - 1 \right) \right\}. \end{split}$$

Здесь

$$P_{\nu}(x) = \frac{1}{2} \left[P_{\nu}(x+i0) + P_{\nu}(x-i0) \right],$$

$$Q_{\nu}(x) = \frac{1}{2} \left[Q_{\nu}(x+i0) + Q_{\nu}(x-i0) \right], \quad -1 < x < 1;$$

 $P_{\nu}(z), Q_{\nu}(z)$ — функции Лежандра 1-го и 2-го рода, соответственно. Заметим, что дифференцирование по ζ в (23) понимается в обобщённом смысле.

Перейдём теперь к рассмотрению случая (18), когда выполняются неравенства $\zeta^2 \ll 2a^2$, $\mu^2 \zeta^2 \ll 2a^2 (|z-z'| \equiv |\zeta| \leq 2b$ в уравнениях (14), (16)). Здесь заведомо справедливо условие $\mu b < a$, при котором ядра $K_{z,m}$ не содержат обобщённых функций. Физически указанное условие отвечает отсутствию "поперечного" резонанса электростатических волн во внутренней области кольцевой антенны ($\rho < a$). * Принимая во внимание перечисленные выше неравенства, воспользуемся для дальнейшего упрощения

^{*}Данный факт допускает наглядную геометрическую интерпретацию: любая из характеристик уравнения для квазиэлектростатического потенциала [15] имеет при $\mu b < a$ лишь одну точку касания с поверхностью антенны.

выражений (23) асимптотическими представлениями функций Лежандра $P_{\nu}(z)$, $Q_{\nu}(z)$, справедливыми вблизи особых точек $z = \pm 1$ [22]. С учётом соответствующих представлений ядра исследуемых интегральных уравнений записываются приближённо таким образом:

$$\mathcal{K}_{\varphi,m}(\zeta) \approx \frac{1}{\pi k_0 a} \left\{ \left(\frac{m^2}{(k_0 a)^2 \sqrt{|\varepsilon\eta|}} - i \right) \ln \frac{|\zeta|}{2a} + \frac{m^2}{(k_0 a)^2 \sqrt{|\varepsilon\eta|}} \left[\ln \mu + C + \psi \left(m + \frac{1}{2} \right) - i \operatorname{sign}\left(\varepsilon\right) \frac{\pi}{2} \right] - i \left[C + \psi \left(m - \frac{1}{2} \right) \right] \right\} + F_{\varphi,m}(0),$$

$$\mathcal{K}_{z,m}(\zeta) \approx \frac{im \operatorname{sign}\left(\varepsilon\right)}{\pi k_0^2 a \mu} \frac{1}{\zeta},$$
(24)

где C = 0,5772... — постоянная Эйлера, $\psi(z) = \frac{d \ln \Gamma(z)}{dz}$ — логарифмическая производная Гфункции; в (24) также учтено, что $F_{z,m}(0) = 0$. В результате интегральные уравнения (14) принимают вид

$$\int_{-b}^{b} I_m(z') \ln \frac{|z-z'|}{2a} dz' = \pi A_m \frac{(k_0 a)^3 \sqrt{|\varepsilon\eta|}}{m^2 - i(k_0 a)^2 \sqrt{|\varepsilon\eta|}} - S_m \int_{-b}^{b} I_m(z') dz',$$
(25)

где

$$S_m = \frac{1}{m^2 - i(k_0 a)^2 \sqrt{|\varepsilon\eta|}} \left\{ m^2 \left[\ln\mu + C + \psi \left(m + \frac{1}{2} \right) - i \operatorname{sign}(\varepsilon) \frac{\pi}{2} \right] - i \operatorname{sign}(\varepsilon) \frac{\pi}{2} \right] - i \operatorname{sign}(\varepsilon) \frac{\pi}{2} \right\} - i (k_0 a)^2 \sqrt{|\varepsilon\eta|} \left[C + \psi \left(m - \frac{1}{2} \right) + i \pi k_0 a F_{\varphi,m}(0) \right] \right\},$$

В свою очередь уравнения (16) преобразуются к следующему виду:

$$\int_{-b}^{b} m \frac{I_m(z')}{z - z'} \, dz' = 0.$$
⁽²⁶⁾

Можно показать, что решения уравнений (25) и (26) являются главными членами асимптотик решений исходных интегральных уравнений (14) и (16) при больших значениях параметра $\Lambda = \min\{a/b, a/\mu b\}$ (ср. с [23]). Здесь мы ограничимся анализом лишь уравнений (25), (26). Нетрудно убедиться, что решения уравнений (25) с логарифмическим ядром автоматически удовлетворяют соответствующим сингулярным уравнениям (26) с ядром Коши [23]. Это обстоятельство позволяет рассматривать далее только уравнения (25). Их решения имеют вид (см. [23, 24]):

$$I_m(z) = -\frac{1}{\sqrt{b^2 - z^2}} \frac{(k_0 a)^3 \sqrt{|\varepsilon\eta|}}{m^2 - i (k_0 a)^2 \sqrt{|\varepsilon\eta|}} \frac{A_m}{\ln(4a/b) - S_m} \,. \tag{27}$$

Подставляя выражение (27) в (4), получаем следующую формулу для линейной плотности тока $I(\varphi, z)$:

$$I(\varphi, z) = \frac{ic\mathcal{E}^{\text{CF}}}{4\pi^2 k_0 a \sqrt{b^2 - z^2}} \left[\frac{1}{\ln (4a/b) - S_0} - 2i \sum_{m=1}^{\infty} \alpha_m \frac{\operatorname{sinc} (m\Delta/\pi)}{\ln (4a/b) - S_m} \cos m(\varphi - \varphi_0) \right].$$
(28)

Т. М. Заборонкова, А. В. Кудрин, Е. Ю. Петров

где

366

$$\alpha_m = \frac{(k_0 a)^2 \sqrt{|\varepsilon \eta|}}{m^2 - i(k_0 a)^2 \sqrt{|\varepsilon \eta|}}.$$

В отношении этой формулы следует заметить, что асимптотические представления функций Лежандра, использовавшиеся для получения выражений (24), становятся, строго говоря, неприменимыми при достаточно больших значениях m, когда $m > m^* \sim [\Lambda]$ (символ [...] обозначает целую часть числа). Однако, как оказывается, в рассматриваемом здесь случае (19) члены ряда (28) с номерами $m > m^*$ не дают уже заметного вклада в полное значение величины $I(\varphi, z)$. Поэтому указанная неточность аппроксимации ядер интегральных уравнений не сказывается существенно на результатах расчёта распределения тока в антенне. Это означает, что при практических вычислениях суммирование в (28) можно оборвать на номерах $m \sim m^*$.

Полный ток $I_{\Sigma}(\varphi)$ в сечении $\varphi = \text{const}$ равен, очевидно,

$$I_{\Sigma}(\varphi) = \int_{-b}^{b} I(\varphi, z) \, dz.$$

Результирующее выражение для $I_{\Sigma}(\varphi)$ может быть получено из (28) путём замены $\frac{1}{\sqrt{b^2 - z^2}} \to \pi$. Таким образом, несмотря на расходимость линейной плотности тока $I(\varphi, z)$ при $|z| \to b$, величина $I_{\Sigma}(\varphi)$ является конечной.

Интересно отметить, что так же, как в известной задаче о распределении тока в рамочной антенне с круговым сечением провода, находящейся в вакууме [25, 26], полученное здесь представление (28) вполне удовлетворительно описывает поведение тока даже при переходе к δ -функции по φ в выражении (2), когда $E_{\varphi}^{cr} = \mathcal{E}^{cr} a^{-1} \delta(\varphi - \varphi_0)$. В этом случае некоторые уточнения токораспределения требуются лишь для весьма малой окрестности места приложения сторонней ЭДС.*

РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ТОКА И ВХОДНОЙ ИМПЕДАНС

Полученные результаты могут быть применены к исследованию основных электродинамических характеристик антенны и, в частности, токораспределения и входного импеданса. Чтобы найти распределение тока, следует просуммировать ряд в выражении (28). В общем случае данная задача может быть решена только численно. Однако, используя некоторые упрощающие предположения, оказывается возможным получить наглядную приближённую формулу для распределения тока в рассматриваемой рамочной антенне. Во-первых, полагая, что $\ln(4a/b) \gg S_m$, пренебрежём в (28) величинами S_m по сравнению с $\ln(4a/b)$. Во-вторых, учтём, что члены ряда с номерами $m > m^*$ при соблюдении условий (19), как отмечалось выше, не дают существенного вклада в полное значение тока. Более того, с хорошей точностью можно считать, что ряд в (28) сходится уже при значениях $m \sim M$ ($1 \ll M \ll m^*$), для которых sinc $(m\Delta/\pi) \approx 1$. В результате, приближённо имеем

$$I_{\Sigma}(\varphi) \approx I_0 \left[1 - 2i \sum_{m=1}^M \alpha_m \operatorname{sinc}\left(\frac{m\Delta}{\pi}\right) \cos m(\varphi - \varphi_0) \right] \approx$$
$$\approx I_0 \left[1 - 2i \sum_{m=1}^M \alpha_m \cos m(\varphi - \varphi_0) \right] \approx$$

^{*} Следует иметь в виду, что поскольку в этом случае $\Delta = 0$, то для аппроксимации ядер интегральных уравнений при $m > m^*$ приходится использовать значительно более сложные (по сравнению с (24)) представления.

$$\approx I_0 \left[1 - 2i \sum_{m=1}^{\infty} \alpha_m \cos m(\varphi - \varphi_0) \right].$$
(29)

Здесь используется обозначение

$$I_0 = \frac{ic\mathcal{E}^{\rm ct}}{4\pi k_0 a \ln(4a/b)}$$

Суммируя ряд в (29), получим, согласно [27], следующее выражение для полного тока в сечении $\varphi =$ const:

$$I_{\Sigma}(\varphi) = I_0 \pi ha \frac{\cos[(\pi - \varphi + \varphi_0)ha]}{\sin(\pi ha)}, \ 0 \le \varphi - \varphi_0 \le 2\pi,$$
(30)

где

$$h = k_0 |\varepsilon\eta|^{1/4} \frac{1+i}{\sqrt{2}}.$$

Входной импеданс антенны даётся выражением

$$Z = \frac{\mathcal{E}^{\text{cr}}}{I_{\Sigma}(\varphi_0)} = -iZ_w \operatorname{tg}(\pi ha), \tag{31}$$

где

$$Z_w = \frac{4}{c} \frac{k_0}{h} \ln\left(\frac{4a}{b}\right).$$

Из формулы (31) видно, что импеданс исследуемой антенны совпадает формально с входным импедансом закороченной двухпроводной линии, имеющей характеристический импеданс Z_w и длину πa .

Заметим, что приближённое выражение для импеданса Z оказывается одинаковым в обоих рассматриваемых случаях: $\varepsilon > 0$, $\eta < 0$ и $\varepsilon < 0$, $\eta > 0$. Это обстоятельство является следствием пренебрежения величинами S_m по сравнению с $\ln(4a/b)$ при получении выражения (30), что фактически отвечает переходу в рамках квазиэлектростатического приближения [7, 15] к пределу $\ln(a/b) \to \infty$. Учёт величин S_m , ведущих себя по-разному в двух указанных выше случаях, даёт поправку к импедансу, зависящую от знака ε . Можно показать, что величины S_m содержат также вклад в импеданс "поперечной" части поля, не описываемой формулами квазиэлектростатического приближения.

Выражение (31) для входного импеданса заметно упрощается в случаях больших и малых электрических размеров антенны. При сравнительно малых размерах ($|h|a \ll 1$) входной импеданс принимает вид

$$Z \approx \frac{4\pi^3}{3c} (k_0 a)^3 \sqrt{|\varepsilon\eta|} \ln\left(\frac{4a}{b}\right) - i\frac{4\pi}{c} k_0 a \ln\left(\frac{4a}{b}\right).$$
(32)

Здесь активная часть импеданса отвечает потерям на излучение квазиэлектростатических волн; реактивная часть имеет индуктивный характер. Отметим, что в этом предельном случае реактивная часть импеданса совпадает с реактансом кольцевой антенны в вакууме, как это и должно быть (см. [6]), и фактически определяется нулевым членом I_0 ряда (29) для тока $I_{\Sigma}(\varphi_0)$. В то же время сопротивление излучения Re Z определяется членом ряда с номером m = 1. Более детальный анализ, опирающийся на строгую формулу (28), показывает, что вклад нулевой гармоники тока в полное сопротивление излучения является здесь действительно малым по сравнению с вкладом от гармоники с номером m = 1. Это объясняется тем, что в негиротропной плазме однородная составляющая тока, отвечающая члену ряда (28) с номером m = 0, возбуждает при $\varepsilon > 0$, $\eta < 0$ только необыкновенную волну, потери на излучение в которую оказываются незначительными; при $\varepsilon < 0$, $\eta > 0$ данная волна является нераспространяющейся и вообще не даёт вклада в сопротивление излучения. Неоднородная же составляющая тока, в которой при малых электрических размерах антенны преобладает член, отвечающий номеру m = 1, возбуждает достаточно эффективно квазиэлектростатическую часть пространственного

спектра квазиплоских волн обыкновенной поляризации. В результате именно потери на излучение в обыкновенную волну и дают главный вклад в действительную часть входного импеданса.

В противоположном случае антенны больших электрических размеров ($|h|a \gg 1$) входной импеданс имеет вид

$$Z \approx Z_w = \frac{4\ln(4a/b)}{\omega\sqrt{|\varepsilon\eta|} L_{\text{eff}}} (1-i),$$
(33)

где $L_{\text{eff}} = (\text{Im } h)^{-1}$. Как следует из (33), сопротивление излучения Re Z по своему виду аналогично сопротивлению излучения электрического диполя длиной $2L_{\text{eff}}$, расположенного в плазме перпендикулярно внешнему магнитному полю (см. [1]). Ясно, что как реальная, так и мнимая части импеданса определяются здесь вкладом достаточно большого числа членов ряда (29).

Обратим внимание, что выведенные выше простые приближённые формулы для входного импеданса, отвечающие предельному переходу $\ln(a/b) \to \infty$ в выражении (28), согласуются с результатами, полученными для рамочной антенны в работе [12] с помощью метода длинных линий, обобщённого на случай замагниченной плазмы. Этот метод, не являясь математически строгим, позволяет, однако, дать сравнительно простую и наглядную физическую интерпретацию указанных формул (см. работу [12] и цитируемую в ней литературу).

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Резюмируя, можно утверждать следующее. Применительно к резонансной области частот получено решение задачи о распределении тока в рамочной антенне, расположенной в холодной бесстолкновительной анизотропной плазме и представляющей собой узкую идеально проводящую ленту, свёрнутую в кольцо. Построенное решение, описывающее распределение тока как вдоль, так и поперёк ленты, представляет собой, по существу, обобщение результатов стандартной теории тонких металлических антенн на случай анизотропной резонансной плазменной среды, допускающей существование квазиэлектростатических ("плазменных") волн. Распределение тока на антенне в такой среде оказывается сложной интегральной характеристикой, учитывающей, вообще говоря, вклад распространяющихся и нераспространяющихся волн (см., например, формулу (28) и выражения для входящих в неё величин). Показано, что при выполнении ряда упрощающих условий удаётся получить сравнительно простые выражения для токораспределения. Опираясь на эти результаты, можно исследовать все основные электродинамические характеристики излучателя. Здесь мы ограничились лишь анализом поведения входного импеданса рамочной антенны. Как следует из проведённого рассмотрения, в резонансных диапазонах частот замагниченной плазмы задание однородного распределения тока даже для рамки малых электрических размеров ($|h|a \ll 1$) может приводить к неверным результатам при расчёте некоторых её характеристик (в частности, сопротивления излучения), и поэтому необходимо использовать решение самосогласованной задачи теории антенн.

