

ГОСКОМИТЕТ СССР ПО НАРОДНОМУ ОБРАЗОВАНИЮ

Известия высших учебных заведений

РАДИОФИЗИКА

ЕЖЕМЕСЯЧНЫЙ НАУЧНО-ТЕХНИЧЕСКИЙ ЖУРНАЛ

ИЗДАЕТСЯ С АПРЕЛЯ 1958 г.

Том 33, № 5

Горький

май 1990

СОДЕРЖАНИЕ

Мень А. В., Брауде С. Я., Рашковский С. Л., Шарыкин Н. К., Шепелев В. А., Иютигин Г. А., Галанин В. В., Литвиненко О. А. Исследование угловой структуры радиоизлучения квазара ЗС 196	523
Мень А. В., Брауде С. Я., Рашковский С. Л., Шарыкин Н. К., Шепелев В. А., Иютигин Г. А., Галанин В. В., Литвиненко О. А., Подгорный Г. С., Христенко А. Д. Экспериментальное исследование угловой структуры радиоизлучения квазара ЗС 196 в декаметровом диапазоне радиоволн	534
Саломонович А. Е., Сороченко Р. Л., Кропоткина Е. П., Лукин А. Н., Пономаренко Н. И., Розанов С. Б., Соломонов С. В., Гусев В. А., Павлов Г. А., Смирнов Г. Т., Цивилев А. П. Спектрорадиометр для наземных исследований атмосферного озона в диапазоне длин волн 2 мм	546
Кабанов В. В. Влияние групповой структуры атмосферных радиопомех на их статистические характеристики	556
Ипатов Е. Б., Лукин Д. С., Палкин Е. А. Численная реализация метода канонического оператора Маслова в задачах распространения коротких радиоволн в ионосфере Земли	562
Леденев В. Г. Конусная неустойчивость плазменных волн на циклотронном резонансе	573
Островский М. А., Пахомов Ю. И., Дряхлов Ю. А. Асимптотически оптимальное обнаружение сигналов на фоне негауссовых помех с пространственной статистической связью	580
Бронин А. Г., Денисенко П. Ф., Жбанков Г. А., Заботин Н. А. Диэлектрические свойства бесстолкновительной магнитоактивной плазмы со степенным спектром случайных неоднородностей	587
Гуреев А. В. Добротность экранированных неоднородно заполненных резонаторов	594
Арутюнян Х. С., Барсуков К. А. О распространении электромагнитных волн в волноводах с нелинейным заполнением	598
Пьянков В. П., Чумаченко В. П. Решение H -плоскостной задачи излучения из двумерного упора со сложным кусочно-линейным контуром	604
Нерух А. Г., Хижняк Н. А., Минко П. Е. Отражение электромагнитной волны от слоистого плазменного густка, движущегося в волноводе	611
Якимович А. П. Рассеяние и деполяризация света случайно-неоднородными слоями жидких кристаллов	616
Лучинин А. С. Исследование низкочастотных шумов биполярных транзисторов	624

Краткие сообщения и письма в редакцию

Шлечков В. М., Станкевич К. С. Экспериментальная проверка механизма димерного поглощения радиоволн в земной атмосфере	632
Герман А. М. Построение изображений источников широкополосного радиоизлучения по функциям когерентности	634
Егоров В. В., Белов М. Л., Орлов В. М. О мощности, регистрируемой приемником в бистатической схеме зондирования случайно-неровной поверхности в атмосфере	636
Николаенко А. П., Швец А. В., Кудинцева И. Г. Эффективная площадь магнитной НЧ антенны с ферромагнитным сердечником	638
Старобин И. М. Рассеяние электромагнитных волн решеткой из резистивных металлических полосок на диэлектрической подложке	639
Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н., Остриков К. Н. Параметрическое возбуждение магнитоплазменных поверхностных волн в полупроводниковом слое, ограниченном металлом	642

Информация

О новых книгах 555, 561, 579, 593, 615, 623, 631

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

С. А. АХМАНОВ, С. Я. БРАУДЕ, А. В. ГАПОНОВ-ГРЕХОВ, В. И. ГАПОНОВ,
В. Л. ГИНЗБУРГ (главный редактор), Л. М. ЕРУХИМОВ (зам. главного редактора),
В. В. ЖЕЛЕЗНЯКОВ, В. А. ЗВЕРЕВ, Ю. Л. КЛИМОНТОВИЧ, А. Н. КОНДРА-
ТЕНКО, Ю. А. КРАВЦОВ, В. Н. КРАСИЛЬНИКОВ, А. Н. МАЛАХОВ, В. В. НИ-
КОЛЬСКИЙ, В. Ю. ПЕТРУНЬКИН, В. М. ПОЛЯКОВ, А. А. СЕМЕНОВ, А. С. ТАГЕР,
В. И. ТАЛАНОВ

Ответственный секретарь редакции К. Б. Мурашкина

Сдано в набор 2.03.90. Подписано к печати 18.05.90. МЦ 00652.
Формат 70×108/16. Бумага типографская № 2. Высокая печать.
Усл. печ. л. 10,85. Усл. кр.-отт. 12,96. Уч.-изд. л. 12,9. Тираж 1210 экз.
Заказ 3456. Цена 1 р. 80 к.

Адрес редакции: 603600, Горький, ул. Лядова, 25, Научно-исследовательский
радиофизический институт, редакция журнала «Известия вузов. Радиофизика».
Телефон 36-01-71.

Горьковская областная типография управления издательств, полиграфии и книжной
торговли, 603116, г. Горький, ул. Гордеевская, 7.

УДК 523.164

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ СТРУКТУРЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КВАЗАРА 3C196*

*А. В. Мень, С. Я. Брауде, С. Л. Рашковский, Н. К. Шарыкин,
В. А. Шепелев, Г. А. Иютин, В. В. Галанин, О. А. Литвиненко*

Определены угловые размеры и спектральные характеристики компонент наиболее вероятной модели распределения радиояркости квазара 3C196 на декаметровых и более коротких волнах. Рассматриваются физические процессы, которые могли привести к образованию протяженной области излучения в этом объекте.

1. ОПРЕДЕЛЕНИЕ УГЛОВЫХ РАЗМЕРОВ КОМПОНЕНТ МОДЕЛИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИОЯРКОСТИ КВАЗАРА 3C196

В [1] определена наиболее вероятная простейшая модель распределения радиояркости квазара 3C196 в декаметровом диапазоне частот, состоящая из одной компактной и одной протяженной компоненты. Для такой модели на основании наблюдений 3C196 на интерферометре Уран-1 (см. табл. 1*) может быть определена связь между относительной величиной потока протяженной компоненты $S_{\text{п}}/S_0$ и ее угловыми размерами $\Delta\alpha_{\text{п}}$, $\Delta\theta_{\text{п}}$. Результаты расчета такой зависимости на основании (4*), учитывая, что в данном случае $\kappa=0$, $\gamma_{1,2}=\gamma_1$, $\gamma_3=\gamma_{\text{п}}$, $S_3=S_{\text{п}}$, $\Delta\theta_{\text{п}} = \sqrt{\Delta\alpha_{\text{п}}\Delta\theta_{\text{п}}}$, при принятых в [1] обозначениях в отсутствие часовой зависимости $\gamma_{\text{п}}(T)$ приведены на рис. 1. Данные рис. 1 позволяют однозначно установить минимально возможный размер протяженной компоненты $\Delta\theta_{\text{пmin}}$ и минимальный поток излучения $S_{\text{пmin}}/S_0$ для двухкомпонентной модели, соответственно равные 13,4 и 0,12, 14,6 и 0,09, 13,4 и 0,05" для частот 25, 20 и 16,7 МГц (кривые 1, 2, 3).

При радиоинтерферометрических наблюдениях определение модели распределения радиояркости источника и размеров отдельных компонент непосредственно связано со спектральными характеристиками компонент и всего объекта в целом. На основании рис. 1 могут быть определены потоки радиоизлучения компактной и протяженной компонент и, следовательно, их спектры в декаметровом диапазоне волн $S_{\text{k}}(\nu)$ и $S_{\text{п}}(\nu)$ в зависимости от предположений об угловых размерах протяженной компоненты. На рис. 2 показаны зависимости $S_{\text{k}}(\nu)$ и $S_{\text{п}}(\nu)$, определенные для ряда значений $\Delta\theta_{\text{п}}$ от 15 до 50" в предположении, что протяженная компонента образовалась из одной из компактных де-

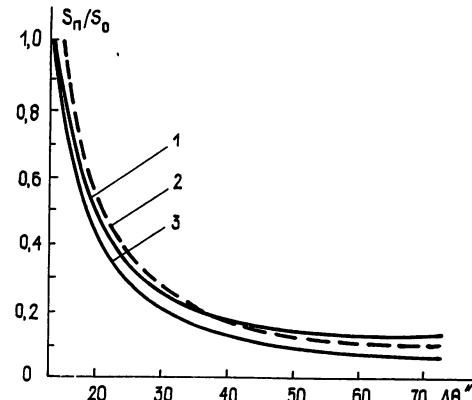


Рис. 1.

* Настоящая статья является продолжением [1], ссылки на формулы и таблицы которой отмечены значком *.

талей 3C196 за счет рассеяния на неоднородностях космической плазмы при квадратичном законе изменения углового размера с длиной волны $\Delta\theta_{\text{п}}/\Delta\theta_{0,\text{п}} = (\lambda/\lambda_0)^2$. Здесь $\Delta\theta_{0,\text{п}}$ — угловой размер протяженной компоненты на наиболее короткой волне измерений $\lambda_0 = 12 \text{ м}$ ($\Delta\theta_{0,\text{п}} > \Delta\theta_{\text{п},\text{min}} = 13,4''$). Как следует из рис. 2, спектральная зависимость для протяженной компоненты $S_{\text{п}}(\nu)$ в этом случае при понижении частоты от 25 до 16,7 МГц оказывается убывающей, а для компактной компоненты $S_{\text{к}}(\nu)$ — растущей. Спектральные индексы $\alpha_{\text{к}}$ зависимости $S_{\text{к}}(\nu)$ в предположении степенного закона $S_{\text{к}}(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$ в интервале от 25 до 20 МГц, где измерения проводились с максимальной точностью, изменяются от 5,8 при $\Delta\theta_{0,\text{п}} = 15''$ до единицы при $\Delta\theta_{0,\text{п}} = 50''$. Такой характер спектральных характеристик представляется маловероятным, особенно при $\Delta\theta_{0,\text{п}} \leq 30''$, когда с понижением частоты наблюдается резкое падение интенсивности излучения протяженной компоненты и аномально быстрый рост (с очень большими спектральными индексами $\alpha_{\text{к}} > 1,4$) компактной компоненты. Следует подчеркнуть, что приведенные угловые размеры протяженной компоненты существенно превышают наблюдаемые обычно углы рассеяния на неоднородностях межзвездной среды. Кроме того, при $\Delta\theta_{0,\text{п}} > 30''$, учитывая небольшой ($\sim 5,5''$) разнос между компактными компонентами, в случае рассеяния следовало ожидать увеличения угловых размеров обеих компонент. Отметим также, что предположение об образовании протяженной компоненты вследствие рассеяния излучения одной из компактных компонент не согласуется со спектральной характеристикой радиоисточника 3C196 на более высоких частотах [1].

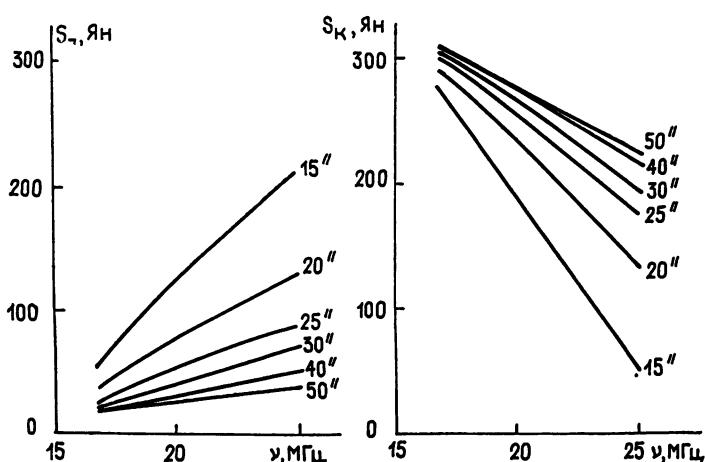


Рис. 2.

Иной вид имеют зависимости $S_{\text{п}}(\nu)$ и $S_{\text{к}}(\nu)$ при альтернативном предположении о постоянстве углового размера протяженной компоненты в диапазоне частот 25—16,7 МГц. Такие данные, определенные на основании рис. 1, сплошными линиями нанесены на рис. 3а, б. В этом случае интенсивность излучения протяженной компоненты $S_{\text{п}}(\nu)$ при $13,5'' \leq \Delta\theta_{\text{п}} \leq 40''$ с понижением частоты от 25 до 20 МГц растет, а при $\Delta\theta_{\text{п}} > 40''$ постоянна или медленно убывает. Падение $S_{\text{п}}(\nu)$ при дальнейшем понижении частоты в интервале от 20 до 16,7 МГц для всех значений $\Delta\theta_{\text{п}}$ нельзя считать установленным окончательно, так как, воз-

можно, это связано со сравнительно низкой точностью измерения γ на частоте 16,7 МГц. Для сравнения на рис. 3а пунктиром представлены зависимости $S_{\text{п}}(\nu)$ в интервале 20—16,7 МГц при средневзвешенной величине модуля функции видимости γ на частоте 16,7 МГц, равной 0,92

для $15'' \leq \Delta\theta_{\text{п}} \leq 30''$ и 0,93 при $35'' < \Delta\theta_{\text{п}} < 60''$. В этом случае все спектры $S_{\text{п}}(\nu)$ с понижением частоты от 25 до 16,7 МГц имеют линейно растущий при $\Delta\theta_{\text{п}} \leq 40''$ или линейно падающий при $\Delta\theta_{\text{п}} > 40''$ вид со спектральным индексом $\alpha_{\text{п}}$, изменяющимся от 1,35 при $\Delta\theta_{\text{п}} = 15''$, до $-0,6$ при $\Delta\theta_{\text{п}} = 60''$. С учетом погрешности измерений γ на частоте 16,7 МГц (см. табл. 1*) такой характер зависимостей $S_{\text{п}}(\nu)$ представляется весьма вероятным. Аналогично на рис. 3б сплошные линии представляют спектральные зависимости $S_{\text{k}}(\nu)$ для компактной компоненты при значениях γ , приведенных в табл. 1*, а пунктир — в интервале от 20 до 16,7 МГц при γ на частоте 16,7 МГц, равном 0,92 для $\Delta\theta_{\text{п}} \leq 30''$ и 0,93 для $35'' < \Delta\theta_{\text{п}} < 60''$. В последнем случае зависимости $S_{\text{k}}(\nu)$ при всех значениях $\Delta\theta_{\text{п}}$ имеют монотонный вид в интервале частот от 25 до 16,7 МГц. За исключением зависимости $S_{\text{k}}(\nu)$ при $\Delta\theta_{\text{п}} = 15''$, где интенсивность излучения быстро падает с понижением частоты с аномально большим (по модулю) спектральным индексом $\alpha_{\text{k}} = -3,75$, все остальные соответствуют либо слабой зависимости от частоты при $15'' < \Delta\theta_{\text{п}} < 20''$, либо увеличению интенсивности излучения с понижением частоты. При этом спектральный индекс монотонно растет с увеличением $\Delta\theta_{\text{п}}$ от 0,36 при $\Delta\theta_{\text{п}} = 20''$ до 0,91 при $\Delta\theta_{\text{п}} = 60''$.

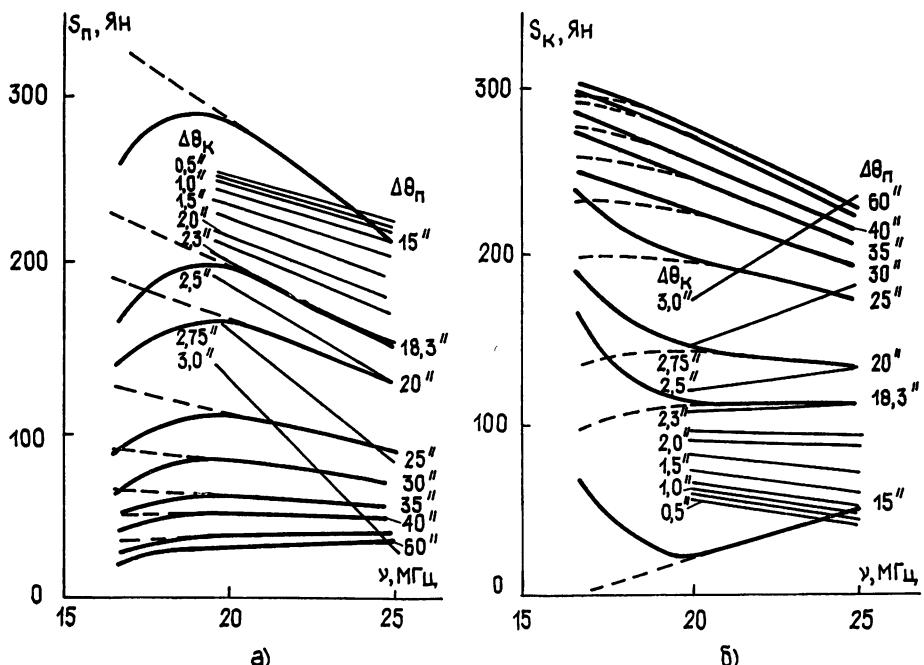


Рис. 3.