Следует отметить, что подход, применённый в настоящей работе, может быть распространён на случай рамочной антенны, находящейся в магнитоактивной (гиротропной) плазме. Соответствующее обобщение требует, однако, отдельного рассмотрения, выходящего за рамки данной статьи.

Авторы признательны за финансовую поддержку программе "Ведущие научные школы" (грант 96– 15–96591) и Российскому фонду фундаментальных исследований (грант 96–02–18666). Работа одного из авторов (Петрова Е. Ю.) была также поддержана программой "Университеты России".

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Balmain K. G. //IEEE Trans. Antennas and Propagat., 1964. V. AP-12. № 5. P. 605.
- 2. Galejs J. //IEEE Trans. Antennas and Propagat., 1968. V. AP-16. № 6. P. 728.
- 3. Lee S. W. //Radio Sci., 1969. V. 4. № 2. P. 179.
- 4. Чугунов Ю. В. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1969. Т. 12. № 6. С. 830.
- 5. Wang T. N. C., Bell T. F. //Radio Sci., 1969. V.4. № 2. P. 167.
- 6. Wang T. N. C., Bell T. F. //IEEE Trans. Antennas and Propagat., 1972. V. AP-20. № 3. P. 394.
- 7. Андронов А. А., Чугунов Ю. В. //УФН, 1975. Т. 116. Вып. 1. С. 79.
- 8. Беллюстин Н. С., Докучаев В. П. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1975. Т. 18. № 1. С. 17.
- 9. Докучаев В. П., Тамойкин В. В., Чугунов Ю. В. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1976. Т. 19. № 8. С. 1121.
- 10. Беллюстин Н. С. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1978. Т. 21. № 1. С. 22.
- 11. Акиндинов В. В., Ерёмин С. М., Лишин И. В. //Радиотехника и электроника, 1985. Т. 30. Вып. 5. С. 833.
- 12. Ohnuki S., Sawaya K., Adachi S. //IEEE Trans. Antennas and Propagat., 1986. V. AP-34. № 8. P. 1024.
- 13. Ерёмин С. М. //Радиотехника и электроника, 1987. Т. 32. Вып. 5. С. 922.
- 14. Ерёмин С. М. //Радиотехника и электроника, 1988. Т. 33. Вып. 9. С. 1852.
- 15. Мареев Е. А., Чугунов Ю. В. Антенны в плазме. Н.Новгород: ИПФ АН СССР, 1991. 231 с.
- 16. Арманд Н.А., Семенов Ю.П., Черток Г.Е. и др. //Радиотехника и электроника, 1988. Т.33. Вып. 11. С. 2225.
- 17. Голубятников Г. Ю., Егоров С. В., Костров А. В. и др. //ЖЭТФ, 1988. Т. 94. Вып. 4. С. 124.
- Заборонкова Т. М., Костров А. В., Кудрин А. В. и др. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1996. Т. 39. № 2. С. 192.
- 19. Kondrat'ev I. G., Kudrin A. V., Zaboronkova T. M. //Radio Sci., 1992. V. 27. № 2. P. 315.
- 20. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. 684 с.
- 21. Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. Специальные функции. М.: Наука, 1983. С. 221.
- 22. Бейтмен Г., Эрдейи А. Высшие трансцендентные функции. Т. 1. М.: Наука, 1973. С. 163.
- Ворович И. И., Александров В. М., Бабешко В. А. Неклассические смешанные задачи теории упругости. — М.: Наука, 1974. С. 215.
- 24. Гахов Ф.Д. Краевые задачи. М.: Наука, 1977. С. 585.
- 25. Wu T. T. //J. Math. Phys., 1962. V. 3. № 6. P. 1301.
- 26. Фрадин А. З. Антенно-фидерные устройства. М.: Связь, 1977. С. 133.
- Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. Элементарные функции. М.: Наука, 1981. С. 730.

Научно-исследовательский радиофизический институт, Нижегородский государственный университет им.Н.И.Лобачевского,

Н. Новгород, Россия

Т. М. Заборонкова, А. В. Кудрин, Е. Ю. Петров

Поступила в редакцию 18 ноября 1997 г.

ON THE THEORY OF A LOOP ANTENNA IN AN ANISOTROPIC PLASMA

T. M. Zaboronkova, A. V. Kudrin, E. Yu. Petrov

We consider the problem of determining the current distribution along a loop antenna consisting of an infinitely thin perfectly conducting strip which is coiled into a ring. The antenna immersed in an anisotropic plasma medium is perpendicular to an external magnetic field and exited by the given EMF. The main attention is focused on the frequency band in which excitation of electrostatic waves is possible. The problem is reduced to the set of integral equations with logarithmic and singular kernels. On the basis of the solution of these equations, expressions have been obtained and analyzed for the antenna current distribution and input impedance.

УДК 533.951

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ВОЛНОВОДЕ ЗЕМЛЯ-ИОНОСФЕРА С ПЛАВНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ НЕОДНОРОДНОСТЬЮ ИМПЕДАНСА ВЕРХНЕЙ ГРАНИЦЫ

Л. П. Коган

Исследовано влияние плавнонеоднородного периодического возмущения импеданса верхней стенки плоского волновода Земля—ионосфера на поле вертикального электрического диполя, помещённого в волноводный канал. Рассмотрен случай, когда амплитуда возмущения соизмерима с невозмущённым значением импеданса. Получено выражение для потенциала Герца при расположении источника и точки наблюдения на уровне нижней стенки волновода.

В данной статье рассматривается воздействие периодической неоднородности импеданса ионосферы на излучение вертикального электрического диполя, помещённого в плоский волновод Земля ионосфера. Предполагается, что амплитуда неоднородности импеданса соизмерима с его невозмущённым значением, а период импеданса много больше длины волны, излучаемой источником. Ранее в работе [1] в том же приближении изучалось влияние локальной импедансной неоднородности, в [2] стохастической неоднородности импеданса ионосферы и в [3] — относительно сильного возмущения высоты верхней стенки на излучение заданных источников.

Если считать, что амплитуда a флуктуаций импеданса верхней границы мала в сравнении с его невозмущённым значением η_0 , то, как было показано в [4], можно ограничиться изучением задачи в первом приближении, пренебрегая слагаемыми порядка малости $\left(\frac{a}{\eta_0}\right)^n \ll 1$, где $n \ge 2$. В рассматриваемом же случае, как и в работах [1, 2], предполагается, что величина $a \le \eta_0$, так что правомерно полагать $\left(\frac{a}{\eta_0}\right)^n \sim 1$ при $n \le n^* = [\log_b 2]$ (здесь $b = \frac{\eta_0}{a}$, квадратные скобки означают целую часть числа). Поэтому при решении необходимо учитывать не менее n^* последовательных приближений. Нижнюю стенку волновода полагаем идеальной.

В качестве модельной задачи изучается влияние неоднородности импеданса квазигармонического типа. Возмущение такого рода было рассмотрено в работе [5]. Благодаря квазигармоническому характеру возмущения удаётся записать решение для Фурье-образа возмущённого поля в виде суммы из слагаемых в форме произведений невозмущённых Фурье-образов. Интегрирование полученного выражения и запись решения для вертикальной компоненты вектора Герца упрощаются в случае расположения источника и точки наблюдения вблизи нижней стенки, когда отбрасываются экспоненциально малые слагаемые, соответствующие модам, прижатым к верхней границе.

1. ИНТЕГРАЛЬНОЕ ПРЕДСТАВЛЕНИЕ ДЛЯ ВЕКТОРА ГЕРЦА

Итак, рассмотрим волновод высоты h. Пусть в точке с координатами $\vec{R}_0 = \vec{R}_0(x_0; y_0; z_0)$ расположен источник в виде вертикального электрического диполя (ВЭД) с дипольным моментом $\vec{P}_0 = \delta(x - x_0) \,\delta(y - y_0) \,\delta(z - z_0) \,e^{i\omega t} P_0 \vec{z}^0$, где x, y, z — декартова система координат. (В данной работе используется система единиц СИ.)

Периодическое возмущение параметров верхней стенки считаем плавным в масштабе длины волны. Поэтому можем ограничиться рассмотрением волн основной ТМ-поляризации, возбуждаемых данным ВЭД.

Для горизонтальных компонент электрического \vec{E} и магнитного \vec{H} полей считаем выполненным граничное условие импедансного типа

$$[\vec{n}, \vec{E}] = Z_i[\vec{n}, [\vec{E}, \vec{n}]]$$

где Z_i — поверхностный импеданс ионосферы.

Векторы \vec{E} и \vec{H} выражаются через вектор Герца $\vec{\Pi}$:

$$\vec{E} = (\operatorname{grad} \operatorname{div} + k_0^2) \vec{\Pi}, \qquad \vec{H} = i\omega\varepsilon_0 \operatorname{rot} \vec{\Pi}.$$

В силу плавности возмущения в масштабе длины волны λ будем пренебрегать горизонтальными компонентами вектора Герца, полагая $\vec{\Pi} = \vec{z}^0 \Pi$. Поэтому граничное условие для верхней стенки переписывается в виде

$$\frac{\partial \Pi}{\partial z} = -ik_0 \eta \Pi \Big|_{z = h}$$

а для нижней границы — в виде

$$\frac{\partial \Pi}{\partial z} = 0 \Big|_{z = 0}.$$

Здесь $\eta = \frac{Z_i}{Z_0}$ — приведённый поверхностный импеданс верхней границы волновода, $Z_0 = \sqrt{\frac{\mu_0}{\varepsilon_0}}$ ($\varepsilon_0 \approx 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ ф/м}, \mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ гн/м}$ — диэлектрическая и магнитная проницаемости вакуума). Конкретизируя вид η , полагаем, что $\eta = \eta_0 + \eta_1(x)$, где $\eta_1(x) = a \cos(xx) e^{-\tilde{\delta}|x|}, \eta_0 = \text{const}, a = \text{const}, \tilde{\delta} > 0$, Im $\eta_1 = \text{Im } \eta_0 = 0$ и x — горизонтальное волновое число возмущения импеданса.

Считаем, что период $\tilde{\ell} = \frac{2\pi}{m}$ возмущения $\eta_1 = \eta_1(x)$ импеданса ионосферы, удовлетворяет соотношениям $\tilde{\ell} \sim h$, $\tilde{\ell} \gg \lambda$, причём $\lambda = \frac{2\pi}{k_0}$ — длина волны, излучаемой диполем в свободном пространстве, $\tilde{\delta} \ll \infty$.

В итоге приходим к выводу, что для вертикальной компоненты П вектора Герца правомерно соотношение

$$\Pi(\vec{R}_0; \vec{R}) = \Pi_0(\vec{R}_0; \vec{R}) + \left(-ik_0 \frac{\varepsilon_0}{P_0}\right) \int_{S_1} \Pi(\vec{R}_0; \vec{R}_1) \eta_1(\vec{R}_1) \Pi_0(\vec{R}_1; \vec{R}) \, dS_1 \,, \tag{1}$$

где Π_0 — вертикальная компонента потенциала Герца в невозмущённом волноводе ($\eta_1 = 0$), $dS_1 = dx_1 dy_1$ и интегрирование ведётся на уровне верхней стенки при z = h. Далее будем полагать $\vec{R}_0 = \vec{R}_0(0, 0, z_0)$ и радиус-вектор \vec{R} точки наблюдения определять как $\vec{R}(x, y, z)$.

У функции П, также как и у П₀, первый аргумент есть координата источника, а второй — точки наблюдения.

Из(1) следует, что

$$\Pi(\vec{R}_0; \vec{R}_1) = \Pi_0(\vec{R}_0; \vec{R}_1) + \left(-ik_0 \frac{\varepsilon_0}{P_0}\right) \int_{S_2} \Pi(\vec{R}_0; \vec{R}_2) \eta_1(\vec{R}_2) \Pi_0(\vec{R}_2; \vec{R}_1) \, dS_2.$$
(2)

(В формуле (2) $\vec{R}_2(x_2, y_2, h)$ — радиус-вектор текущей точки интегрирования.)

Заменяя под интегралом в правой части формулы (1) сомножитель $\Pi(\vec{R}_0; \vec{R}_1)$ на правую часть соотношения (2), получаем следующее выражение:

$$\begin{split} \Pi(\vec{R}_0;\vec{R}) &= \Pi_0(\vec{R}_0;\vec{R}) + \left(-ik_0\frac{\varepsilon_0}{P_0}\right) \int\limits_{S_1} \Pi_0(\vec{R}_0;\vec{R}_1) \,\eta_1(\vec{R}_1) \,\Pi_0(\vec{R}_1;\vec{R}) \,dS_1 + \\ &+ \left(-ik_0\frac{\varepsilon_0}{P_0}\right)^2 \int\limits_{S_1} \int\limits_{S_2} \Pi(\vec{R}_0;\vec{R}_2) \,\eta_1(\vec{R}_2) \,\Pi_0(\vec{R}_2;\vec{R}_1) \,\eta_1(\vec{R}_1) \,\Pi_0(\vec{R}_1;\vec{R}) \,dS_2 \,dS_1 \,. \end{split}$$

Многократно повторяя такую подстановку и ограничиваясь n^* приближениями, приходим к следующему представлению для П:

$$\Pi(\vec{R}_{0};\vec{R}) = \Pi_{0}(\vec{R}_{0};\vec{R}) + \sum_{n=1}^{n^{*}} \left(-ik_{0}\frac{\varepsilon_{0}}{P_{0}}\right)^{n} \int_{-\infty}^{+\infty} \left[\prod_{m=1}^{n} \Pi_{0}(\vec{R}_{m-1};\vec{R}_{m})\eta_{1}(\vec{R}_{m})\right] \times \\ \times \Pi_{0}(\vec{R}_{n};\vec{R}) \prod_{m=1}^{n} dx_{m} dy_{m}.$$
(3)

Здесь x_{m-1}, y_{m-1} и x_m, y_m — горизонтальные координаты векторов \vec{R}_{m-1} и \vec{R}_m .

2. ВЫЧИСЛЕНИЕ ФУРЬЕ-ОБРАЗА ПОТЕНЦИАЛА ГЕРЦА

Для невозмущённого потенциала П₀ в работе [6] было получено следующее выражение:

$$\Pi_0(\vec{R}_{m-1};\vec{R}_m) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} L_0(u_m;v_m;z_{m,1};z_{m,2}) \times e^{-iu_m(x_m-x_{m-1})} e^{-iv_m(y_m-y_{m-1})} du_m dv_m,$$

где u_m, v_m — координаты в пространстве Фурье-переменных,

$$L_{0}(u_{m}; v_{m}; z_{m,1}; z_{m,2}) = \frac{P_{0}}{\varepsilon_{0}} \frac{1}{4\pi} \times \frac{(e^{+ik_{z,m}} z_{m,1} + e^{-ik_{z,m}} z_{m,1})(e^{+ik_{z,m}(h-z_{m,2})} + V_{m}e^{-ikz(h-z_{m,2})})}{1 - V_{m}e^{-2ik_{z,m}h}} \frac{e^{-ik_{z,m}h}}{k_{z,m}},$$

$$k_{z,m} = \sqrt{k_{0}^{2} - u_{m}^{2} - v_{m}^{2}}, \quad V_{m} = \frac{k_{z,m} - k_{0}\eta_{0}}{k_{z,m} + k_{0}\eta_{0}},$$

$$z_{m,1} = \begin{cases} z_{0}, \quad m = 1, \\ h, \quad 1 < m \le n, \end{cases}, \quad z_{m,2} = \begin{cases} h, \quad 1 \le m < n, \\ z, \quad m = n. \end{cases}$$
(4)

Величина V_m есть коэффициент отражения от верхней границы для волн ТМ-поляризации, а n — номер интегрального слагаемого в сумме (3).