Представляет интерес сопоставить определенные на основании измерений на Уран-1 зависимости $S_{\text{п}}(\nu)$ и $S_{\text{k}}(\nu)$ с аналогичными данными, полученными на Уран-4. Учитывая, что при рассматриваемой двухкомпонентной модели ЗС196 при наблюдениях на Уран-4 протяженная компонента полностью разрешена, наблюдаемый в этом случае интерференционный поток $S_{\text{п}}$ и модуль функции видимости $\gamma_{\text{з}}$ определяются выражениями

$$S_{\text{п}} = \gamma_1 S_{\text{k}}, \quad \gamma_{\text{з}} = \gamma_1 (S_{\text{k}}/S_0), \quad (1)$$

где γ_1 , S_{k} — модуль функции видимости и поток излучения компактной детали, S_0 — полный поток излучения радиоисточника. Полагая $\gamma_{\text{з}}$

равным средневзвешенным значениям модуля функции видимости γ , приведенным для частот 25 и 20 МГц в табл. 1*, и рассчитывая для разных размеров $\Delta\alpha_k$, $\Delta\delta_k$ компактной детали величину γ_1 при наблюдениях на Уран-4, можно определить зависимость S_k/S_0 от размера компактной детали $\Delta\theta_k = \sqrt{\Delta\alpha_k\Delta\delta_k}$. Результаты таких расчетов для 25 и 20 МГц (кривые 1 и 2) приведены на рис. 4 для гауссова закона распределения радиояркости детали при отсутствии зависимости γ_1 и γ_2 от часового угла в интервале $-2^h \leq T \leq 2^h$. Как следует из рисунка, в этом случае однозначно устанавливаются максимальные размеры и минимальные потоки излучения компактной детали: 3" и $0,14 S_0$ на частоте 25 МГц и 3,5" и $0,17 S_0$ на частоте 20 МГц. Следует отметить, что приведенные максимально возможные размеры определены с высокой точностью.

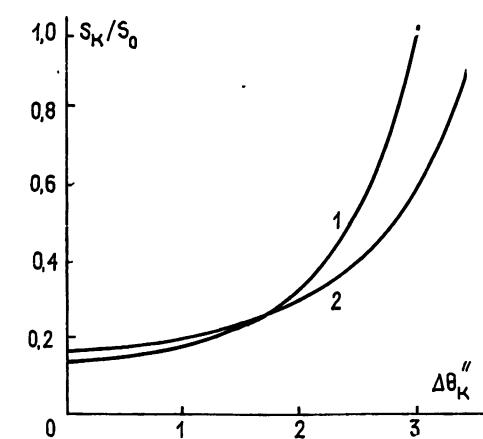


Рис. 4.

венно не изменились. На основании данных рис. 4 могут быть определены спектральные характеристики для компактной и протяженной компонент $S_k(v)$ и $S_p(v)$ на частотах от 25 до 20 МГц при определенных предположениях о размерах компактной компоненты. На рис. 5 приведены такие зависимости для нескольких размеров компактной компоненты $\Delta\theta_k$ в пределах от 0,5 до 3,0", полагая их неизменными в указанном интервале частот. Как следует из рис. 5а, для $S_k(v)$ с увеличением $\Delta\theta_k$ возрастание интенсивности излучения с понижением частоты от 25 до 20 МГц замедляется и при $\Delta\theta_k > 2,2''$ имеет место уже обратная тенденция. Спектральный индекс зависимости $S_k(v)$ в предположении степенного закона изменяется от $\alpha_k = 1,7$ при $\Delta\theta_k = 0,5''$ до $\alpha_k = -1,4$ при $\Delta\theta_k = 3,0''$. Интенсивность излучения протяженной компоненты $S_p(v)$ (рис. 5б) при всех значениях $\Delta\theta_k$ с понижением частоты возрастает, спектральный индекс α_p с увеличением $\Delta\theta_k$ монотонно изменяется от 0,55 при $\Delta\theta_k = 0,5''$ до 7,0 при $\Delta\theta_k = 3''$. Большие значения спектрального индекса, например $\alpha_p > 3,1$ при $\Delta\theta_k > 2,75''$, свидетельствуют о том, что близкие к предельным значениям $\Delta\theta_k$ маловероятны.

Сравним спектральные распределения $S_p(v)$ и $S_k(v)$, определенные по измерениям на Уран-4 в предположении постоянства $\Delta\theta_k$ на частотах 25 и 20 МГц, с аналогичными зависимостями, полученными на основании наблюдений на Уран-1 в предположении постоянства $\Delta\theta_p$ в этом же интервале частот. Такое сопоставление проведено на рис. 3, где тонкими линиями изображены те же зависимости $S_p(v)$ и $S_k(v)$, что и на рис. 5. Сравнение результатов, полученных на основании различных наблюдений на обоих интерферометрах, показывает, что соответствующие спектры практически совпадают при размере протяженной компоненты $\Delta\theta_p = 18,3''$ ($\Delta\alpha_p = 15,9''$, $\Delta\delta_p = 21,1''$) и компактной компоненты $\Delta\theta_k = 2,3''$. Потоки компонент при таких угловых размерах даны в табл. 1.

Даже незначительное их увеличение при наблюдениях на Уран-4 приведет к существенному падению интерференционного потока ниже порогового уровня инструмента. Сравнивая приведенные оценки с размерами компактных компонент 3С196 на дециметровых и метровых волнах, следует указать, что в декаметровом диапазоне размеры наблюдаемой компоненты существенно не изменились. На основании данных рис. 4 могут быть определены спектральные характеристики для компактной и протяженной компонент $S_k(v)$ и $S_p(v)$ на частотах от 25 до 20 МГц при определенных предположениях о размерах компактной компоненты. На рис. 5 приведены такие зависимости для нескольких размеров компактной компоненты $\Delta\theta_k$ в пределах от 0,5 до 3,0", полагая их неизменными в указанном интервале частот. Как следует из рис. 5а, для $S_k(v)$ с увеличением $\Delta\theta_k$ возрастание интенсивности излучения с понижением частоты от 25 до 20 МГц замедляется и при $\Delta\theta_k > 2,2''$ имеет место уже обратная тенденция. Спектральный индекс зависимости $S_k(v)$ в предположении степенного закона изменяется от $\alpha_k = 1,7$ при $\Delta\theta_k = 0,5''$ до $\alpha_k = -1,4$ при $\Delta\theta_k = 3,0''$. Интенсивность излучения протяженной компоненты $S_p(v)$ (рис. 5б) при всех значениях $\Delta\theta_k$ с понижением частоты возрастает, спектральный индекс α_p с увеличением $\Delta\theta_k$ монотонно изменяется от 0,55 при $\Delta\theta_k = 0,5''$ до 7,0 при $\Delta\theta_k = 3''$. Большие значения спектрального индекса, например $\alpha_p > 3,1$ при $\Delta\theta_k > 2,75''$, свидетельствуют о том, что близкие к предельным значениям $\Delta\theta_k$ маловероятны.

Сравним спектральные распределения $S_p(v)$ и $S_k(v)$, определенные по измерениям на Уран-4 в предположении постоянства $\Delta\theta_k$ на частотах 25 и 20 МГц, с аналогичными зависимостями, полученными на основании наблюдений на Уран-1 в предположении постоянства $\Delta\theta_p$ в этом же интервале частот. Такое сопоставление проведено на рис. 3, где тонкими линиями изображены те же зависимости $S_p(v)$ и $S_k(v)$, что и на рис. 5. Сравнение результатов, полученных на основании различных наблюдений на обоих интерферометрах, показывает, что соответствующие спектры практически совпадают при размере протяженной компоненты $\Delta\theta_p = 18,3''$ ($\Delta\alpha_p = 15,9''$, $\Delta\delta_p = 21,1''$) и компактной компоненты $\Delta\theta_k = 2,3''$. Потоки компонент при таких угловых размерах даны в табл. 1.

Данные на частоте 16,7 МГц приведены для значения $\gamma = 0,94$, полученного при наблюдениях на Уран-1, а также для $\gamma = 0,92$ (обозначены значком *), что соответствует линейной экстраполяции спектральной зависимости $S_{\pi}(v)$ и представляется более достоверным. В таблице приведены также значения спектральных индексов α_{π} и α_k спектров протяженной и компактной компонент, определенных в предположении степенного закона в интервале 25—20 МГц.

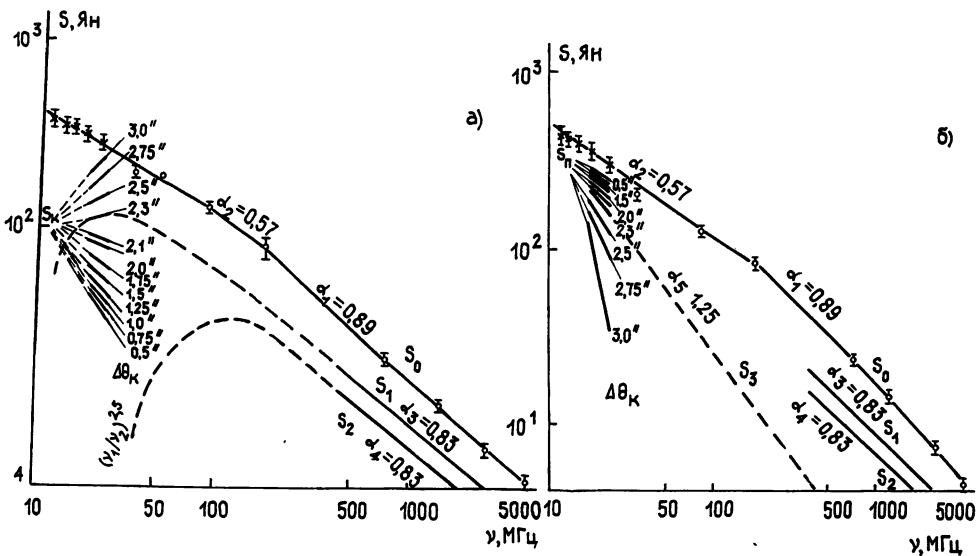


Рис. 5.

Таблица 1

v , МГц	$S_{\pi}, \text{Ян} (S_{\pi}/S_0)$	$S_k, \text{Ян} (S_k/S_0)$	α_{π}	α_k
25	150 (0,58)	110 (0,42)		
20	198 (0,65)	108 (0,35)		
16,7	163 (0,5)	163 (0,5)		
16,7*	228 (0,7)	98 (0,3)		

2. СПЕКТРЫ КОМПОНЕНТ МОДЕЛИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИОЯРКОСТИ 3С196

Полагая, что протяженная компонента сохраняет свои размеры и на частотах $v > 25$ МГц вплоть до 5000 МГц, и экстраполируя линейно (в логарифмическом масштабе) ее спектральную зависимость в область высоких частот (зависимость $S_3(v)$ на рис. 5б), можно попытаться определить спектральные характеристики компактных компонент в диапазоне от 16,7 до 5000 МГц. Такие зависимости $S_1(v)$ и $S_2(v)$, даны на рис. 5 в предположении, что модель распределения радиояркости 3С196 в общем случае трехкомпонентная и состоит из двух компактных деталей, наблюдавшихся на частотах от 408 до 5000 МГц, и третьей (протяженной) компоненты, обнаруженной на частотах от 25 до 16,7 МГц:

$$S_0(v) = S_1(v) + S_2(v) + S_3(v). \quad (2)$$

На рис. 5а приведены спектральные характеристики полного излучения источника $S_0(v)$ и компактных компонент — первой, более интенсивной (юго-западной) $S_1(v)$ и второй (северо-восточной) $S_2(v)$. Сплошными линиями нанесены участки этих зависимостей, определен-

ные на основании наблюдений, пунктиром — найденные расчетом на основании (2). Зависимость $S_0(v)$ определена на основании наиболее точных измерений на частотах от 38 до 5000 МГц, данные о которых приведены в [2], и наблюдений на частотах от 12,6 до 25 МГц, специально выполненных в этой работе на радиотелескопе УТР-2. В полосе частот от 178 до 5000 МГц эта зависимость может быть аппроксимирована степенной со спектральным индексом $\alpha_1=0,89$. Такими же степенными зависимостями со спектральным индексом $\alpha_{3,4}=0,83$ могут быть аппроксимированы $S_1(v)$ и $S_2(v)$ в интервале от 5000 МГц до частоты около 200 МГц [3], ниже которой наблюдается излом спектра $S_0(v)$. Предполагая, что этот излом вызван изменением характера спектральной характеристики одной из компактных компонент, рассмотрим два возможных варианта зависимостей $S_1(v)$ и $S_2(v)$ в интервале частот от 200 до 30 МГц.

В первом случае на частотах $v < 200$ МГц спектральная характеристика более интенсивной компоненты предполагается линейной (в логарифмическом масштабе) с тем же индексом, что и на более высоких частотах. Для второй компактной компоненты $S_2(v)$ определяется на основании (2) при зависимостях $S_0(v)$ и $S_3(v)$, приведенных на рис. 5а и 5б. Эта характеристика с четко выраженным максимумом спектральной плотности излучения $S_{2\max}(v)=29$ Ян на частоте около 160 МГц и быстрым, пропорциональным $v^{2,5}$ падением интенсивности излучения с понижением частоты при $v < 50$ МГц нанесена пунктиром на рис. 5а. При этом на частотах ниже 45 МГц вклад второй компактной компоненты становится менее 10% от интенсивности излучения первой, вследствие чего модель распределения радиояркости источника в интервале от 45 до 20 МГц оказывается практически двухкомпонентной, состоящей из протяженной и одной компактной детали.

Другой возможный случай — когда линейным на частотах ниже 200 МГц остается спектр $S_2(v)$. При этом максимум зависимости $S_{1\max}(v)=39$ Ян должен быть на частоте 140 МГц, и при дальнейшем понижении частоты ожидается сравнительно медленное падение интенсивности излучения как $v^{1,2}$. Отношение интенсивности излучения компактных компонент $S_1(v)/S_2(v)$ в этом случае изменяется от единицы на частоте 135 МГц до 0,14 — на 25 МГц. В таком случае в измерениях на УРАН-4 на частоте 25 МГц могла уже наблюдаваться часовая зависимость модуля функции видимости источника, которая, однако, не была обнаружена. По этой причине первый вариант (рис. 5а) с нелинейной зависимостью $S_2(v)$ представляется более достоверным, особенно если учесть, что такой вид спектра второй компактной детали может иметь место, например, при синхротронном самопоглощении излучения в ней.

Окончательное определение вида спектральных зависимостей $S_1(v)$ и $S_2(v)$ в интервале частот от 200 до 30 МГц может быть сделано с помощью интерферометрических либо картографических наблюдений. К сожалению, проведенные в этом диапазоне радиоинтерферометрические измерения на частотах 38 [4] и 86 МГц [5] не позволяют внести ясность в этот вопрос. Например, на частоте 38 МГц при первом варианте спектральных зависимостей при наблюдениях на радиоинтерферометре с базой 127 км должен быть измерен модуль функции видимости $\gamma \approx 0,56$ при отношении $S_2(v)/S_1(v) = 0,06$, а при втором варианте — $\gamma \approx 0,55$ при $S_1(v)/S_2(v) = 0,22$. Оба эти значения γ практически совпадают с приведенной в [4] средней величиной $\gamma = 0,54$. Часовая зависимость $\gamma(T)$, которая позволила бы различить эти варианты, так как должна наблюдаваться только во втором случае, в этой работе не определялась.