На плоскости комплексного переменного $U = \sqrt{u^2 + v^2}$ невозмущённый Фурье-образ $L_0(u; v; z_{m,1}; z_{m,2})$ имеет полюса первого порядка при

$$U_M = \sqrt{k_0^2 - \left(\frac{\pi M}{h}\right)^2} - i\Delta_M \,, \tag{5}$$

где M — номер распространяющейся моды, $\Delta_M = \frac{(\pi M)^2}{k_0^2 h^3} C$, причём $C = \frac{\tilde{n}^2}{\sqrt{\tilde{n}^2 - 1}}$ и $\tilde{n} \sim \frac{1}{\eta_0}$ коэффициент преломления верхней среды (см. [6]). Данное выражение для полюсов правомерно при $k_0 h \gg 1.$

Вначале при решении уравнения (1) будем при записи выражения для Π_0 учитывать только $M^* =$ $\left| \sqrt{\frac{4h^3}{\lambda^2 C \tilde{l}}} + 1 \right| + 1$ (квадратные скобки означают целую часть числа) существенных мод, для которых в

невозмущённом волноводе дополнительное (по сравнению с первой модой) ослабление из-за затухания на трассе длиной x не превосходит e^{-1} .

В невозмущённом случае

$$\Pi_0(\vec{R}_0; \vec{R}) \approx \tilde{\Pi}_0 = \sum_{M=0}^{M^*} \frac{P_0}{\varepsilon_0} \frac{1}{2h} \cos(\tilde{k}_z^M z_0) \cos(\tilde{k}_z^M z) H_0^{(2)}(U_M x),$$

где $\tilde{k}_z^M = \sqrt{k_0^2 - U_M^2}$. Используя известное выражение для L_0 , применим к соотношению (3) двумерное Фурье-преобразование

$$F(u,v) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \cdots e^{+ixu} e^{+iyv} dx dy.$$

по горизонтальным координатам (*x*, *y*) точки наблюдения.

В итоге для Фурье-образа $L(u, v, z_0, z)$ возмущённого потенциала П получим следующее разложение:

$$L(u, v, z_0, z) = \sum_{n=0}^{n^*} L_n(u, v, z_0, z) ,$$

где

$$L_0 = L_0(u, v, z_0, z),$$

$$L_{1} = AL_{0}(u + \alpha + i\delta, v, z_{0}, h)L_{0}(u, v, h, z) + + AL_{0}(u - \alpha + i\tilde{\delta}, v, z_{0}, h)L_{0}(u, v, h, z),$$

$$\begin{split} L_2 &= A^2 L_0(u - 2 \alpha + 2i\delta, v, z_0, h) L_0(u - \alpha + i\delta, v, h, h) L_0(u, v, h, z) + \\ &+ A^2 L_0(u + 2i\tilde{\delta}, v, z_0, h) L_0(u - \alpha + i\tilde{\delta}, v, h, h) L_0(u, v, h, z) + \\ &+ A^2 L_0(u + 2i\tilde{\delta}, v, z_0, h) L_0(u + \alpha + i\tilde{\delta}, v, h, h) L_0(u, v, h, z) + \\ &+ A^2 L_0(u + 2 \alpha + 2i\tilde{\delta}, v, z_0, h) L_0(u + \alpha + i\tilde{\delta}, v, h, h) L_0(u, v, h, z) + \dots, \end{split}$$

. . .

$$L_n = A^n \sum_{N_l} L_0(u + N_n \mathfrak{A} + ni\tilde{\delta}, v, z_0, h) L_0(u + N_{n-1} \mathfrak{A} + (n-1)i\tilde{\delta}, v, h, h) \times \dots$$

$$\dots \times L_0(u + N_l \mathfrak{A} + li\tilde{\delta}, v, h, h) \dots L_0(u, v, h, z).$$
(6)

Здесь $A = -i\pi k_0 \frac{\varepsilon_0}{P_0} a$, $N_1 = \pm 1$, $N_l = N_{l-1} \pm 1$, причём l = 1, 2...n, и суммирование проводится по всем возможным последовательностям N_l. Далее для упрощения математических выкладок будем рассматривать случай y = 0.

3. ВЫРАЖЕНИЕ ДЛЯ ВЕКТОРА ГЕРЦА

Проведя обратное преобразование Фурье, можем записать, что

$$\Pi(\vec{R}_0; \vec{R}) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} L(u, v, z_0, z) e^{-ixu} du dv.$$
(7)

Перейдём под знаком интеграла к полярным координатам $u = U \cos(\phi), v = U \sin(\phi)$, полагая вначале радиус U вещественным, как и ϕ . Тогда в интеграле (7) осциллирующий сомножитель e^{-ixu} перепишется как $e^{-ixU\cos(\phi)}$, а в формуле (6) любой сомножитель $L_0(u+N_l \approx + li\tilde{\delta}, v, z_{m,1}; z_{m,2})$ — в виде $L_0(U\cos(\phi)+N_l \approx + li\tilde{\delta}, U\sin(\phi), z_{m,1}; z_{m,2})$. Скорость изменения последней величины при условии $\operatorname{Re}(U) \gg \operatorname{Im}(U)$ определяется функцией $e^{-ih\sqrt{k_0^2-U^2-2UN_l \approx \cos(\phi)}}$. Область знакопостоянства подынтегральной функции при интегрировании по $d\phi$ ограничивается интервалом $|\phi \leq \sqrt{\lambda/(2x)}|$. Для приближения n-го порядка N_l не превосходит n. Теперь переходим к интегрированию по ϕ и U. В существенной для интегрирования области всегда $xU \gg 1$.

Отсюда несложно придти к выводу, что при выполнении условий $\frac{\sqrt{2k_0n^*x}h\lambda}{8x} \ll \frac{\pi}{2}$ (как и ранее, $n^* = [\log_b 2]$ — число существенных приближений) и $k_0x \gg 1$ можем при интегрировании по ϕ использовать метод стационарной фазы.

В результате получаем однократный интеграл по *dU*:

$$\Pi(\vec{R}_0;\vec{R}) = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{+\infty} L(U,0,z_0,z) H_0^{(2)}(xU) U dU.$$

Здесь $H_0^{(2)}(xU)$ — функция Ханкеля нулевого порядка второго рода от безразмерного аргумента xU.

Необходимо отметить, что при $U > k_0$ Фурье-образ $L_0(U, 0, h, 0)$ убывает $\sim e^{-h\sqrt{U^2-k_0^2}}$ и аналогично ведёт себя Фурье-образ $L_0(U, 0, 0, h)$.

Далее везде считаем высоту источника $z_0 = 0$ и также высоту точки наблюдения z = 0. В этом случае при любом n соответствующее приближение для Фурье-образа L_n состоит из 2^n слагаемых, каждое из которых содержит сомножители

$$L_0(U + N_n \mathfrak{A} + ni\delta, 0, 0, h) \quad \text{if} \quad L_0(U, 0, h, 0),$$
(8)

стоящие в начале и в конце каждого слагаемого в сумме (6).

На плоскости комплексного переменного U функция $L_0(U+N_l x+li \tilde{\delta}, 0, z_{l,1}, z_{l,2})$ (напомним, что l = 0, 1, 2, ..., n) имеет полюса $U_{M,N_l} = U_M - N_l x - li \tilde{\delta}$. (Величина $z_{m,1,2}$ при l = mсовпадает (с учётом условий на высоты источника и точки наблюдения) с $z_{l,1,2}$, описание которой дано в формуле (4).) При их подстановке в (8) получаем, что

$$L_0(U_M + (N_n - N_l)\mathfrak{a} + (n-l)i\tilde{\delta}, 0, 0, h) \sim e^{-ih\sqrt{k_0^2 - (U_M + (N_n - N_l)\mathfrak{a} + (n-l)i\tilde{\delta})^2}}$$
(9)

И

$$L_0(U_M - N_l \mathfrak{a} - li\tilde{\delta}, 0, h, 0) \sim e^{-ih\sqrt{k_0^2 - (U_M - N_l \mathfrak{a} + (n-l)i\tilde{\delta})^2}}.$$
(10)

Если $N_l \neq N_n$, то при условии $e^{-|\sqrt{k_0^2 - [\operatorname{Re}(U_M * + \mathfrak{E})^2]}|h} \ll 1$ будем пренебрегать вкладами всех мод с полюсами U_{M,N_l} , для которых $N_n > N_l$ или $N_l < 0$. Поэтому в каждой входящей в приближение

порядка *п* цепочке подынтегральных сомножителей

$$\frac{1}{2} A^{n} \int_{-\infty}^{+\infty} L_{0}(U + N_{n} \ll + ni\tilde{\delta}, 0, 0, h) L_{0}(U + N_{n-1} \ll + (n-1)i\tilde{\delta}, 0, h, h) \times \dots$$

$$\dots \times L_{0}(U + N_{l} \ll + li\tilde{\delta}, 0, h, h) \dots L_{0}(U, 0, h, 0) H_{0}^{(2)}(xU) U dU$$
(11)

необходимо учитывать полюса только таких Фурье-образов $L_0(U+N_l \ll + li \tilde{\delta}, 0, z_{l,1}, z_{l,2})$, для которых одновременно выполняются условия $N_l \geq N_n$ и $N_l \geq 0$. (Коэффициенты возбуждения отбрасываемых мод по порядку величины отличаются от учитываемых при записи решения нормальных волн наличием экспоненциально малого сомножителя, не превосходящего $\sim e^{-\sqrt{2k_0} \approx h} \ll 1$.)

В результате

$$\Pi(\vec{R}_{0};\vec{R}) = \sum_{M=0}^{M^{*}} \sum_{n=0}^{n^{*}} A^{n} \sum_{N_{l} \ge N_{n}, N_{l} \ge 0} H_{0}^{(2)}(U_{M,N_{l}}x) \times \\ \times L_{0}(U_{M,N_{l}}+N_{n} \alpha + ni\tilde{\delta}, 0, 0, h) L_{0}(U_{M,N_{l}}+N_{n-1} \alpha + (n-1)i\tilde{\delta}, 0, h, h) \times \dots \\ \dots \times L_{0}(U_{M,N_{l}}+N_{l-1} \alpha + (l-1)i\tilde{\delta}, 0, h, h) \times \\ \times \operatorname{res}\{L_{0}(U+N_{l} \alpha + li\tilde{\delta}, 0, z_{l,1}, z_{l,2})\}\Big|_{U=U_{M,N_{l}}} \times \\ \times L_{0}(U_{M,N_{l}}+N_{l+1} \alpha + (l+1)i\tilde{\delta}, 0, h, h) \times \dots \times L_{0}(U_{M,N_{l}}, 0, h, 0),$$
(12)

где символ res обозначает вычет функции $L_0(U+N_l lpha+li ilde{\delta},0,z_{l,1},z_{l,2})$ в полюсах U_{M,N_l}

$$\operatorname{res}\{L_0(U+N_l\mathfrak{A}+li\tilde{\delta},0,z_{l,1},z_{l,2})\}\Big|_{U=U_{M,N_l}} = \frac{P_0}{\varepsilon_0}\frac{1}{2h}\cos\left(\tilde{k}_{z,l}^M z_{l,1}\right)\cos\left(\tilde{k}_{z,l}^M z_{l,2}\right)$$

причём $\tilde{k}_{z,l}^M = \sqrt{k_0^2 - U_{M,N_l}^2}$. Внутреннее суммирование проводится по таким последовательностям N_l , для которых всегда выполняются условия $N_l \ge N_n$ и $N_l \ge 0$.

Можно показать, что в рамках сделанных ограничений решение заведомо сходится при выполнении условий

$$\operatorname{Im}(U_0)/2 < \tilde{\delta} < \gamma \,, \tag{13}$$

где $\gamma = \frac{x}{n^*} \operatorname{tg} \left(\arg(U_1 - U_0) \right).$ Кроме того, если $\left(\frac{a}{\eta_0} \right)^{\tilde{l}/\lambda} \ll 1$, то можем использовать следующее асимптотическое приближение: $H_0^{(2)}(U_{M,N_l}x) \approx H_0^{(2)}(U_M x) e^{-i(N_l \mathfrak{X} + il \tilde{\delta})x}.$

В итоге получаем, что потенциал на нижней стенке при $y=0, z=0, \vec{R_0}=0$ может быть оценен как

$$\Pi(\vec{R}_{0};\vec{R}) = \sum_{M=0}^{M^{*}} \sum_{n=0}^{n^{*}} A^{n} \sum_{N_{l} \ge N_{n}, N_{l} \ge 0} H_{0}^{(2)}(U_{M}x)e^{-i(N_{l} \circledast + il\tilde{\delta})x} \times \\ \times L_{0}(U_{M,N_{l}} + N_{n} \circledast + ni\tilde{\delta}, 0, 0, h)L_{0}(U_{M,N_{l}} + N_{n-1} \circledast + (n-1)i\tilde{\delta}, 0, h, h) \times \dots \\ \dots \times L_{0}(U_{M,N_{l}} + N_{l-1} \circledast + (l-1)i\tilde{\delta}, 0, h, h) \times \\ \times \operatorname{res}\{L_{0}(U + N_{l} \circledast + li\tilde{\delta}, 0, z_{l,1}, z_{l,2})\}\Big|_{U = U_{M,N_{l}}} \times \\ \times L_{0}(U_{M,N_{l}} + N_{l+1} \circledast + (l+1)i\tilde{\delta}, 0, h, h) \times \dots \times L_{0}(U_{M,N_{l}}, 0, h, 0) \,.$$

При выводе данного решения интегрального уравнения (1) невозмущённый потенциал Герца Π_0 приближённо был заменен суммой $\tilde{\Pi}_0$ первых M + наиболее существенных мод, при отбрасывании до-полнительной суммы $\tilde{\Pi}_0^{\text{доп}} = \sum_{M*}^{\infty} \frac{P_0}{\varepsilon_0} \frac{1}{2h} \cos(\tilde{k}_z^M z_0) \cos(\tilde{k}_z^M z) H_0^{(2)}(U_M x)$. Теперь, подставляя в (1) $\Pi(\vec{R}_0; \vec{R})$ в виде (11) и Π_0 в виде $\tilde{\Pi}_0 + \tilde{\Pi}_0^{\text{доп}}$, можно показать, что возникающая благодаря появлению $\tilde{\Pi}_0^{\text{доп}}$ дополнительная погрешность по порядку малости соотносится с общим результатом так же, как сама сумма $\tilde{\Pi}_0^{\text{доп}}$ соотносится с $\tilde{\Pi}_0$. Поэтому при записи решения будем пренебрегать влиянием $\tilde{\Pi}_0^{\text{доп}}$.

4. ОБСУЖДЕНИЕ ПОЛУЧЕННЫХ РЕЗУЛЬТАТОВ

Основным результатом данной работы является построение решения в виде суммы (11). Потенциал $\Pi(\vec{R}_0; \vec{R})$ является суммой нормальных волн с постоянными распространения невозмущённого волновода и изменёнными коэффициентами возбуждения, а также нормальных волн с изменёнными постоянными распространения. В последнем случае происходит уменьшение реальной и увеличение мнимой части соответствующего собственного значения, по сравнению со случаем отсутствия возмущения.

В случае непосредственного вычисления совокупности интегралов типа (3), при учёте n^* приближений и M^* существенных мод, пришлось бы просуммировать порядка $\sim n^*(M^*)^{n^*}$ нормальных волн, что весьма сложно сделать в аналитической форме при выходе за рамки борновского приближения.