Из измерений на УРАН-4 следует, что спектр компактной компоненты, наблюдавшейся на этом инструменте, в дециметровом диапазоне имеет максимум в интервале от 40 до 25 МГц. На

частотах $\nu < 20$ МГц следует ожидать быстрого падения спектральной плотности ее излучения с понижением частоты, когда практически все радиоизлучение источника будет определяться протяженной компонентой. Все сделанные выводы основаны на предположении о степенном характере спектральной характеристики протяженной компоненты $S_3(\nu) \sim \nu^{-\alpha}$, где $\alpha = 1,25$, в широком диапазоне волн от декаметровых до сантиметровых (рис. 5б). Хотя протяженная компонента радиоисточника ЗС196 непосредственно наблюдалась только в декаметровом диапазоне на УРАН-1, интересно сопоставить ее спектральную характеристику с результатами интерферометрических и картографических наблюдений этого объекта на более высоких частотах. При измерениях, когда определяются потоки только компактных компонент, интенсивность излучения протяженной компоненты может быть оценена как разность между полным излучением радиоисточника, определенным инструментом с низким разрешением, и суммарным потоком компактных компонент. В случае радиоинтерферометрических наблюдений, когда изменяются модули функций видимости, влиянием протяженной компоненты объясняется отличие от единицы предела, к которому стремится экстраполированная к $D/\lambda \rightarrow 0$ зависимость $\gamma(D/\lambda)$, при условии, что на всех базах протяженная компонента полностью разрешена.

Сопоставление указанных данных проводится в табл. 2. Здесь $S_3(\nu)$ — спектральная плотность излучения протяженной компоненты в янских, соответствующая степенной зависимости $S_3(\nu) \sim \nu^{-1,25}$ (рис. 5б), $S_0(\nu)$ — спектральная плотность полного излучения источника (рис. 5а, б), $1 - \sum S_k(\nu) / S_0(\nu) = S_3(\nu) / S_0(\nu)$ — оценка относительной интенсивности излучения протяженной компоненты при измерениях интенсивности излучения компактных компонент $S_k(\nu)$, $1 - \gamma(D/\lambda \rightarrow 0) = S_3(\nu) / S_0(\nu)$ — то же при измерениях модуля функции видимости источника γ . В табл. 2 даны также размеры в длинах волн баз интерферометров, на которых велись наблюдения. В случаях, когда применялся ряд интерферометров, приведены минимальные и максимальные значения баз. Как следует из табл. 2, за исключением измерений на частотах 610 и 1423 МГц [8, 9], где получены сильно заниженные потоки излучения компактных компонент ЗС196, наблюдается неплохое согласие, а иногда и совпадение экстраполированной из декаметрового диапазона спектральной зависимости протяженной компоненты $S_3(\nu)$ с оценками ее интенсивности, сделанными на основании измерений на ряде частот СВЧ диапазона. Расхождение данных на 610 и 1423 МГц [8, 9], если оно не связано с большими погрешностями измерений, возможно, объясняется частичным разрешением компактных компонент при наблюдениях из-за больших размеров баз интерферометров.

Таким образом, на основании вышеизложенного можно полагать, что протяженная компонента обеспечивает соответствующую долю общего радиоизлучения квазара ЗС196 во всем диапазоне наблюдений от 16,7 до 5000 МГц. Поэтому простейшая модель распределения радиояркости этого источника в общем случае — трехкомпонентная, состоящая из двух компактных и одной протяженной компоненты. На высоких частотах $\nu > 500$ МГц, где излучение протяженной компоненты мало (менее 10% от общего излучения объекта), модель фактически является двухкомпонентной. На низких частотах $\nu < 10$ МГц, где излучение компактных деталей мало, модель можно полагать состоящей из одной протяженной компоненты.

Приведенные результаты могут быть проверены экспериментально, например, путем радиоинтерферометрических наблюдений в декаметровом диапазоне волн при $10000 < D/\lambda < 15000$, когда протяженная компонента полностью разрешена, а компактная практически нет. Кроме того с этой целью целесообразны наблюдения этого источника в длинноволновой части метрового диапазона $30 < \nu < 100$ МГц системой интерферометров с различными базами от 1000λ до 15000λ .

Таблица 2

		ν, МГц									
		16,7	20	25	38 [4]	408 [3, 9]	610 [9]	1423 [8]	1666 [11]	2695 [6, 7]	5000 [10]
$S_3(\nu)$, Я _H	251	202	153	90	4,5	4,5	2,55	0,92	0,75	0,4	0,19
$S_3(\nu)/S_0(\nu)$	0,77	0,69	0,59	0,45	0,11	0,11	0,09	0,07	0,06	0,05	0,04
$1 - \frac{\sum S_k(\nu)}{S_0(\nu)}$					0,08	0,07	0,49	0,52	0,07		0,03
$1 - \gamma(D/\lambda \rightarrow 0)$					0,46					0,05	
D/λ	2355	2820	3525	16,090	32,600	127,000	48,800	112,300	83,300	10,780	76,670
									518,540	24,250	

3. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Спектры компактных компонент, как показано выше, по всей видимости, имеют максимумы $S_{k_{\max}}$, равные примерно 30 и 110 Ян на частотах v_m 160 и 30 МГц соответственно. При этом спектральный индекс у второй компоненты при частотах ниже v_m около 2,5. Это позволяет предположить, что загиб спектра на частотах $< v_m$ у обеих компонент может быть связан с реабсорбией. В этом случае можно, зная спектральный индекс на высоких частотах у обеих компонент ($\alpha_{1,2}=0,83$), по величине v_m и $S_{k_{\max}}$ определить угловые размеры компонент вдоль луча зрения ϕ_0 . Согласно [12] ϕ_0 в угловых секундах равно

$$\phi_0'' = S_{k_{\max}}^{1/2} H^{1/4} v_m^{-5/4} (1 - e^{-\tau_0}) (1 + z)^{1/4} \Phi(\xi). \quad (3)$$

Здесь $S_{k_{\max}}$ — в янских, v_m — в мегагерцах, H — величина магнитного поля в источнике в микроэрстедах, τ_0 — оптическая толщина, z — красное смещение (для ЗС196 $z=0,871$), $\xi=2\alpha+1$, а $\Phi(\xi)$ — коэффициент, практически равный единице [12]. Для оптической толщины имеет место соотношение [13]

$$e^{\tau_0} = 1 + \frac{\xi + 4}{5} \tau_0. \quad (4)$$

Пользуясь (3) и (4) и полагая $H=100$ мкЭ, получаем для обеих компонент

$$\phi_{02} = 0,06'', \quad \phi_{01} = 0,85''. \quad (5)$$

Вместе с тем угловые размеры компонент в предположении, что распределение их радиояркости круговое гауссово в направлениях, перпендикулярных лучу зрения, по интерферометрическим измерениям равны 2—2,5''. Таким образом, имеет место существенное несовпадение измеренных и определенных согласно (5) угловых размеров, особенно для второй компактной компоненты. Расхождение размеров, определяемых с помощью интерферометрических наблюдений, с результатами расчетов, проводимых при учете реабсорбции, известно давно. Еще в [13] отмечалось, что расчетная формула (3) для определения ϕ_0 справедлива для источника сферической формы, который равномерно заполнен синхротронным излучением. Реальный источник не только может отличаться от сферы, но и релятивистские электроны и магнитные поля могут быть распределены в источнике неравномерно, и определенный на основании (3) угловой размер соответствует идеализированному источнику, с такими же параметрами α , v_m , $S_{k_{\max}}$, как у реального. Возможно, что указанное расхождение связано с характером распределения яркости компонент и свидетельствует о том, что значительная доля их излучения определяется небольшими по угловым размерам деталями в них, где происходит реабсорбция.

Обнаружение на декаметровых волнах в ЗС196 интенсивной протяженной компоненты с размерами, существенно превышающими размеры компактных компонент и разнос между ними, фактически свидетельствует об увеличении в несколько раз угловых размеров квазара в этом диапазоне. На возможность такого явления уже указывалось в [14—16] при анализе возможной связи в декаметровом диапазоне радиоволн между спектрами радиоизлучения космических источников и их угловыми размерами. При исследовании спектров радиоисточников, наблюдавшихся на радиотелескопе УТР-2, отмечалось, что во многих объектах, состоящих на высоких частотах из одной или нескольких деталей с небольшими угловыми размерами, преобладали степенные спектры $S \sim v^{-\alpha}$ с постоянным спектральным индексом α . В то же время при сохранении этих угловых размеров в декаметровом диапазоне радиоволн

могли уже наблюдаваться реабсорбция, поглощение в ионизированном водороде и другие явления, приводящие к искажению «линейных» спектров — уменьшению с понижением частоты спектральных индексов вплоть до изменения их знака. Кроме того примерно десять процентов космических радиоисточников от числа наблюдавшихся обладали спектрами с положительной кривизной, когда величина спектрального индекса с понижением частоты возрастила. Одно из возможных объяснений этих эффектов заключалось в том, что излучение декаметровых и более коротких радиоволн в таких источниках происходит из различных их областей, т. е. эффективный размер этих объектов зависит от частоты, увеличиваясь с ее понижением.

Следует также отметить, что многим квазарам свойственно повышение крутизны спектра в декаметровом диапазоне радиоволн. Как показано в [17], спектральные индексы квазаров в декаметровом диапазоне волн заметно больше, чем на более коротких волнах. Этот результат также, возможно, свидетельствует о наличии у квазаров помимо ярких деталей со сравнительно пологими спектрами, дающих основной вклад в излучение на высоких частотах, протяженных компонент с более низкой поверхностью яркостью с крутыми спектрами, определяющими низкочастотное излучение. Все эти предположения, сделанные на основании косвенных данных, подтверждаются в данной работе непосредственными измерениями угловой структуры радиоизлучения квазара ЗС196.

Возникает вопрос о физической природе протяженной области радиоизлучения, обнаруженной у квазара ЗС196. В ряде работ было показано, что вокруг квазаров, у которых $z \leq 0,7$, в оптическом диапазоне наблюдаются туманности. Согласно [18] такая же туманность имеется около ЗС196, у которого $z = 0,871$. Авторы этих работ, принимая космологическую гипотезу, делают ряд предположений о причинах возникновения таких туманностей. В частности, считается, что такая туманность может быть обусловлена излучением звезд галактики, в которой находится квазар. В других работах (см. [19] и библ. в ней) предполагается, что квазары являются звездами, быстро теряющими свою массу, и туманность интерпретируется как оболочка, выброшенная из квазара и состоящая из ионизированного и нейтрального газа и пыли. Более вероятной представляется гипотеза, что радиоизлучение квазаров является результатом акреции на находящиеся внутри эллиптических галактик черные дыры. Из квазаров происходят выбросы вещества с высокими скоростями, и туманности вокруг квазаров представляют собой оболочки, состоящие из такого вещества — ионизированного и нейтрального газа.

Рассмотрим в рамках таких гипотез физическую структуру источника, которая может соответствовать приведенной в этой работе модели распределения радиояркости ЗС196. Центр объекта, в котором находится источник энергии, по-видимому, расположен там же, где оптический квазар, отождествленный с ЗС196. Из центра выбрасываются в противоположных направлениях две струи релятивистских электронов, которые, распространяясь в межзвездной среде, образуют два ярких « пятна » сравнительно малых размеров [20]. Вокруг пятен расположен протяженный « кокон », внутри которого имеются как релятивистские электроны, так и вмороженные магнитные поля. Вся эта среда имеет неоднородную клочковатую структуру, магнитные поля в ней также неоднородные, спадающие к краям. В этом случае длинные (декаметровые) волны генерируются в основном внешними областями кокона, а короткие — областью ярких пятен. Кроме различия в спектральных индексах характеристик излучения центральных и периферийных областей вклад ярких пятен в общее излучение квазара на низких частотах может уменьшаться, например, из-за эффекта реабсорбции в них. При измерениях с помощью интерферометров угловой структуры радиоизлучения подобного объекта его эффективные размеры по мере умень-

шения частоты должны возрастать. Существенно больший, чем у компактных деталей, спектральный индекс протяженной компоненты 3C196, связанной с радиоизлучением «кокона», возможно, объясняется «высвечиванием» в процессе эволюции квазара высокоэнергичных электронов. В этом случае протяженная компонента несет информацию о наиболее ранней стадии развития объекта. Имеющиеся экспериментальные данные качественно согласуются с такой картиной, однако для детального объяснения наблюдавшихся в эксперименте эффектов необходима дальнейшая разработка теории эволюции квазаров.

ЛИТЕРАТУРА

1. Мень А. В., Брауде С. Я., Рашковский С. Л. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1990. Т. 33. № 5. С. 534.
2. Kueh H., Nauber U., Pauliny-Toth I. I. K., Witzel A. Preprint Max-Planck-Inst für Radioastr. № 55. Bonn, 1981.
3. Мень А. В., Брауде С. Я., Шарыкин Н. К., Шепелев В. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 4. С. 474.
4. Slee O. B., Wraith P. K. // Nature. 1967. V. 214. P. 971.
5. Васильев М. Ю., Володин Ю. В., Губанов А. Г. и др. // Препринт ФИАН СССР № 179 (41). М., 1976.
6. Bash F. N. // Astrophys. J. 1968. V. 152. № 2. P. 375.
7. Bash F. N. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1968. V. 16. P. 373.
8. Wilkinson P. N. // Mon. Not. R. Astr. Soc. 1972. V. 160. P. 305.
9. Wilkinson P. N., Richards P. J., Bowden T. N. // Mon. Not. R. Astr. Soc. 1974. V. 168. P. 515.
10. Pooley G. G., Henbest S. N. // Mon. Not. R. Astr. Soc. 1974. V. 169. P. 477.
11. Lonsdale C. J., Morison I. — Mon. Not. R. Astr. Soc. 1983. V. 203. № 2. P. 833.
12. Каплан С. А., Пикельнер С. Б. Физика межзвездной среды. — М.: Наука, 1979.
13. Брауде С. Я. // Астрон. журн. 1965. Т. 42. С. 1150.
14. Брауде С. Я., Жук И. Н., Лебедева О. М. и др. // УФЖ. 1969. Т. 14. № 11. С. 1761.
15. Брауде С. Я., Мень А. В. // Вестник АН УССР. 1972. № 9. С. 89.
16. Braude S. Ya., Megn A. V. et al. // Astrophys. Space Sci. 1978. V. 54. P. 145.
17. Соколов К. П. Диссертация. Харьков, 1985.
18. Fabian A. C., Crawford C. S. et. al. // Mon. Not. R. Astr. Soc. 1988. V. 235. № 3. P. 13.
19. Varshni V. P. // Bull. Amer. Astron. Soc. 1988. V. 20. № 2. P. 733.
20. Bridle A. H., Perley R. // Ann. Rev. Astrophys. 1984. V. 22. P. 319.

Радиоастрономический институт
АН УССР

Поступила в редакцию
2 ноября 1989 г.

RADIO EMISSION OF THE QUASAR 3C196: THE ANGULAR STRUCTURE

A. V. Men', S. Ya. Braude, S. L. Rashkovskij, N. K. Sharyckin,
V. A. Shepelev, G. A. Inyutin, V. V. Galanin, O. A. Litvinenko,

The angular dimensions and spectral characteristics are determined for the components of the preferable brightness distribution model of the quasar 3C196 at decameter and shorter wavelengths. The physical processes are discussed that might be responsible for the extended region of radio emission that has been detected in 3C196 at decameter wavelengths.

УДК 523.164

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ СТРУКТУРЫ РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ КВАЗАРА 3C196 В ДЕКАМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ РАДИОВОЛН

*A. B. Мень, С. Я. Брауде, С. Л. Рацковский, Н. К. Шарыкин,
В. А. Шепелев, Г. А. Иютин, В. В. Галанин,
О. А. Литвиненко, Г. С. Подгорный, А. Д. Христенко*

Приведены результаты измерения на радиоинтерферометрах УРАН-1 и УРАН-4 угловой структуры радиоизлучения квазара 3C196 на частотах 25, 20 и 16,7 МГц. Определена наиболее вероятная модель распределения радиояркости, состоящая из одной компактной и обнаруженной в этом диапазоне протяженной компоненты, приводящей к существенному увеличению угловых размеров объекта.

Проведенный в [1] анализ результатов измерений угловой структуры излучения квазара 3C196 на частотах от 38 до 5000 МГц [2–15] показал, что при $v \geq 158$ МГц допустима простейшая модель распределения радиояркости — две компактные детали с размерами не более 3,1" каждая разнесены примерно на 5,5" при позиционном угле около 30° и отношении потоков излучения 0,8. В наблюдениях [2–15] не были обнаружены протяженные компоненты с размерами, существенно большими 3", с потоком радиоизлучения, заметно превышающим порог чувствительности. Измерения на более низких частотах 38 МГц $< v < 158$ МГц также не содержали достоверной информации о таких деталях в источнике. Однако первые же радиоинтерферометрические наблюдения этого объекта на более низких частотах 25 и 20 МГц [16, 17] указали на существенное расхождение с приведенной моделью. Определенные в [16, 17] модули функции видимости можно было согласовать с расчетом, либо включив в модель протяженную компоненту с угловыми размерами около 20–25", либо предположив значительное увеличение размеров компактных компонент. Таким образом, эксперимент свидетельствовал о существенном изменении структуры квазара 3C196 в декаметровом диапазоне радиоволн. Для детального исследования указанного эффекта и определения наиболее достоверной модели распределения радиояркости 3C196 были проведены описанные ниже новые наблюдения этого источника на двух радиоинтерферометрах декаметрового диапазона волн УРАН-1 и УРАН-4.

1. ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ УРАН-1 И УРАН-4. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ И ОБРАБОТКИ

Радиоинтерферометр УРАН-1 является широкополосным декаметровым инструментом с базой 42,3 км, ориентированной вдоль параллели. Предназначен он для измерения модулей функции видимости космических радиоисточников [18]. Пространственные частоты распределения радиояркости на $U-V$ -плоскости при наблюдениях 3C196 определяются как

$$U = \frac{42300}{\lambda} \cos T, \quad U = \frac{31616}{\lambda} \sin T, \quad (1)$$

где λ — длина волны в метрах, T — часовой угол в радианах. Интер-

ферометр состоит из антенны «Север—Юг» радиотелескопа УТР-2 и специальной антенной системы радиотелескопа УРАН-1. Первая антenna, находящаяся около села Волохов Яр Харьковской области, имеет максимальную эффективную площадь (без учета потерь) 100 000 м². Она состоит из 1440 широкополосных симметричных вибраторов, предназначенных для приема линейно поляризованного излучения [19]. Вторая антenna, расположенная на окраине г. Готвальда, с максимальной эффективной площадью около 5500 м² состоит из 96 широкополосных турникетных излучателей, обеспечивающих прием сигналов двух линейных или круговых поляризаций одновременно [18]. Обе антены представляют собой горизонтальные эквидистантные решетки с электрическим управлением лучом по двум координатам, причем первая (длиной 1860 м) ориентирована вдоль меридиана, а вторая (длиной 195 м) — вдоль параллели. Оси вибраторов первой антенны ориентированы вдоль параллели, а второй — под углом ±45° к меридиану. Каждая из антенн обладает высокой направленностью только в одной плоскости, высокая направленность в обеих плоскостях получается путем перемножения их диаграмм. Интерференционные записи велись в реальном времени в центральном пункте УРАН-1. Для этого использовалась радиорелейная линия, обеспечивающая трансляцию в этот пункт сигналов, принятых антенной Север—Юг УТР-2.

В этих наблюдениях, в отличие от более ранних, на всех частотах использовались два варианта методики определения модуля функции видимости γ . Наряду с «абсолютной» методикой измерений, примененной в [16, 17], в работе в основном использовалась более точная «модифицированная абсолютная» методика определения γ . В первом случае модуль функции видимости находится по величине огибающей интерференционных колебаний и интенсивности сигналов наблюдаемого радиоисточника на выходе антенн интерферометра [20]. При этом обеспечивается высокая точность измерения γ достаточно интенсивных источников космического радиоизлучения, когда можно пренебречь сигналами «спутывания» на выходе антенн интерферометра.* При модифицированной абсолютной методике кроме мощности исследуемого источника дополнительно измеряется мощность какого-либо интенсивного радиоисточника на выходе обеих антенн интерферометра и всего УТР-2. При наблюдениях на УТР-2 радиоисточника ЗС196 эффект спутывания практически отсутствует вследствие высокой направленности радиотелескопа во всех плоскостях. Благодаря этому по отношению к мощностям интенсивного и исследуемого источников на выходе УТР-2 и измерениям интенсивного источника на выходе антенн УРАН-1 определялась мощность сигналов исследуемого объекта в каждом из пунктов интерферометра. Применение такой методики позволило существенно ослабить влияние эффекта спутывания при измерениях.

Указанные методики наблюдений основывались на определении огибающих интерференционных колебаний одновременно для двух линейных поляризаций А и Б антенн УРАН-1. Это позволяло учесть влияние эффекта Фарадея в ионосфере при определении γ [20]. Интерференционные сигналы каждой из линейных поляризаций записывались самописцем и цифровым магнитофоном в виде косинусной и синусной компонент комплексной функции видимости радиоисточника. Все наблюдения велись обычно вблизи времени кульминации источника при часовых углах $-2^{\text{h}} \leq T \leq 2^{\text{h}}$, длительность одного измерения 20 минут. В начале записи при каждом часовом угле лучи антенн и временная задержка, компенсирующая запаздывание сигналов между концами интерферометра, устанавливались для того направления, в котором источник наблюдался через 10 минут после начала измерений. Обычно для обработки использовались центральные участки записей длительностью

* Как показали измерения, эффекту спутывания при наблюдениях ЗС196 подвержена не только малая, но и большая антenna интерферометра, хотя и в гораздо меньшей степени.

до 10 минут, не сильно искаженные аддитивными (в основном сигнальными радиостанций) и мультиплекционными (из-за влияния ионосферы и межпланетной среды) помехами.

В экспериментах на УРАН-1 применялись усовершенствованные корреляционные радиометры [21], обеспечивающие на выходе отношение мощности полезного сигнала к шуму в 2 раза выше, чем в классической схеме коррелятора. Для измерения мощности сигналов на выходе антенн интерферометра использовались такие же, как и в [16, 17], модуляционные радиометры с дискретной фазовой модуляцией 0—π. Благодаря применению новых корреляционных радиометров с оптимальным устройством для перемножения сигналов удалось примерно в четыре раза по мощности увеличить радиометрический выигрыш при приеме полезных интерференционных сигналов в аддитивных шумах и помехах. Все приведенные меры, а также большой объем наблюдений позволили заметно повысить точность измерений по сравнению с достигнутой в [16, 17].

Второй интерферометр УРАН-4 был образован той же антенной Север—Юг радиотелескопа УТР-2, что и УРАН-1, и специальной антенной системой радиотелескопа УРАН-4, расположенной вблизи п. Беляевка Одесской области. База этого инструмента 613 км при позиционном угле 234°. Пространственные частоты распределения радиояркости 3С196 на $U-V$ -плоскости в этом случае

$$U = \frac{563314}{\lambda} \cos(T + 0,496), \quad V = \frac{1}{\lambda} [421040 \sin(T + 0,496) + 160608]. \quad (2)$$

Антennaя система УРАН-4 длиной 240 м (с максимальной эффективной площадью без учета потерь около 7300 м²) представляет собой горизонтальную эквидистантную решетку с электрическим управлением лучом по двум координатам, состоящую из 128 широкополосных турникообразных излучателей и ориентированную вдоль параллели. Излучатели в этой антенне расположены так же, как в УРАН-1. Наблюдения на УРАН-4 велись в режиме РСДБ с преобразованием спектра принимаемых сигналов в каждом пункте в полосе частот 2—22 кГц, в которой они регистрировались на магнитную ленту с помощью магнитографов НО-67. Одновременно с космическими сигналами на эту же ленту записывалась информация о точном времени, которое синхронизировалось в разных пунктах с точностью до 1 мкс с помощью радио- и телевизионных сигналов, с точным учетом времени их распространения от московского телецентра до радиотелескопов УТР-2 и УРАН-4. Методика наблюдений и обработки данных, проводимых с помощью ЭВМ СМ-2, была та же, как на интерферометре УРАН-1 за исключением того, что временная задержка, вводимая между записями в ЭВМ до их перемножения, изменялась каждые 64 секунды. Спектр разностных частот биений (интерференции) до окончательной фильтрации с полосой 0,03 Гц преобразовывался к интервалу частот $\pm 0,5$ Гц. Общая длительность наблюдений при каждом часовом угле равнялась 40 минутам. Для магнитной регистрации и обработки обычно использовалась центральная часть записи длительностью до 512 с. Фурье-анализ на этом интервале проводился по 64-секундным реализациям.