Предлагаемый в статье метод позволяет существенно уменьшить число мод, которые необходимо просуммировать при нахождении решения. Наиболее неблагоприятным здесь является случай $\delta \ll |\operatorname{Im} U_0|$. Поскольку, согласно [5], $\delta \sim 10^{-3}$ км⁻¹, для диапазона СДВ радиоволн подобная ситуация соответствует чрезвычайно сильному поглощению для верхней стенки и физически является маловероятной. Тем не менее, при расчёте соответствующих полей необходимо учесть не более $n^*(M^*)^{n^*}/4$ нормальных волн. Этот вывод следует из условий $N_l \geq N_n$, $N_l \geq 0$, введённых выше, см. (9) и (10). Каждое из этих неравенств равносильно отбрасыванию половины возможных вариантов соответствующих целочисленных величин.

Если $\delta \sim |\operatorname{Im} U_0|$, то число наиболее важных мод по порядку величины не превосходит $\sim n^* M^* 2^{n*}$, а при $\tilde{\delta} \sim |\operatorname{Im} U_{M*}|$ — составляет величину порядка $\sim n^* M^*$. В этом случае получаем существенно более простую, в сравнении с решением вида (3), запись решения, позволяющую провести его численное, а для реально встречающегося условия $a \leq \frac{1}{2}$ — также и аналитическое исследование.

а для реально встречающегося условия $a \lesssim \frac{1}{2}$ — также и аналитическое исследование. Наконец, можно показать, что в рамках введённых условий, при $\tilde{\delta} \ll \infty$ и выполнении (12), для достаточно близких к единице значений $\frac{a}{\eta_0}$ и не слишком больших $\tilde{\delta} \sim |\operatorname{Im} U_0|$ общий потенциал мод с несмещёнными собственными значениями будет мал, в сравнении со случаем невозмущённого волновода, и доминировать будут нормальные волны с изменёнными собственными значениями. Если же $\tilde{\delta} \gg |\operatorname{Im} U_0|$, то влияние возмущения импеданса верхней стенки быстро затухает и основной вклад вносят моды, соответствующие невозмущённому случаю

$$\Pi(\vec{R}_{0};\vec{R}) = \sum_{M=0}^{M^{*}} H_{0}^{(2)}(U_{M}x) \sum_{n=0}^{n^{*}} A^{n} \times L_{0}(U_{M}+N_{n}\alpha + ni\tilde{\delta}, 0, 0, h) L_{0}(U_{M}+N_{n-1}\alpha + (n-1)i\tilde{\delta}, 0, h, h) \times \dots \times L_{0}(U_{M}+N_{1}\alpha + i\tilde{\delta}, 0, h, h) \operatorname{res}\{L_{0}(U_{M}, 0, h, 0)\}\Big|_{U=U_{M}}.$$

Также ещё раз отметим, что, в силу плавности рассматривавшегося возмущения при исследовании потенциала Герца помещённого в волновод источника (в виде точечного вертикального электрического диполя), учитывались нормальные волны только ТМ-поляризации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта № 96 02—18666).

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Коган Л. П. //Изв. вузов. Радиофизика, 1997. Т. 40. № 4. С. 457.
- 2. Заборонкова Т. М., Коган Л. П. В сб.: Труды XVIII конференции по распространению радиоволн. — М., 1996. С. 40.
- 3. Заборонкова Т. М., Коган Л. П. В сб.: Труды конференции "Распространение и дифракция электромагнитных волн в неоднородных средах". — М., 1992. С. 181.
- 4. Безродный В. Г., Блиох П. В., Шубова Р. С., Ямпольский Ю. М. Флуктуации сверхдлинных радиоволн в волноводе Земля—ионосфера. М.: Наука, 1984. 143 с.
- 5. Rumi G. C. //Radio Sciense, 1983. V. 18. № 5. P. 738.
- 6. Бреховских Л. М. Волны в слоистых средах. М.: Изд-во АН СССР, 1957. 502 с.

THE INFLUENCE OF AN ARTIFICIAL PERIODIC INHOMOGENEITY OF THE IOHOSPHERIC IMPEDANCE ON THE EXCITATION OF VLF WAVES

L.P.Kogan

In this communication we discuss the influence of a periodic inhomogeneity of the ionospheric impedance on the radiation of the vertical electric dipole immersed in the plane Earth-Ionosphere waveguide. The solution includes the normal waves of the regular waveguide and the sum of the modes which are created by the disturbance of the upper boundary.

УДК 533.951

КАНАЛИРОВАНИЕ ВИСТЛЕРОВ В ДАКТАХ С ПОВЫШЕННОЙ ПЛОТНОСТЬЮ В МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЕ

Т. М. Заборонкова, А. В. Костров, А. В. Кудрин, А. А. Шайкин

Исследуется каналированное распространение волн свистового диапазона в дактах плотности в магнитоактивной плазме, возникающих в условиях тепловой нелинейности. Установлено, что термодиффузионное перераспределение плазмы, вызванное нагревом электронов квазистатическим полем рамки с током, имеющей достаточно большой радиус, приводит к образованию дакта с повышенной плотностью. На основании экспериментальных данных и результатов теоретических расчётов показано, что формирующийся канал может поддерживать слабозатухающие свистовые моды, возбуждаемые помещённой в него антенной магнитного типа.

1. ВВЕДЕНИЕ

Экспериментальному и теоретическому исследованию каналированного распространения электромагнитных волн свистового диапазона частот (вистлеров)

$$\omega_{LH} \ll \omega < \omega_H \ll \omega_p \tag{1}$$

 $(\omega_{LH}$ — нижнегибридная частота, ω_H и ω_p — гирочастота и плазменная частота электронов, соответственно) в дактах плотности в магнитоактивной плазме посвящено большое число работ (см., например, [1–5]). Как известно, такие образования, представляющие собой плазменные каналы, ориентированные вдоль внешнего магнитного поля, могут формироваться при определённых условиях вблизи электромагнитных излучателей вследствие различных нелинейных эффектов [3, 4, 6–11].

Особый интерес при этом вызывают дакты с повышенной плотностью, поскольку, согласно результатам ряда экспериментальных [6] и теоретических [12–14] исследований, при наличии таких каналов в магнитоактивной плазме имеет место увеличение мощности излучения электромагнитных источников в свистовом диапазоне. Заметим, что дакты с повышенной плотностью плазмы, возникающие в условиях ионизационной нелинейности, наблюдались в лабораторных экспериментах [3, 6]. Формирование дактов с пониженной плотностью в окрестности излучателя при преобладающем влиянии тепловых нелинейных эффектов изучалось в работах [4, 8–11]. Как было продемонстрировано в [4], возникновение канала с пониженной плотностью плазмы в приосевой части может сопровождаться образованием вокруг него сравнительно узкого слоя с повышенной относительно фонового значения плотностью.

В настоящей работе показано, что при выполнении ряда условий тепловая нелинейность приводит к образованию дактов с повышенной плотностью, поддерживающих квазилокализованные (слабовытекающие) свистовые моды. Основное внимание при анализе соответствующих экспериментальных данных и их сопоставлении с результатами теоретических расчётов уделено установлению волноводного характера распространения вистлеров в наблюдавшихся плазменных каналах.

Т. М. Заборонкова и др.

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЭКСПЕРИМЕНТА

Эксперименты проводились в вакуумной камере длиной 150 см и диаметром 80 см. В качестве рабочего газа использовался аргон. Плазма в камере создавалась при давлении ~ $5 \cdot 10^{-3}$ Торр высокочастотным (BЧ) импульсным разрядом в однородном магнитном поле $B_0 = (90 \pm 5)$ Гс и имела форму квазиоднородного столба длиной 80 см и диаметром 40 см. Внешнее магнитное поле \vec{B}_0 создавалось тремя катушками (диаметром 80 см и длиной 50 см каждая), расположенными соосно на расстоянии 10 см друг от друга. В условиях эксперимента температуры электронов T_e и ионов T_i плазмы совпадали и составляли $T_e \simeq T_i \simeq 0.5$ эВ. На оси плазменного столба располагались две рамочные антенны, плоскость каждой из которых была ориентирована перпендикулярно внешнему магнитному полю. Антенна бо́льшего радиуса ($b_1 = 6$ см) служила для создания дакта; расположенная на расстоянии 20 см от неё антенна меньшего радиуса ($b_2 = 2.5$ см) являлась источником электромагнитных волн свистового диапазона. После выключения ВЧ импульсного источника на стадии распада плазмы (характерное время распада $\tau_N = 2$ мс) при плотности плазмы $N_e = (5 \pm 0.5) \cdot 10^{11}$ см⁻³ к антенне радиуса b_1 подводился импульсный сигнал мощностью $P_1 = 100$ Вт, частотой 60 МГц и длительностью $\tau_1 = 1.2$ мс. Ко второй антенне от генератора $\Gamma 4 - 151$ подводился непрерывный сигнал с мощностью $P_2 \lesssim 0.5$ Вт и частотой f, которая могла изменяться в интервале 17 МГц < f < 150 МГц.

В ходе экспериментов концентрация фоновой плазмы контролировалась с помощью CBЧ интерферометра (частота f = 34,9 ГГц). Возмущения плотности плазмы измерялись подвижными двойным и резонансным зондами [15]. Пространственное распределение электромагнитных полей исследовалось с помощью подвижной рамочной (магнитной) антенны радиуса $\leq 0,3$ см. Поверхности приёмной и передающей антенн были покрыты слоем диэлектрика для исключения влияния двойного слоя на их входные импедансы. С целью уменьшения чувствительности к электрическим полям приёмная антенна была заключена в электростатический экран.

Для изучения пространственного спектра возбуждаемых в плазме волновых полей использовался интерферометрический метод (подробности см. в [4]), позволявший судить как о фазе распространяющейся волны, так и об её амплитуде.

В условиях эксперимента уровень сигнала, подводимого к антенне радиуса b_1 , был достаточным для омического нагрева её квазистатическим полем электронов плазмы до температуры $T_e = 1,5$ эВ. Характерный поперечный масштаб электронной теплопроводности в невозмущённой плазме $L_\perp \, pprox$ ${v_{Te}\over\omega_H\sqrt{\delta}}pprox 3$ см был меньше радиуса антенны: $L_\perp/b_1\simeq 0.5~(v_{Te}-$ тепловая скорость электронов, $\delta = 2m/M$ — средняя относительная доля энергии, теряемой электронами при соударениях с ионами; т, М — массы электронов и ионов, соответственно). Поэтому в результате вызванной нагревом электронов термодиффузии плазмы [10, 11] через $t \simeq 500$ мкс после подачи на антенну b_1 импульсного сигнала возникал дакт с повышенным значением плотности плазмы на оси. Заметим, что размер возмущённой области в направлении внешнего магнитного поля определялся продольной длиной теплопроводности, которая заметно превышала размер создаваемого в вакуумной камере квазиоднородного столба фоновой плазмы. На рис. 1а, б изображены зависимости плотности плазмы N_e в возмущённой области от поперечной координаты ρ в фиксированный момент времени для двух расстояний $z \ (z = 50 \, \mathrm{cm}$ и $z = 70 \, \mathrm{cm})$ от антенны, создающей канал. Значение радиальной координаты провала плотности плазмы (см. рис. 1) совпадает с размером радиуса рамки b₁; несимметричность распределения плотности $N_e(
ho)$ связана с неточным совмещением оси рамки с направлением внешнего магнитного поля.

Ниже мы приведём лишь некоторые выборочные экспериментальные данные для двух значений частоты $f_1 = 50 \,\mathrm{MFu}$ и $f_2 = 100 \,\mathrm{MFu}$, относящиеся к случаю формирования описанного квазицилиндрического возмущения плотности. На рис. 2а, б показаны результаты фазометрических измерений, выполненных при размещении приёмной антенны на оси системы $\rho = 0$. Как видно из представленных

Т. М. Заборонкова и др.

данных, длина волны, распространяющейся в возмущённой области (дакте с повышенной плотностью), составляла $\lambda_1 \simeq 13$ см на частоте f_1 и $\lambda_2 \simeq 6,6$ см на частоте f_2 . На рис. За, б представлены результаты измерений абсолютного значения продольной компоненты магнитного поля H_z на различных расстояниях ρ от оси системы в момент времени $\tau = 500$ мкс при следующих значениях частоты f и расстояния z: $f_1 = 50$ МГц, z = 50 см (рис. За) и $f_2 = 100$ МГц, z = 70 см (рис. Зб). После окончательного расплывания возмущения с повышенной плотностью, наблюдались распределения полей, типичные для рамочной антенны в однородной магнитоактивной плазме (см. [16]).



 ρ : а) z = 50 см, б) z = 70 см.

3. ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ РАСЧЕТ

3.1. Прежде, чем перейти к непосредственному обсуждению результатов эксперимента, напомним, что в свистовом диапазоне частот (1) тензор диэлектрической проницаемости слабостолкновительной

Т. М. Заборонкова и др.

(частота столкновения электронов $\nu \ll \omega$), замагниченной ($\vec{H}_0 \parallel \vec{z}^0$) плазмы имеет вид [17]

$$\hat{\varepsilon} = \begin{pmatrix} \varepsilon & -ig & 0\\ ig & \varepsilon & 0\\ 0 & 0 & \eta \end{pmatrix},$$
(2)

где

$$\varepsilon = \frac{\omega_p^2(\omega - i\nu)}{\left[\omega_H^2 - \omega^2\right]\omega}, \quad g = -\frac{\omega_p^2\omega_H}{\left[\omega_H^2 - \omega^2\right]\omega}, \quad \eta = -\frac{\omega_p^2}{\left(\omega - i\nu\right)\omega}$$

(approximate of promoting protector proposed proposition v prime \cdots $i\omega t$



Рис. 2. Результаты фазовых измерений поля на оси канала (ho=0).
а) $f_1=50\,{
m M}$ Гц, б) $f_2=100\,{
m M}$ Гц.

В области частот (1) распространяющейся является только необыкновенная волна, поверхность показателя преломления которой в однородной плазме при пренебрежении столкновениями описывается приближённо выражением [2]

$$q_k^2(p,v) = p^2 \left(\frac{u}{2} - 1\right) - v + (-1)^k \frac{pu}{2} \sqrt{p^2 - 4\frac{v}{u}},\tag{3}$$

где $v = \omega_p^2/\omega^2$, $u = \omega_H^2/\omega^2$, k=1,2. Величины q и p имеют смысл нормированных на $k_0 = \frac{\omega}{c}$ продольной $p = \frac{k_{\parallel}}{k_0}$ и поперечной $q = \frac{k_{\perp}}{k_0}$ компонент волнового вектора ($\vec{k} = \vec{k}_{\perp} + k_{\parallel} \vec{z}^0$). Ветвь q_1 в (3) отвечает собственно свистовым волнам (вистлерам), ветвь q_2 — квазиэлектростатическим волнам.

Анализ поверхностей показателя преломления (см. также [2]) для различных значений N_e применительно к дактам с повышенной плотностью свидетельствует о возможности распространения в них квазилокализованных мод, действительная часть p' комплексной постоянной распространения которых лежит в интервале

$$\mathcal{P}^* < p' < \tilde{\mathcal{P}},\tag{4}$$

где $\mathcal{P}^* = \max\{\tilde{\mathcal{P}}_c, \mathcal{P}_0\}, \tilde{\mathcal{P}}_c = \sqrt{\frac{4\tilde{v}}{u}}; \mathcal{P}_0 = \sqrt{\frac{v_0}{u^{1/2} - 1}}$ и $\tilde{\mathcal{P}} = \sqrt{\frac{\tilde{v}}{u^{1/2} - 1}}$ — безразмерные постоянные распространения вистлера вдоль внешнего магнитного поля в однородной плазме со значениями

плотности N_0 и \tilde{N} соответственно (предполагается, что $\tilde{N} > N_0$). Далее введённые обозначения будут относиться к фоновой плазме (v_0, N_0) и плазме внутри дакта (\tilde{v}, \tilde{N}) . Как нетрудно убедиться, отвечающие частотам f_1 и f_2 постоянные распространения вистлеров в дакте $p_{1W} = 46,2$ и $p_{2W} = 45,5$, соответствующие наблюдаемым в условиях эксперимента ($\tilde{N} \simeq 4,5 \cdot 10^{11}$ см⁻³, $N_0 = 0,6$ $\tilde{N}, B_0 = 95$ Гс) длинам волн $\lambda_{1W} = 13$ см и $\lambda_{2W} = 6,6$ см (см. рис. 2а, б), удовлетворяют соотношению (4).



Рис. 3. Распределение по поперечной координате ρ абсолютного значения продольной компоненты магнитного поля. а) $f_1 = 50 \, \text{М}$ Гц, $z = 50 \, \text{см}; \, \text{б}$) $f_2 = 100 \, \text{M}$ Гц, $z = 70 \, \text{см}.$

Более точные выводы могут быть сделаны на основании результатов строгих теоретических расчётов. Оговоримся сразу же, что для описания основных особенностей каналирования вистлеров здесь достаточно ограничиться линейной теорией, поскольку формирование наблюдаемых в эксперименте дактов не связано с распространением свистовых волн, имеющих сравнительно малую амплитуду, а происходит в результате нелинейного взаимодействия квазистатического поля антенны радиуса b_1 с плазмой.

3.2. Для облегчения численных расчётов постоянных распространения и структуры поля мод в дакте использовалась следующая простейшая модель профиля плотности плазмы:

$$N_e = N, \quad v(\rho) = \tilde{v}$$
 при $\rho < a,$
 $N_e = N_0, \quad v(\rho) = v_0$ при $\rho > a.$
(5)

Т. М. Заборонкова и др.

Применительно к указанным выше сечениям *z* были выбраны, исходя из экспериментальных данных, представленных на рис. 1а, б, следующие значения параметров: $\tilde{N} = 4.5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ($\omega_p = 3.8 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}$); ширина канала a = 3 см (при z = 50 см) и a = 4 см (при z = 70 см). Величина внешнего магнитного поля и плотность фоновой плазмы полагались равными: $B_0 = 95 \text{ Гс}$ ($\omega_H = 1.7 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}$), $N_0 = 2.7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$.

Отыскание комплексных постоянных распространения p = p' - ip'' и структуры поля мод проводилось на основании результатов работ [4, 5], в которых были получены формулы для дисперсионного уравнения и компонент квазилокализованных мод, направляемых цилиндрическим плазменным каналом. Ниже мы ограничимся тем, что приведём лишь выражения для двух компонент E_{φ} и H_z :

 $\rho < a$

$$E_{\varphi} = \sum_{m=1}^{2} A_m J_1(k_0 \tilde{q}_m \rho) \exp(-ik_0 \rho z),$$

$$H_z = i \sum_{m=1}^{2} \tilde{q}_m A_m J_0(k_0 \tilde{q}_m \rho) \exp(-ik_0 \rho z);$$

 $\rho > a$

$$E_{\varphi} = [B_1 K_1(k_0 s_1 \rho) + B_2 H_1^{(1)}(k_0 s_2 \rho)] \exp(-ik_0 \rho z),$$

$$H_z = -i[s_1 B_1 K_0(k_0 s_1 \rho) - s_2 B_2 H_0^{(1)}(k_0 s_2 \rho)] \exp(-ik_0 \rho z).$$
(6)

Здесь $\tilde{q}_m^2 = q_m^2(p, \tilde{v}), s_1^2 = -q_1^2(p, v), s_2^2 = q_2^2(p, v)$ (Re $s_2 > 0$); $J_m(\xi), K_m(\xi)$ и $H_m^{(1)}(\xi)$ — функции Бесселя, Макдональда и Ханкеля, соответственно; A_m и B_m — некоторые константы (m = 1, 2); ρ, φ, z — цилиндрическая система координат. Остальные компоненты поля могут быть очевидным образом выражены через E_{φ} и H_z (подробности см. в [4, 5]).

Значения постоянных распространения мод, полученные путём численного решения дисперсионного уравнения [5], представлены в табл. 1. Согласно проведённым расчётам, для параметров плазмы, отвечающих модельному распределению плотности (5), существует лишь одна слабозатухающая мода. Заметим, что расчёт постоянной распространения этой моды проводился как для бесстолкновительной ($\nu = 0$), так и для слабостолкновительной плазмы ($\nu \simeq 3 \cdot 10^7 \, c^{-1}$). Для сравнения в таблице приведены также экспериментальные значения постоянных распространения p_W и соответствующих длин волн λ_W .

f, MГц	а, см	ν, c^{-1}	p = p' - ip''	$\lambda_{\mathrm{t}} = rac{2\pi}{k_0 p'}$, см	$p_W = \frac{2\pi}{k_0 \lambda_W}$	λ_W , см
50	3	$\frac{0}{3\cdot 10^7}$	$\frac{47,204 - i8,160 \cdot 10^{-2}}{47,062 - i2,138}$	12,7	46,2	13
100	4	$\begin{array}{c} 0\\ 3\cdot 10^7 \end{array}$	$\frac{45,397 - i9,680 \cdot 10^{-2}}{45,330 - i1,214}$	6,6	45,5	6,6

Т	а	б	Л	И	ца	1

Из табл. 1 видно, что теоретические значения длин волн λ_{τ} распространяющихся в канале мод вполне удовлетворительно согласуются с результатами эксперимента.

Нетрудно понять, что затухание мод обусловлено как радиационными потерями (связанными с линейной трансформацией вистлеров в мелкомасштабные квазиэлектростатические волны фоновой



Рис. 4. Распределение по поперечной координате ρ компонент поля распространяющейся в канале моды (теоретический расчёт). $\omega = 6,28 \cdot 10^8 \text{ c}^{-1}, \ \omega_H = 1,7 \cdot 10^9 \text{ c}^{-1}, \ \tilde{N} = 4,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3} (\omega_p = 3,8 \cdot 10^{10} \text{ c}^{-1}), \ N_0 = 2,7 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}, \ a = 4 \text{ см}.$

плазмы [2]), так и столкновительными. Как ясно из представленных данных, в условиях эксперимента столкновительные потери заметно превышают радиационные. При этом потери на частоте f_1 больше, чем на частоте f_2 , что хорошо согласуется с данными измерений (см. рис. 2a, б).

О структуре поля моды в канале, отвечающей частоте f_2 , позволяет судить рис. 4, на котором показаны зависимости Im H_z и Re E_{φ} от поперечной координаты. Здесь не представлены зависимости для компонент Re H_z и Im E_{φ} , которые по абсолютной величине существенно меньше, чем Im H_z и Re E_{φ} . Соответствующие распределения поля на частоте $f_1 = 50$ МГц имеют аналогичный вид и поэтому не приводятся. Сопоставление результатов теоретического расчёта поля H_z в канале с повышенной плотностью (рис. 4) с экспериментальными данными для $|H_z|$ (см. рис. 36) показывает достаточно хорошее согласие между ними.

Заметим, что на рис. 4 по существу не видно различия масштабов^{*}, отвечающих поперечным волновым числам q_1 и q_2 , поскольку для указанных выше параметров плазменного канала и выбранного интервала значений частот ($\omega \leq \omega_H/2$), они не слишком сильно отличаются между собой ($|q_2|/|q_1| \simeq 2$).

Следует отметить, что с увеличением отношения ω_H/ω и, в частности, в предельном случае $\omega \ll \omega_H$, ранее рассмотренном в работе [5], различие пространственных масштабов вистлеров (q_1) и квазиэлектрических волн (q_2) в распределении поля по поперечной координате становится хорошо заметным.

Из проведённого рассмотрения можно сделать ряд выводов.

Т. М. Заборонкова и др.

^{*}Излом распределения $\operatorname{Im} H_z(\rho)$ при $\rho/a = 1$ связан со ступенчатой аппроксимацией профиля плотности плазмы.

1. В результате нагрева электронов квазистатическим полем рамки (с радиусом, большим характерного поперечного масштаба электронной теплопроводности плазмы) и вызванного им термодиффузионного перераспределения плазмы возможно формирование квазицилиндрического дакта с повышенной плотностью.

2. В возникающем дакте имеет место волноводное распространение слабозатухающих волн свистового диапазона частот.

3. На основании результатов теоретических расчётов и сопоставления их с экспериментальными данными можно утверждать, что указанные волны являются квазилокализованными модами, поддерживаемыми наблюдаемым в условиях эксперимента дактом с повышенной плотностью плазмы.

Авторы признательны РФФИ за финансовую поддержку (грант № 96-02-18666). Работа одного из авторов (Шайкина А. А.) поддержана грантом № 96-02-17473.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Helliwell R. A. Whistlers and related ionospheric phenomena. Stanford: Univ. Press, 1965. 365 p.
- 2. Karpman V. I., Kaufman R. N. //J. Plasma Phys., 1982. V. 27. Pt. 2. P. 225.
- Вдовиченко И.А., Марков Г.А., Миронов В.А. и др. //Письма в ЖЭТФ, 1986. Т.44. Вып. 5. С.216.
- 4. Заборонкова Т. М., Костров А. В., Кудрин А. В. и др. //ЖЭТФ, 1992. Т. 102. Вып. 10. С. 1151.
- 5. Заборонкова Т. М., Кудрин А. В., Марков Г. А. //Физика плазмы, 1993. Т. 19. Вып. 6. С. 769.
- 6. Марков Г. А. //Физика плазмы, 1988. Т. 14. Вып. 9. С. 1094.
- 7. Агафонов Ю. Н., Бажанов В. С., Исякаев В. Я. и др. //Письма в ЖЭТФ, 1990. Т. 52. Вып. 10. С. 1127.
- 8. Stenzel R. L. //Phyz. Fluids, 1976. V. 19. № 6. P. 865.
- 9. Sugai H., Maruyama M., Sato M., et. al. //Phys. Fluids, 1978. V.21. № 4. P.690.
- 10. Голубятников Г. Ю., Егоров С. В., Костров А. В. и др. //Физика плазмы, 1988. Т. 14. Вып. 4. С. 482.
- 11. Егоров С. В., Костров А. В., Тронин А. В. //Письма в ЖЭТФ, 1988. Т. 47. С. 86.
- 12. Заборонкова Т. М., Кондратьев И. Г., Кудрин А. В. //Препринт № 375. Н. Новгород: НИР-ФИ, 1993. – 68 с.
- Заборонкова Т. М., Кондратьев И. Г., Кудрин А. В. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1994. Т. 37. № 7. С. 887.
- Заборонкова Т. М., Кондратьев И. Г., Кудрин А. В. //Изв. ВУЗов. Радиофизика. 1996. Т. 39. № 2. С. 210.
- 15. Stenzel R. L. //Rev. Sci. Instrum., 1976. V. 47. P. 603.
- Заборонкова Т. М., Костров А. В., Кудрин А. В. и др. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1996. Т. 39. № 2. С. 192.
- 17. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. М.: Наука, 1967. С. 143.

Научно-исследовательский радиофизический институт, Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород, Россия Поступила в редакцию 4 декабря 1997 г.

Т. М. Заборонкова и др.
WHISTLER CHANNELING IN DUCTS WITH ENHANCED DENSITY IN A MAGNETOPLASMA

T. M. Zaboronkova, A. V. Kostrov, A. V. Kudrin, A. A. Shaykin

We investigate the guided propagation of whistler waves along density ducts created in a magnetoplasma under thermal nonlinear conditions. We have established that a thermal-diffusion-driven redistribution of plasma, caused by electron heating in a quasi-static field of a current loop of rather a large radius, leads to formation of the duct with enhanced density. Based on experimental data and the results of theoretical calculations it is shown that the duct being created can sustain slightly lossy whistler modes that are excited by a magnetic-type antenna immersed in it.

УДК 621.396:621.391.82

О ПРИЧИНАХ ПОЯВЛЕНИЯ ПЕРЕМЕЩАЮЩИХСЯ СИГНАЛОВ НА ТРАНСЭКВАТОРИАЛЬНЫХ ТРАССАХ

В.Ф.Брянцев

Анализируются результаты эксперимента по исследованию сигналов с меняющимся в течение суток временем распространения на трансэкваториальных трассах в области вблизи антипода. Показано, что основные характеристики этих сигналов могут быть объяснены рассеянием на мелкомасштабных неоднородностях в экваториальной зоне.

Известно, что в ночной экваториальной ионосфере существуют неоднородности широкого спектра масштабов, величина $\Delta N/N$ в которых может достигать десятков процентов [1]. Рассеяние этими неоднородностями приводит к появлению аномальных мод при трансэкваториальном распространении. В частности, хорошо известен эффект сверхдальних трансэкваториальных связей в УКВ диапазоне и повышение МПЧ трассы в КВ диапазоне [2, 3]. Менее исследован механизм появления сигналов со значительными боковыми отклонениями траектории распространения. Эти сигналы регулярно регистрируются на трансэкваториальных трассах и характеризуются значительной диффузностью (их длительность достигает десятков миллисекунд при длительности излучаемого импульса в единицы миллисекунд), регулярными суточными изменениями времени распространения, достигающими нескольких десятков миллисекунд, широким диапазоном частот и значительной интенсивностью [4, 5]. Возможно, что этот тип сигналов связан с переотражением или рассеянием вблизи экваториа, поэтому пользуясь терминологией, принятой в [4], будем называть эти сигналы экваториальными боковыми сигналами (ЭБС).

Значительные азимутальные отклонения принимаемого сигнала от дуги большого круга нередко регистрируются на трассах большой протяжённости. Так, пеленгационные измерения, проводившиеся на ряде трасс, показали, что азимуты сигналов с задержками до 10 мс могут отличаться от направления прямой трассы на угол до 50° [6, 7]. Вероятно, что существует не один механизм возникновения аномальных механизмов распространения со значительными отклонениями трассы распространения от дуги большого круга, которые анализировались в ряде работ [4, 8, 9], однако рассеяние экваториальными неоднородностями при этом не рассматривалось.

Экваториальные боковые сигналы регулярно регистрировались во время рейсов экспедиционных судов [7, 8, 10] на трансэкваториальных трассах протяжённостью 10–20 тыс.км, связывающих территорию России с акваториями Тихого и Атлантического океанов. Их появление трудно объяснить многолучёвостью в пределах дуги большого круга, связывающей передатчик и приёмник, прежде всего, из-за больших задержек по отношению к прямому сигналу (до нескольких десятков миллисекунд) и значительной интенсивности. Нередко амплитуда этих сигналов значительно превосходила амплитуду прямого сигнала (наблюдались случаи, когда прямой сигнал отсуствовал, а ЭБС, тем не менее, регистрировался). Их характерными особенностями являются также стабильность появления и регулярные суточные изменения амплитуды и времени распространения. Это говорит о том, что появление ЭБС связано с постоянно существующими образованиями в ионосфере, перемещающимися вследствие суточного вращения Земли.

Ниже приводится анализ измерений, проведённых во время рейса экспедиционного судна на трассах, связывающих Иркутск с акваторией Тихого океана. Анализируются измерения, проведённые на

В.Ф.Брянцев



Рис. 1. Геометрия трасс распространения экваториальных боковых сигналов.

двух группах трасс, первая из которых связывает Иркутск с областью вблизи антипода, а вторая с районом, отстоящим от антипода на 2–2,5 тыс.км. Длина трасс второй группы — 17,5–18 тыс.км, угол наклона к плоскости экватора — 75°. На всех этих трассах регистрировались два основных типа сигналов: прямой сигнал (ПС), распространяющийся по короткой части дуги большого круга (БК), связывающей передатчик (Т) и приёмник (R), и сигнал обратного эхо (СОЭ), распространяющийся по большей части дуги этого БК. Экваториальные боковые сигналы регулярно появлялись на второй группе трасс и отсуствовали в антиподе.

Рассмотрим, в какой области задержек можно ожидать появление ЭБС для рассматриваемых радиотрасс, если их появление связано с экваториальными ионосферными неоднородностями. Так как ионосферные неоднородности существуют ночью вблизи геомагнитного экватора, будем считать, что рассеяние происходит на ночной половине Земли (от 18 до 6 часов LT). На рис. 1 приведена схема, поясняющая геометрию трасс распространения ЭБС. Контуры ABC и DEF, рассеяние вблизи которых приводит к появлению сигнала, построены из условия, что сумма расстояний от передатчика T до любой его точки и от неё до приёмника постоянна, т.е. TAR = TBR = ... = TFR. Задержка ЭБС, прошедшего этот путь по отношению к прямому сигналу: $\tau = (TBR - TR)/c$, где с — скорость распространения сигнала.

В точке R происходит суммирование мощности сигналов, рассеянных вблизи этих контуров. Очевидно, что ЭБС с задержкой τ будут появляться при условии, что хотя бы часть этих контуров находится на ночной половине Земли. Очевидно также, что в области антипода ЭБС регистрироваться не должны, т.к. в неё сигнал может попасть только вдоль дуги БК, что возможно при рассеянии вперёд, но тогда его задержка будет соответствовать задержке ПС. Это и было зарегистрировано в эксперименте. В антиподе регистрировались сигналы с задержкой, соответствующей ПС, за исключением 1 часа в сутки, когда наблюдались также слабые сигналы с задержкой 10 мс относительно ПС. Механизм их возникновения требует дополнительного исследования. Отсутствие в антиподе сигналов с характерными для ЭБС признаками можно считать подтверждением правильности предложенного механизма их возникновения. Очевидно, что многолучёвость, не связанная с азимутальными отклонениями должна



Рис. 2. Появляемость ЭБС на радиотрассах второй группы.

приводить к появлению дополнительных сигналов, которые должны регистрироваться на всех трассах, в том числе и в антиподе. Экваториальные боковые сигналы уверенно регистрировались на второй группе радиотрасс в интервале задержек между ПС и СОЭ и в среднем мало отличались от них по амплитуде, а в отдельные часы значительно их превосходили. График появляемости сигналов на этой группе трасс в координатах "время суток – задержка" приведён на рис. 2а. Вертикальными линиями на нём отмечены зарегистрированные сигналы. Среднее время распространения ПС в этом районе — 64-65 мс, СОЭ — 81 мс. Пунктирными линиями ограничена область появления ЭБС. Заштрихованы области, где ЭБС появляться не должны, т.к. оба контура, рассеяние вблизи которых приводит к их появлению, находятся на дневном полушарии. Из рисунка видно, что ЭБС появились между 12 и 3 часами в ожидаемой области задержек. В "запрещённых" областях эти сигналы практически не отмечались. Можно предположить, что отсутствие ЭБС между 4 и 12 часами связано с возрастанием интегрального поглощения на трассах "передатчик – область рассеяния – приёмник"из-за того, что значительная часть соответствующих трасс проходила по освещённому полушарию. Для проверки были сделаны расчёты величины поглощения для трасс ЭБС в разное время суток. Их результаты приведены на рис. 26, где вертикальными линиями для каждого часа суток отмечены интервалы задержек, в пределах которых поглощение было достаточно малым для регистрации ЭБС. Толщина линии соответствует ожидаемому уровню сигнала. Сопоставление результатов измерений с расчётом (рис. 2а и 26) показывает их удовлетворительное соответствие: ЭБС появлялись в ожидаемой области в часы минимального поглощения. Их отсутствие с 4 до 12 часов действительно объясняется большим ионосферным поглощением. Однако следует отметить, что осциллограммы ЭБС не могут быть объяснены только различием поглощения для трасс, соответствующих задержкам различных частей сигнала, что говорит о том, что поглощение не является единственным механизмом энергетических потерь. Можно ожидать, что рассеяние обладает ракурсными свойствами и амплитуда сигнала максимальна на задержках, для которых ракурсные условия выполняются, а потери за счёт поглощения минимальны. Рассмотрим несколько подробнее вопрос о проявлении ракурсных свойств в характеристиках ЭБС.

На рис. 3 приведены зависимости максимальной за сутки амплитуды сигнала от времени распространения на частотах 19, 18, 17, 15, 13 МГц (рис. За-д). Пунктиром отмечены среднее время распространения ПС (64,8 мс) и СОЭ (79 мс). ЭБС наблюдались в интервале задержек между ними. Заметно, что на высоких частотах наибольшие амплитуды ЭБС регистрировались, в основном, вблизи ПС и СОЭ, а наименьшие — в интервале между ними. При снижении рабочей частоты происходит выравнивание амплитуд ЭБС на разных задержках. Для всех частот наибольшие амплитуды ЭБС — не менее 0,3А_{пс}, что говорит о достаточной эффективности такого механизма распространения.



Рис. 3. Максимальные за сутки амплитуды ЭБС в зависимости от задержки на частотах 13-19 МГц.

Для объяснения этой зависимости был проведён расчёт ракурсных условий для заданной геометрии радиотрасс в предположении, что неоднородности вытянуты вдоль геомагнитного поля, а в формировании рассеянного сигнала участвуют лучи в диапазоне углов $\beta = (0-20)^{\circ}$ в вертикальной плоскости на высоте области рассеяния. Результаты расчётов приведены на рис. 4, где в географических координатах (φ , λ) нанесены изолинии углов β , при которых ракурсное рассеяние в данной точке приводит к появлению ЭБС в точке приёма. Здесь же нанесены геомагнитный экватор (пунктир) и участки радиотрасс прямого сигнала и сигнала обратного эхо (сплошные линии). Вдоль горизонтальной оси также нанесена шкала задержек ЭБС при рассеянии вблизи геомагнитного экватора (нижняя шкала). Область существования неоднородностей ограничена $\pm 20^{\circ}$ геомагнитной широты.

Из рисунка видно, что необходимая геометрия ракурсного рассеяния при углах, близких к нулевым, обеспечивается для всей области широт существования неоднородностей только в относительно узкой области долгот вблизи точек пересечения трассами ПС и СОЭ геомагнитного экватора. На других долготах области, рассеяние внутри которых приводит к появлению ЭБС, смещаются к периферии области существования неоднородностей, а рассеяние вблизи геомагнитного экватора оказывается несущественным для формирования ЭБС, т.к. для заданной геометрии трассы здесь должны рассеиваться моды с $\beta > 20^\circ$, которые быстро затухают из-за поглощения в ионосфере или выходят за её пределы.

В. Ф. Брянцев



Рис. 4. Геометрия ракурсного рассеяния для ЭБС.

Поэтому размеры области, эффективно влияющие на формирование ЭБС, различны для различных задержек. Наибольшие они вблизи задержек ПС и СОЭ и уменьшаются для промежуточных задержек. Это должно приводить к появлению зависимости амплитуды ЭБС от задержки — наибольшие амплитуды должны регистрироваться вблизи ПС и СОЭ, что в действительности и наблюдалось для большинства использовавшихся частот (рис. 3).

В заключение сформулируем основные результаты проведённых исследований ЭБС.

1. На трансэкваториальных трассах большой протяжённости в диапазоне частот 10-20 МГц регулярно регистрировались аномальные сигналы, перемещающиеся по задержке в зависимости от времени суток (ЭБС). Их амплитуда сравнима с амплитудой прямых сигналов, а в некоторые моменты может существенно её превышать.

2. Анализ измерений в области антипода и вблизи неё показывает, что ЭБС распространяются не по дуге большого круга, связывающей приёмник и передатчик, а со значительными азимутальными отклонениями.

3. Ряд свойств ЭБС (время появления, значения задержек, их зависимость от времени суток) может быть объяснён в предположении о их формировании в результате рассеяния сигнала неоднородностями экваториальной области в ночном полушарии Земли.

4. Зависимость амплитуды ЭБС от времени суток и времени распространения может быть объяснена ракурсным характером рассеяния сигнала и суточными изменениями потерь на трассе распространения.

Подводя итог изложенному, следует отметить, что ЭБС в силу своих свойств (амплитуда, сравнимая с амплитудой прямого сигнала, широкий диапазон частот и задержек) могут оказаться серьёзной помехой для связи на трансэкваториальных радиотрассах и продолжение их исследований важно с практической точки зрения. С другой стороны, измерения параметров ЭБС в сочетании с другими методами исследования ионосферных неоднородностей могут дать информацию о параметрах неоднородностей экваториальной области в широком диапазоне долгот.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Гершман Б. Н. и др. Явление F-рассеяния в ионосфере. М.: Наука, 1984.
- 2. Gibson-Wilde B. C. //Radio Sci., 1969. V. 4. № 9. P. 767.
- 3. Nielson D. L. and Grochet M. //Rev. Geophys. Space Phys., 1974. V. 12. № 4. P. 688.
- 4. Перехватов Ю. К. В кн.: Вопросы физики и моделирования ионосферы. М., 1983. С. 77.

В.Ф.Брянцев

- 5. Брянцев В. Ф., Букин Г. В., Галкин А. И. и др. В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. М., 1982. Вып. 59. С. 188.
- 6. Rottger J. //J. Atm. and Terr. Phys., 1973. V. 35. P. 1195.
- 7. Беликович В.В., Бенькова Н.П., Брянцев В.Ф. и др. //Геомагн. и аэроном., 1976. Т. 16. № 5. С. 841.
- 8. Бенедиктов Е. А., Бенькова Н. П., Букин Г. В. и др. В кн.: Вопросы распространения коротких радиоволн. М., 1974. Ч. 2. С. 17.
- 9. Голян С. Ф., Панченко В. А. В кн.: Рефракционные эффекты декаметровых радиоволн в ионосфере. — М.: Наука, 1977. С. 67.
- 10. Брянцев В. Ф., Букин Г. В. В кн.: Распространение декаметровых радиоволн. М., 1980. С. 121.

НПП "Полёт", Н.Новгород, Россия

Поступила в редакцию 10 июня 1997 г.

ON OCCURRENCE OF TRAVELING SIGNALS ALONG TRANSEQUATORIAL PATHS

V. F. Bryantsev

The experimental result analysis is made on the signals with varying propagation times along transequatorial paths in the region near the antipode. The main signal characteristics have been shown to be explained by small-scale inhomogeneity scattering in the equatorial zone.

УДК 621.396:621.391.82

О ПРЕДЕЛЬНОЙ ЭФФЕКТИВНОСТИ КОМПЕНСАЦИИ РАДИОПОМЕХ КВ ДИАПАЗОНА ПРИ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ ОБРАБОТКЕ СИГНАЛОВ

С. А. Метелев, Ю. В. Шишкин, А. А. Лисов

Экспериментально исследованы возможности компенсации помех при пространственной обработке радиосигналов в нестационарном КВ канале связи. Показано, что средняя эффективность подавления помех корреляционными методами составляет около 20 дБ для квазимонохроматических помех и около 12 дБ для помех с частотной манипуляцией. Проанализированы причины, ограничивающие характеристики компенсаторов помех КВ диапазона, основными из которых являются многолучёвость и дисперсия канала связи. Предложена эмпирическая модель канала, объясняющая наблюдающиеся характеристики КВ сигналов.

1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из эффективных методов борьбы с помехами в канале связи являются методы пространственновременной обработки сигналов (ПВОС), обеспечивающие компенсацию помех путём адаптивного взвешенного суммирования напряжений с набора приёмных антенн [1–3]. Большинство известных оптимальных алгоритмов ПВОС разработаны в предположении идеальности условий распространения сигнала и помех в неслучайной, недиспергирующей среде, когда волновой фронт сигнала является плоским (сферическим), а колебания помехи (сигнала) на антенных элементах — коррелированными, что и обеспечивает возможность их компенсации путём взвешенного суммирования.

Это предположение не всегда является оправданным — неоднородности среды распространения приводят к флуктуациям показателя преломления волны, что нарушает её когерентность. В ряде случаев существуют и другие причины, приводящие к декорреляции сигнала на разнесённых антеннах, — анизотропия среды и наличие нескольких путей распространения волны от передатчика к приёмнику приводят к явлению многолучёвости и нестационарности принимаемого сигнала.

Коротковолновый канал радиосвязи по своей природе является многолучевым нестационарным каналом с переменными параметрами и не может считаться идеальным. Его свойства накладывают сильные ограничения на выбор приемлемого алгоритма обработки сигналов и эффективность последнего [4, 5]. Влияние декоррелированности антенных колебаний на качество пространственной обработки анализировались в ряде работ [6—8], из которых следует вывод о значительном уменьшении отношения сигнал/помеха+шум на выходе адаптивного сумматора при падении корреляции сигнала или помехи на раскрыве антенной решётки. Максимальное (предельное) подавление помехи при этом достигается при полной коррелированности антенных напряжений.

Наиболее простым устройством ПВОС являются двухканальные компенсаторы помех, в которых при обработке сигнально—помеховой смеси с двух разнесённых антенн вычисляется ковариационная матрица размерностью 2×2 , состоящая из мощностей колебаний на антенных элементах p_1 , p_2 и коэффициента их ковариации r_0 . Даже в таком элементарном случае конфигурации адаптивной антенной решётки (который является, тем не менее, очень важным с точки зрения практической реализации ПВОС КВ диапазона для мобильных объектов), при $|r_0| = 1$ можно достигнуть значительного выигрыша в отношении сигнал/помеха.

1998

Поэтому при синтезе оптимального алгоритма ПВОС и оценке его потенциальной эффективности необходимо учитывать статистические свойства обрабатываемых сигналов (помех) и, в первую очередь, их корреляционные характеристики. Экспериментальному изучению этих свойств сигналов КВ диапазона и анализу причин, приводящих к падению их коррелированности, и посвящена данная работа.

2. МЕТОД ИЗМЕРЕНИЙ

При исследовании коррелированности колебаний помехи (сигнала) с разнесённых антенн оказалось удобным измерять коэффициент подавления этого сигнала в квадратурном автокомпенсаторе (AK) в "односигнальном" режиме при отсутствии второго, "полезного", сигнала. В этом случае исключается проникновение полезного сигнала в цепи адаптации, осуществляющие формирование компенсирующего напряжения, коэффициент подавления AK полностью определяется коэффициентом ковариации помеховых колебаний и при их полной коррелированности достигается максимум подавления помехи. Таким образом, степень подавления помехи AK характеризует потенциальные возможности алгоритмов ПВОС КВ диапазона, основанных на корреляционной обработке. Алгоритм квадратурного автокомпенсатора [2] (который называется также компенсатором Ширмана или минимизатором выходной мощности) является оптимальным в случае односигнального режима по критерию минимума среднеквадратичной ошибки и основан на измерении коэффициента ковариации колебаний, принимаемых на две антенны, разнесённые в пространстве или по поляризации. Структурная схема алгоритма в дискретной форме приведена на рис. 1.

Разностное уравнение для весового коэффициента выглядит следующим образом:

$$W(k+1) = W(k) + 2\mu \epsilon(k) x_2^*(k) = W(k) + 2\mu [x_1(k) - W(k) x_2(k)] x_2^*(k).$$

И тогда для установивишегося режима имеем

$$W = \langle x_1(k) \, x_2^*(k) \rangle / \langle x_2(k) \, x_2^*(k) \rangle \,,$$

где угловые скобки означают математическое ожидание.



Рис. 1. Функциональная схема квадратурного автокомпенсатора в дискретной форме для комплексных процессов.

Для стабилизации инерционности AK, зависящей от мощности опорного колебания x_2 и расширения динамического диапазона компенсатора, использованы системы автоматической регулировки усиления (APV) выходных сигналов приёмников x_{np} :

$$X(k) = (1 - \alpha) X(k - 1) + \alpha x_{np}^{2}(k),$$

С.А. Метелев, Ю.В. Шишкин, А.А. Лисов

404

$$x(k) = x_{\rm np}(k) \left/ \sqrt{X(k)} \right.,$$

где α^{-1} — постоянная времени АРУ, $\alpha \simeq \mu$. При этом выходной сигнал АК ϵ формируется в виде

 $\epsilon(k) = x_1(k) - W(k) x_2(k) \,.$

Учитывая нестационарность КВ канала (характерные времена флуктуаций параметров КВ радиосигналов зависят от несущей частоты, времени суток, длины трассы, состояния ионосферы и составляют 0,1–10 с), время усреднения в интеграторе АК $\tau = 1/\mu f_d$ было выбрано равным 50 мс при частоте дискретизации $f_d = 2$ кГц.

Отношение мощности выходного сигнала к мощности входного сигнала

$$rac{P_{ ext{bbix}}}{P_{ ext{bx}}} = 1 - rac{\langle x_1(k) \, x_2^*(k)
angle \langle x_1^*(k) \, x_2(k)
angle}{\langle x_1(k) \, x_1^*(k)
angle \langle x_2(k) \, x_2^*(k)
angle} = 1 - r_0^2$$
 ,

где r_0 — нормированный коэффициент корреляции колебаний с двух антенных элементов, стремится к 0 при полной коррелированности входных процессов. При наличии шумов приёмников на выходе AK будут выделяться флуктуационные шумы и нескомпенсированные остатки помехи.

Данная методика является упрощённой в том смысле, что она не учитывает возможностей повышения эффективности алгоритмов ПВОС за счёт включения в схемы обработки трансверсальных фильтров или устройств калмановской фильтрации [1]. Эти методы приводят к значительным реализационным сложностям, в то же время не дают полной уверенности в адекватности предпринимаемых усилий реальным условиям распространения.

3. ИЗМЕРИТЕЛЬНЫЙ КОМПЛЕКС

Для оценки эффективности работы компенсаторов помех был построен испытательный приёмный комплекс в КВ диапазоне длин волн (рис. 2) и проведены измерения в натурных условиях в реальном времени.

антенны



Рис. 2. Блок-схема экспериментального комплекса для испытаний алгоритмов ПВОС в КВ диапазоне.

Приёмная часть измерительного комплекса состояла из двух радиоприёмников КВ диапазона Р– 399 (в некоторых случаях использовались P–160) с общим опорным генератором, в качестве приёмных антенн использовались два вертикальных несимметричных вибратора с высотой h = 3 м, разнесённых на расстояние d = 30 м. Усиленные сигналы с выходов промежуточной частоты приёмников преобразовывались к нулевой частоте с выделением синфазной и квадратурной составляющих по

каждому из каналов и поступали на сигнальный процессор, который представлял из себя специальную плату цифровой обработки сигналов (ЦОС) DSP25AD, выполненную в конструктиве персонального компьютера IBM PC, с микропроцессором TMS320C25 и аналоговым интерфейсом (АЦП, ЦАП). Частота дискретизации составляла 2 кГц.

Плата ЦОС осуществляла цифровую обработку принимаемых сигналов в реальном времени по алгоритму АК, формировала массивы входных и выходных процессов в цифровой форме с объёмом N = 256, которые, после их заполнения, считывал компьютер IBM PC с дальнейшей их визуализацией на дисплее либо с записью на жёсткий диск. Компьютер выполнял роль многоканального осциллографа и спектранализатора, а также обеспечивал вычисление усреднённого по массиву N параметра подавления помехи

$$\langle D \rangle^N = 10 \log(P_{\rm BMX}/P_{\rm BX})$$

и другие необходимые характеристики.

Роль помех играли радиосигналы с различным типом модуляции, принимаемые из эфира на различных частотах.

Измерения проводились в сентябре (приёмный пункт в 150 км на север от Н. Новгорода) и в декабре 1996 г. (в Н. Новгороде) в 08.00–24.00 мск, захватывая тем самым переходное время суток, характеризующееся наибольшей многолучёвостью КВ радиосигналов.

4. РЕЗУЛЬТАТЫ ИЗМЕРЕНИЙ

Для измерений выбирались сигналы от радиостанций на различных частотах, уровень которых превышал шумы приёмников не менее, чем на 30 дБ. Основное внимание уделялось сигналам с шириной полосы не более 1 кГц — сигналы с амплитудной модуляцией (АМ) и с манипуляцией типа частотной телеграфии (ЧТ–200, ЧТ–500). Полоса пропускания радиоприёмников в первом случае составляла 0,3 кГц, во втором случае — 1 кГц (иногда 3 кГц). Необходимость выбора соответствующей полосы пропускания обусловливалась стремлением к минимизации влияния неидентичности ФЧХ и АЧХ фильтров основной селекции приёмников, наиболее сильно проявляющегося на их скатах, на степень компенсации помех.

На рис. З приведено поведение степени компенсации помехи $\langle D \rangle^N$ для одной из приёмных частот. Наблюдаются достаточно сильные вариации этого параметра, вызванные флуктуациями параметров поля принимаемой радиоволны.

Для устранения этих вариаций предпринималось дополнительное усреднение данного параметра на интервале времени порядка 1 мин. Полученное квазистационарное значение D регистрировалось, после чего происходила перестройка приёмной частоты. Таким образом, были проведены несколько циклов измерений, результаты которых приведены на рис. 4-5.

Рис. 4а демонстрирует степень компенсации помех типа AM на различных частотах KB диапазона для одного дня наблюдений. На верхней панели рисунка приводятся уровни сигналов на разных частотах, нормированные на некоторую произвольную величину. Нормированный уровень шумов составлял 20 дБ. На нижней панели этого рисунка приведены значения D для этих помех. Рис. 46 демонстрирует результаты аналогичных измерений для помех типа ЧТ. На рис. 5 сведены все измеренные значения параметра D за месячный цикл наблюдений.

Полученные данные свидетельствуют о том, что помехи типа AM корреляционный компенсатор иногда режектирует на 30–40 дБ (канал близок к идеальному), в ряде же случаев степень подавления не превосходит 12–14 дБ (канал с сильной многолучёвостью). Среднее значение подавления AM помех во всём диапазоне составляет 21 дБ со стандартным отклонением 6 дБ. Такие характеристики



Рис. 3. Флуктуации во времени эффективности компенсации АМ помехи в двухканальном квадратурном автокомпенсаторе. 11:40, 17.09.96, f = 15365 кГц.

были получены для сигналов, близких к монохроматическим (фильтр ПЧ с полосой 0,3 кГц практически срезает все частотные составляющие амплитудной модуляции вещательных станций).

Аналогичные результаты, измеренные для ЧТ сигналов (помех) получились на 9 дБ хуже (минимальное значение — 4 дБ, среднее — 12 дБ).

Для того, чтобы понять причины, ограничивающие потенциальную эффективность подавления помех КВ диапазона корреляционными методами ПВОС, рассмотрим более детально характеристики сигнала, принимаемого на разнесённые по пространству или по поляризации антенны. Для анализа эффективности компенсации AM помех, принимаемых в узкой полосе, вначале рассмотрим модель квазимонохроматической помехи, а затем, для объяснения экспериментальных данных с ЧТ помехами, учтём влияние задержек между лучами на степень подавления сигналоподобной (манипулированной) помехи, принимаемой разнесёнными антеннами.

5. ЭМПИРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ КВ КАНАЛА

5.1. Квазимонохроматическая помеха

Для корреляционных методов ПВОС определяющим является поведение разности фаз и амплитуд колебаний, принимаемых антеннами, разнесёнными в пространстве на расстояние порядка длины волны или по поляризации (ортогональные антенны с общим фазовым центром). Поэтому было проведено изучение поведения во времени этих параметров радиосигнала путём соответствующей обработки квадратурных компонент сигналов с разнесённых антенн в цифровом виде.

Рассмотрим нестационарное поведение разности фаз принимаемой на две антенны радиоволны $(\Delta \varphi = (\varphi_2 - \varphi_1))$ более детально и дадим его интерпретацию. На рис. 6а-в приведено поведение во времени $\Delta \varphi(t)$ для трёх разных сеансов наблюдений монохроматического радиосигнала с частотой 6980 кГц (точнее, это сигнал с речевой АМ модуляцией, которая срезается узкополосным фильтром 300 Гц ПЧ приёмников). На рис. 6а наблюдаются периодические колебания этой величины с размахом около π .

Амплитуды колебаний с обоих антенн также испытывают периодические флуктуации. Для объяснения такого поведения параметров радиоволны достаточно рассмотреть простейшую модель двухлучевого распространения радиосигнала при наличии допплеровского сдвига частоты второго луча относительно первого. Действительно, в случае приёма на каждую антенну вертикальной составляющей



Рис. 4. Результаты измерений степени компенсации помех с амплитудной модуляцией (а) и модуляцией типа частотной телеграфии (ЧТ-500, ЧТ-800)(б) по алгоритму квадратурного автокомпенсатора. 25.12.96, Н. Новгород.





Рис. 5. Экспериментальные результаты величины подавления AM помех (верхняя панель) и ЧТ помех (нижняя панель) по алгоритму квадратурного автокомпенсатора за декабрь 1996 г., Н. Новгород.

вектора напряжённости электрического поля радиоволны двух лучей, антенные напряжения можно записать в виде (1):

$$u_{1} = a_{1} \cdot e^{i\omega t} + a_{2} \cdot e^{i(\omega + \Omega)t},$$

$$u_{2} = a_{1} \cdot e^{i\omega t + i\beta_{1}} + a_{2} \cdot e^{i(\omega + \Omega)t + i\beta_{2}},$$
(1)

где ω — несущая частота сигнала, $a_{1,2}$ — амплитуды первого и второго лучей, соответственно, Ω — допплеровский сдвиг частоты второго луча, $\beta_{1,2} = 2\pi d \cos(\alpha_{1,2})/\lambda$ — набег фаз лучей во второй антенне относительно первой при приёме сигнала с длиной волны λ на антенны с разносом d, $\alpha_{1,2}$ — углы прихода лучей. В (1) пренебрежено начальными фазами лучей, которые не определяют динамику разности фаз антенных напряжений и не влияют на поведение их коэффициента корреляции. Комплексные амплитуды этих колебаний имеют вид (2)

$$U_1 = a_1 + a_2 \cdot e^{i\Omega t},$$

$$U_2 = a_1 \cdot e^{i\beta_1} + a_2 \cdot e^{i\Omega t + i\beta_2},$$
(2)

Нетрудно вычислить фазы этих двух колебаний:

$$\varphi_{1} = \arcsin\left(\frac{\xi\sin(\Omega t)}{\sqrt{1+\xi^{2}+2\xi\cos(\Omega t)}}\right),$$
(3)

$$\varphi_{2} = \beta_{1} + \arcsin\left(\frac{\xi\sin(\Omega t + \Delta\beta)}{\sqrt{1+\xi^{2}+2\xi\cos(\Omega t + \Delta\beta)}}\right),$$
(3)
C. A. Memenes, IO. B. Шишкин, A. А. Лисов 409



Рис. 6. Поведение во времени разности фаз сигнала, принятого на две пространственно разнесённые антенны. а)-в) — экспериментальные данные, г)-е) результаты моделирования для двухлучевого (г) и трёхлучевого (д-е) сигналов.

где $\xi = a_2/a_1$ — отношение амплитуд лучей, $\Delta \beta = \beta_2 - \beta_1$ — разность фаз лучей. Из (3) видно, что разность фаз антенных напряжений периодически изменяется во времени, причём вид этой периодической функции зависит от отношения амплитуд и разности фаз лучей.

На рис. 6г построен график изменения во времени величины

$$\Delta\varphi(t) = \varphi_2 - \varphi_1 \,, \tag{4}$$

которая при $\alpha_1 = 60^\circ$, $\alpha_2 = 45^\circ$, $d/\lambda = 2$, $\xi = 0,4$ хорошо совпадает с экспериментальными зависимостями, при этом поведение амплитуд (2) также близко к наблюдаемым в анализируемом сеансе. Данное сопоставление экспериментальной и расчётной (с реалистичными параметрами) осциллограмм не преследует цели определения параметров двухлучевого сигнала, и предназначено лишь для качественного сравнения. Таким образом, можно считать, что перидические флуктуации разности фаз антенных колебаний есть проявление двухлучёвости канала.

Появление третьего луча добавляет по третьему слагаемому в (2):

$$U_{1} = a_{1} + a_{2} \cdot e^{i\Omega_{1}t} + a_{3} \cdot e^{i\Omega_{2}t},$$

$$U_{2} = a_{1} \cdot e^{i\beta_{1}} + a_{2} \cdot e^{i\Omega_{1}t + i\beta_{2}} + a_{3} \cdot e^{i\Omega_{2}t + i\beta_{3}}.$$
(5)

что проявляется в обогащении спектра флуктуаций разности фаз второй допплеровской частотой. Поведение разности фаз таких колебаний приведено на рис. 6д и для $a_3 = a_2 = 0,4$, $\Omega_2 = 0,1\Omega_1$, $\alpha_3 = 30^\circ$ совпадает с характером флуктуаций разности фаз во втором сеансе (рис. 6б). Наиболее драматичная картина возникает при такой ситуации, когда амплитуды первого и второго лучей близки. В этом случае, несмотря на маленькую амплитуду третьего луча, бывают интервалы времени, когда первый и второй луч полностью компенсируются на одной из антенн и фаза (частота) этого колебания полностью определяется соответствующим параметром третьего луча. Благодаря запаздыванию, на второй антенне такая компенсация произойдёт в другой момент времени, и фаза второго колебания определяется

сильными лучами. Это приводит к возникновению разности частот между принимаемыми сигналами. Такую ситуацию можно наблюдать на рис. 6д, полученную при $a_1 = 1$, $a_2 = 0.9$, $a_3 = 0.6$. График рис. 6е качественно схож с экспериментальной осциллограммой рис. 6в. (На рис. 6в перебросы непрерывно изменяющейся фазы устранены путём учёта переходов через 2π .)

Анализируя последнюю пару графиков, можно сделать вывод о том, что в трёхлучевом канале периодические флуктуации разности фаз иногда сменяются быстрым набегом на много π в ту или иную сторону. Кроме того, даже в двухлучевом канале при квазипериодическом изменении разности фаз антенных колебаний при близких амплитудах двух лучей характер этих флуктуаций становится далёким от синусоидальных, показанных на рис. 6а, и напоминает "меандр". При этом переход от одного значения разности фаз к другому происходит за короткий интервал времени, т.е. наблюдаются интервалы времени с быстрыми изменениями разности фаз сигнала, принимаемого разнесёнными в пространстве антеннами. Характерный период таких флуктуаций $\Delta \varphi(t)$ достигает 0,1 Гц⁻¹, при этом максимальная частота в спектре этих флуктуаций $g = d (\Delta \varphi(t)) / dt$ в двухлучевой модели может быть представлена в следующем виде:

$$g \approx \begin{cases} \Omega/(1-\xi), & \xi \to 1, \\ \xi \cdot \Omega, & 0 < \xi < 1, \end{cases}$$
(6)

то есть значительно возрастает при близких уровнях двух лучей, намного превышая допплеровскую частоту. Из проведённого анализа ясно, что причиной флуктуаций разности фаз является разнос антенн в пространстве, приводящий к разному запаздыванию второго луча относительно первого. Казалось бы, что использование антенн с поляризационным разносом и общим фазовым центром должно устранить этот нежелательный эффект. Действительно, при использовании такой антенной системы, например, двух скрещённых горизонтальных вибраторов, различие в запаздывании лучей отсутствует, однако начинает играть роль различие поляризаций первого и второго лучей — амплитуда э.д.с., наводимой в антеннах от одного и того же луча становится различной. При этом для комплексных амплитуд антенных напряжений можно записать следующее выражение:

$$U_{1} = a_{11} + a_{12} \cdot e^{i\Omega t},$$

$$U_{2} = a_{21} + a_{22} \cdot e^{i\Omega t}.$$
(7)

Анализ разности фаз этих колебаний показывает, что и для такой антенной системы можно наблюдать аналогичные вышеописанным эффекты, более того, вероятны ситуации непрерывного набега фазы (т.е. частота сигнала, принятого разными антеннами, различается) даже в рамках двухлучевой модели (это происходит, например, в случае ортогональности векторов радиоволн первого и второго лучей и близости их амплитуд).

Таким образом, вследствие постоянной неоднородности ионосферы канал распространения КВ сигнала практически всегда является многомодовым (многолучевым), что и приводит, с точки зрения ПВОС, к нестационарности поведения разности фаз сигнала и помехи на приемных антеннах.

5.2. Влияние задержек между лучами на степень подавления помехи

Монохроматический сигнал (помеха) обладает бесконечно большим временем корреляции и поэтому в модели, использованной выше, влиянием задержек между лучами можно было пренебречь. Такие многолучевые помехи (без допплеровских смещений несущих частот лучей) могли бы быть скомпенсированы при осуществлении соответствующего взвешенного сложения.

В действительности, при скоростях манипуляции, применяющихся в радиосвязи, отношение времени корреляции сигнала (сигналоподобной помехи) к интервалу многолучёвости может изменяться в пределах от 50 (при однолучевом распространении) до 1 (интервал многолучёвости больше или равен длительности элемента сигнала T). Поэтому при использовании приёмных антенн, произвольно расположенных в пространстве, степень компенсации помех оказывается ограниченной. Добиться полной компенсации многолучевой помехи можно лишь при размещении идентичных антенн так, чтобы линия, соединяющая их электрические центры, была перпендикулярна азимутальному направлению прихода помехи.

Для двухлучевой помехи (m = 1, 2 — номер луча), имеющей задержку τ_3 между лучами с углами места α_m и азимутальными углами θ_m , выражение (1) для антенных напряжений принимает вид

$$u_{1} = a_{11} u_{\rm H} e^{i\omega t} + a_{12} u_{\rm H} e^{i(\omega + \Omega)(t - \tau_{3})},$$

$$u_{2} = a_{21} u_{\rm H} e^{i\omega t + i\beta_{1}} + a_{22} u_{\rm H} e^{i(\omega + \Omega)(t - \tau_{3}) + i\beta_{2}},$$
(8)

где $a_{im} = \sqrt{\langle u_{im}u_{im}^* \rangle} B_i(\theta_m, \alpha_m), i = 1, 2$ — номер антенны, $B_i(\theta_m, \alpha_m)$ — диаграмма направленности *i*-й антенны в направлении прихода *m*-го луча, $\langle u_{im}u_{im}^* \rangle$ — средняя мощность *m*-го луча в *i*-й антенне, $u_{\rm H} = u_{im}/\sqrt{\langle u_{im}u_{im}^* \rangle}$ — нормированная комплексная амплитуда помехи.

Набеги фаз лучей зависят от обоих углов α и θ :

$$\beta_m = 2\pi d \cos(\gamma_m) / \lambda$$
, где $\cos(\gamma_m) = \cos(\theta_m) \cos(\alpha_m)$

Максимально возможный коэффициент подавления помехи по мощности $q^2 = P_{\text{вх}}/P_{\text{вых}} = \langle u_1 \cdot u_1^* \rangle / \langle \epsilon \cdot \epsilon^* \rangle$, с учётом введённых в разделе 2 определений W, r_0 , может быть определён по следующей формуле [2, 3]:

$$q^{2} = \frac{\langle u_{1} \cdot u_{1}^{*} \rangle}{\left\langle \left(u_{1} - \frac{\langle u_{1} \cdot u_{2}^{*} \rangle}{\langle u_{2} \cdot u_{2}^{*} \rangle} u_{2} \right) \left(u_{1} - \frac{\langle u_{1} \cdot u_{2}^{*} \rangle}{\langle u_{2} \cdot u_{2}^{*} \rangle} u_{2} \right)^{*} \right\rangle} = \frac{1}{(1 - r_{0}^{2})}.$$
(9)

Этот коэффициент подавления может быть достигнут при отсутствии изотропных пространственных шумов и внутренних шумов приёмной аппаратуры.

Подставляя (8) в (9) и усредняя по времени, получим

$$q_{\rm cp}^2 = \frac{(a_{11}^2 + a_{12}^2)(a_{21}^2 + a_{22}^2) + 2a_{11}a_{12}a_{21}a_{22}R_0^2(\tau_3)\cos(\Delta\beta)}{[(a_{11}a_{22})^2 - 2a_{11}a_{12}a_{21}a_{22}\cos(\Delta\beta) + (a_{12}a_{21})^2][1 - R_0^2(\tau_3)]},$$
(10)

где $R_0^2(\tau_3)$ — квадрат модуля автокорреляционной функции огибающей помехи $u_{\rm H}$ при значении аргумента, равном τ_3 ;

$$\Delta \beta = \frac{2\pi d}{\lambda} \cos(\theta) [\cos(\alpha_2) - \cos(\alpha_1)].$$
(11)

Выражение (10) носит общий характер для случая двухлучевого распространения помехи и позволяет рассчитать наибольший коэффициент подавления помехи в зависимости от средней мощности в лучах, формы диаграммы направленности элементов антенной системы, их пространственного разноса, особенностей спектра (вида автокорреляционной функции) помехи и величины задержки между лучами.

Рассмотрим некоторые практически интересные случаи.

1. Для идентичных антенн с совпадающими диаграммами направленности $a_{11} = a_{21} = a_1, a_{12} = a_{22} = a_2 формула (10) примет вид$

$$q_{\rm cp}^2 = \frac{(a_1^2 + a_2^2)^2 + 2a_1^2 a_2^2 R_0^2(\tau_3) \cos(\Delta\beta)}{2a_1^2 a_2^2 [1 - \cos(\Delta\beta)] [1 - R_0^2(\tau_3)]} \,.$$
(12)

Из (12) легко установить, что полное подавление двухлучевой помехи возможно в двух случаях. Во-первых, когда $\Delta\beta = 0$, что соответствует единственно возможному варианту расположения идентичных приёмных антенн, при котором азимутальное направление прихода помехи перпендикулярно линии, соединяющей электрические центры антенн. Во-вторых, при $R_0(\tau_3) = 1$, что может иметь место либо при отсутствии задержки между лучами для произвольно модулированной помехи, либо при синусоидальной (монохроматической) помехе, для которой всегда $R_0(\tau_3) = 1$. Ясно также, что полное подавление помехи происходит и в тривиальном случае, когда один из лучей полностью замирает и распространение помехи становится однолучевым (при этом либо a_1 , либо a_2 принимают нулевое значение).

2. Пусть задержка между лучами превышает время корреляции огибающей помехи, т.е. $R_0(\tau_3) = 0$. При этом формула (10) принимает вид

$$q_{\rm cp}^2 = \frac{(a_1^2 + a_2^2)^2}{2a_1^2 a_2^2 [1 - \cos(\Delta\beta)]} \,. \tag{13}$$

Такой случай является весьма вероятным в реальных условиях. Например, в том случае, когда ширина спектра помехи превышает 500 Гц, а время многолучёвости (задержка между лучами) достигает 2 мс. Если, кроме того, средние мощности помехи в лучах близки по величине, а антенны имеют одинаковую направленность в вертикальной плоскости, то

$$q_{\rm cp}^2 = \frac{2}{[1 - \cos(\Delta\beta)]}$$
 (14)

Из (14) следует, что в этом случае коэффициент подавления зависит только от разности набегов фаз лучей в антеннах.

3. При отсутствии направленности у идентичных приёмных антенн в вертикальной плоскости формула (10) может быть переписана следующим образом:

$$q_{\rm cp}^2 = \frac{(1+g^2)^2 + 2g^2 R_0^2(\tau_3) \cos(\Delta\beta)}{2g^2 [1-\cos(\Delta\beta)] [1-R_0^2(\tau_3)]},\tag{15}$$

где $g = \langle u_{i2}u_{i2}^* \rangle / \langle u_{i1}u_{i1}^* \rangle$ — отношение мощностей помехи во втором и первом лучах для i = 1, 2.

На рис. 7 приведены в виде графиков результаты расчёта максимального подавления помехи по выражению (15) при $g^2 = 1$ для случая $\alpha_1 = 60^\circ$, $\alpha_2 = 30^\circ$ (а) и $\alpha_1 = 30^\circ$, $\alpha_2 = 15^\circ$ (б) при $d = \lambda/2$. Параметрами графика являются отношения времени задержки между лучами к длительности посылки сигналоподобной помехи, соответствующие заданному значению $R_0(\tau_3)$.

Анализ поведения расчётных кривых позволяет сделать следующие выводы:

- Приемлемый для практики коэффициент подавления (q²_{cp} ≥ 20 дБ) широкополосной помехи (для которой R₀(τ₃) = 0) может быть достигнут только в том случае, если электрические центры антенн расположены на линии, которая отклоняется от перпендикуляра к направлению прихода помехи на угол, не превышающий 20°.
- Уменьшение углов места лучей, которое происходит для дальних помех, приводит к уменьшению разницы между этими углами и к повышению коэффициента подавления.
- Монохроматическая помеха (для которой R₀(τ₃) ≃ 0) при отсутствии допплеровских сдвигов частот в лучах может быть подавлена в необходимой степени (q²_{cp} ≥ 20 дБ) во всём диапазоне углов прихода.



Рис. 7. Зависимость коэффициента подавления помехи $q_{\rm cp}^2$ от азимутального угла θ для двух случаев углов прихода лучей: $\alpha_1 = 60^\circ$, $\alpha_2 = 30^\circ$ (а) и $\alpha_1 = 30^\circ$, $\alpha_2 = 15^\circ$ (б). Кривая $1 - R_0^2(\tau_3) = 0.98$ ($\tau_3/T = 0.01$). Кривая $2 - R_0^2(\tau_3) = 0.81$ ($\tau_3/T = 0.1$). Кривая $3 - R_0^2(\tau_3) = 0.49$ ($\tau_3/T = 0.3$). Кривая $4 - R_0^2(\tau_3) = 0.00$ ($\tau_3/T \ge 1$).

 Поскольку интервал многолучёвости в реальном КВ канале может достигать 3 мс и более, для повышения потенциального коэффициента подавления замирающей помехи сигналоподобного вида целесообразно снижать скорость манипуляции сигнала до 50–100 Бод. При этом отношение т₃/T не будет превышать 0,3 и даже при использовании простых антенн может быть достигнут достаточно высокий коэффициент подавления (более 10 дБ) при произвольной ориентации антенн и в наиболее неблагоприятном случае, когда интенсивности помехи в отдельных лучах одинаковые.

Кроме падения корреляции между помехами, принятыми на разнесённые антенны, за счёт конечной времени задержки в лучах, существует дополнительный дестабилизирующий фактор — частотная дисперсия канала распространения, вызывающая различия в параметрах сигналов "нажатия"и "отжатия"и селективные замирания ЧТ сигналов. Частотная дисперсия приводит к тому, что для компенсации сигналов "нажатия"и "отжатия"оптимальные значения весовых коэффициентов различны, что приводит к "недокомпенсации"и того, и другого сигнала при интегральной оценке коэффициента ковариации ЧТ сигналов компенсатором.

6. ВЫВОДЫ

Таким образом, сопоставление экспериментальных данных с простейшими моделями многолучевого КВ канала позволяет сделать следующие выводы.

1. Наблюдаемые в эксперименте флуктуации разности фаз антенных колебаний, наводимых КВ сигналом, являются типичным проявлением многолучёвости канала и могут быть объяснены в рамках двух- или трёхлучевой модели распространения КВ радиоволны.

2. Скорость таких флуктуаций фазы может составлять 10 и более герц, что резко уменьшает ожидаемые интервалы стационарности сигналов, необходимые для корреляционной обработки.

3. Применение антенных систем с общим фазовым центром не устраняет такой нестационарности в поведении разности фаз.

4. Усреднённая степень подавления AM помех составляет 21 дБ, ЧТ помех — 12 дБ; эти величины определяют потенциальные возможности корреляционных методов пространственной обработки КВ сигналов.

5. Предельный коэффициент подавления квазимонохроматических (AM) помех определяется, в основном, флуктуациями разности фаз антенных колебаний, наводимых многолучевой помехой. Для манипулированных помех (например, ЧТ) существует дополнительное ограничение — падение корреляции огибающей помехи, принятой разнесёнными антеннами за счёт задержки между лучами.

С. А. Метелев, Ю. В. Шишкин, А. А. Лисов

414

Полученные в данной работе результаты нашли своё подтверждение при проведении экспериментальных исследований возможности компенсации помех в КВ диапазоне по алгоритму оптимального сепаратора [4, 5]. Степень компенсации помехи в данных экспериментах в среднем была близка к приведённым выше значениям: в том случае, когда полезный ЧТ сигнал принимался на фоне AM помехи, степень подавления последней составляла 20 дБ, в случае ЧТ помехи её удавалось скомпенсировать не более чем на 12 дБ (в среднем). В то же время, обработка радиосигналов в стационарном "однолучевом"канале связи (ОНЧ диапазон) по алгоритму сепаратора [3, 4] обеспечивала подавление помех на 30–40 дБ.

Повышение эффективности пространственной обработки сигналов в КВ диапазоне предполагает решение задачи о компенсации многолучевой помехи, каждый луч которой может приходить на адаптивную приёмную антенную систему под различными углами, со своим допплеровским смещением несущей частоты, задержкой и испытывать некоррелированные замирания. Кроме того, наличие частотной дисперсии требует раздельной обработки каждой из частотных составляющих ЧТ сигнала. Решение этой задачи, по-видимому, требует введения в алгоритмы обработки сигналов трансверсальных фильтров, повышающих число степеней свободы устройств ПВОС.

ЛИТЕРАТУРА

- Монзинго Р. А., Миллер Т. У. Адаптивные антенные решетки. Введение в теорию: /Пер. с англ. М.: Радио и связь, 1986. – 448 с.
- 2. Адаптивная компенсация помех в каналах связи. /Под ред. Ю. И. Лосева. М.: Радио и связь, 1988. 208 с.
- 3. Уидроу Б., Стирнз С. Адаптивная обработка сигналов. М.: Радио и связь, 1989.
- 4. Метелев С. А., Шишкин Ю. В. Оптимальный пространственный разделитель сигналов и помех в каналах радиосвязи. 1. Численное моделирование. //Изв. вузов. Радиофизика, 1997. Т. 40. № 3. С. 378.
- 5. Метелев С. А., Лисов А. А. Оптимальный пространственный разделитель сигналов и помех в каналах радиосвязи. 2. Экпериментальные исследования. //Изв. вузов. Радиофизика, 1997. Т. 40. № 4. С. 517.
- 6. Vural A. M. //IEEE Trans. on Aerospace and Elect. Syst., 1979. V. AES-15. № 1. P. 76.
- 7. Cox H. //J. of the Acoust. Soc. of America, 1973. V. 54. P. 1743.
- 8. Morgan D. R., Smith T. M. //J. of the Acoust. Soc. of America, 1990. V. 87. № 2. P. 737.

Научно-исследовательский радиофизический институт, г.Н.Новгород, Россия Поступила в редакцию 1 ноября 1997 г.

ON LIMIT EFFECTIVENESS OF SW RADIO INTERFERENCE COMPENSATION IN SPACE SIGNAL PROCESSING

S. A. Metelev, Yu. V. Shishkin, A. A. Lisov

The possibilities of interference compensation have experimentally been studied when space signal processing in nonstationary SW communication channel. It has been shown that the mean effectiveness of interference suppression by correlation methods is about 20 dB for quasimonochromatic interferences and 12 dB for frequency-manipulated interferences. The multipath propagation and dispersion of the communication channel are the main reasons analyzed which limit the characteristics of SW interference compensators. An empirical channel model has been proposed to explain the SW signal characteristics observed.