2. РАДИОИНТЕРФЕРОМЕТРИЧЕСКИЕ НАБЛЮДЕНИЯ 3С196 В ДЕКАМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

Измерения 3С196 на радиоинтерферометре УРАН-1 велись на частотах 25, 20 и 16,7 МГц в осенне-зимний период 1986—1988 гг., как правило, в ночное время суток. Типичные образцы записей 3С196 (косинусных составляющих для двух линейных поляризаций А и Б), полученные при наблюдениях на УРАН-1 на трех частотах при разных часовых углах, приведены на рис. 1. Как видно из записей, отношение полезного сигнала к шумам при максимальных значениях огибающей ин-

терференционных колебаний составляло не менее 10—15 на частотах 25 и 20 МГц и 5—10 на 16,7 МГц. На всех частотах, особенно на 16,7 МГц, интерференционные колебания имеют явно выраженный спорадический характер, что объясняется влиянием мультиплексивных помех. Увеличение интенсивности этих помех с понижением частоты приводит к повышенному разбросу данных при определении γ . На рис. 2 приведены типичные гистограммы распределения величины γ для трех десятиминутных сеансов измерений, проведенных на частотах 25, 20 и 16,7 МГц, которые иллюстрируют, как увеличение средневзвешенных значений γ с понижением частоты сопровождается возрастанием среднеквадратичных величин разброса σ_γ . Анализ данных, полученных на всех частотах в интервале часовых углов $-2^h \leq T \leq 2^h$, показал, что явной зависимости γ источника 3С196 от T не наблюдалось. На рис. 3 приведены средние значения $\bar{\gamma}_T$, определенные по данным всех измерений для каждого часового угла на частотах 25, 20 и 16,7 МГц. Вертикальными линиями указаны среднеквадратичные величины изменений γ

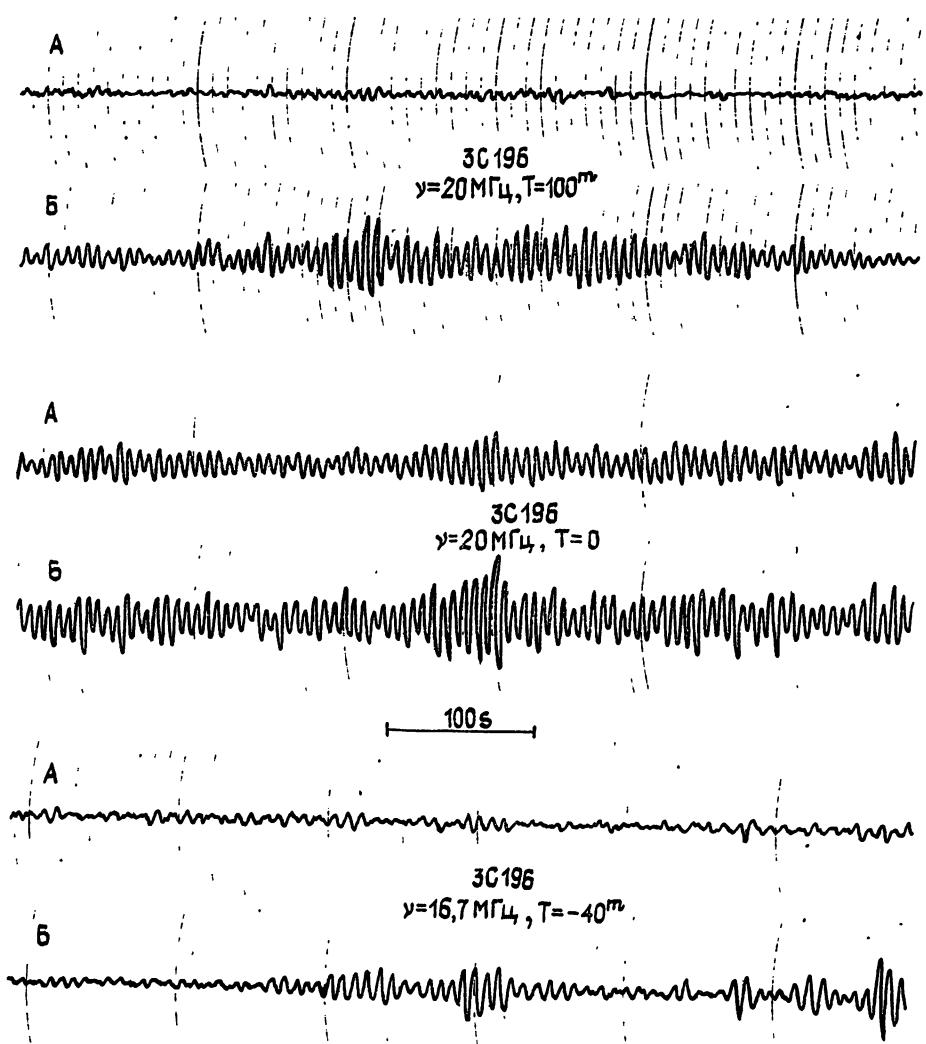


Рис. 1.

относительно средних значений для разных часовых углов $\pm \sigma_\gamma$ и пунктиром — средневзвешенные величины $\bar{\gamma}$, определенные по результатам

всех измерений на данной частоте. Приведенные данные (за исключением γ при $T=60^m$ на частоте 16,7 МГц) свидетельствуют, что средние значения модулей функции видимости при разных часовых углах на всех частотах практически не отличаются от соответствующих средневзвешенных величин $\hat{\gamma}$ больше, чем на $\pm\sigma_\gamma$. Усредненные результаты всех измерений модуля функции видимости 3С196 в предположении отсутствия зависимости γ от T даны в табл. 1.

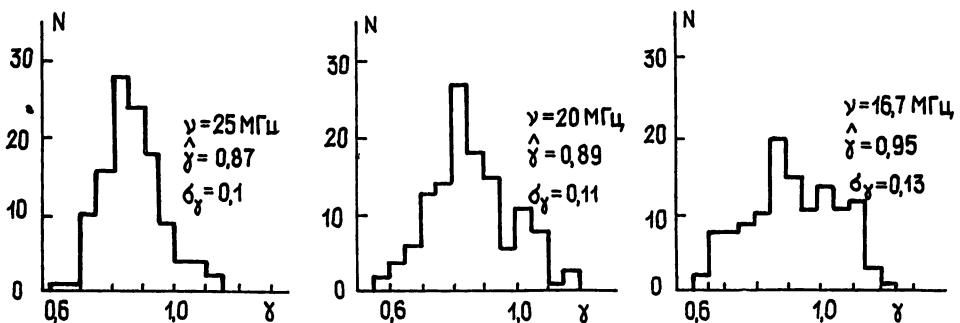


Рис. 2.

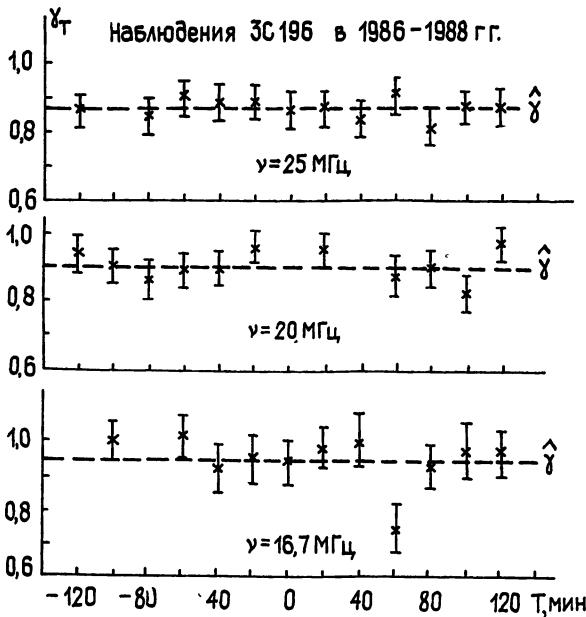


Рис. 3.

Таблица 1

Частота, МГц	Интерферометр УРАН-1				Интерферометр УРАН-4		
	$\hat{\gamma}$	$\sigma_{\hat{\gamma}}$	S_0 , Ян	S_i , Ян	$\hat{\gamma}$	$\sigma_{\hat{\gamma}}$	S_i , Ян
25	0,87	0,03	260 ± 5	226 ± 9	0,14	0,01	36 ± 3
20	0,9	0,04	306 ± 9	275 ± 14	0,17	0,01	52 ± 4
16,7	0,94	0,05	326 ± 10	306 ± 19	—	—	—

Здесь S_0 и S_i — полный и интерференционный потоки радиоизлучения источника в янских на соответствующей частоте*, $\sigma_{\hat{\gamma}}$ — среднеквадра-

* Величины S_0 определены специальными наблюдениями на радиотелескопе УТР-2 с оценкой всех погрешностей кроме учета точных параметров Земли.

гичная погрешность определения средневзвешенного значения γ с учётом случайных и систематических ошибок измерений.

Измерения ЗС196 на радиоинтерферометре УРАН-4 велись в ночное время в зимний период 1986—1988 гг. на частотах 25 и 20 МГц. Типичные результаты обработки данных с помощью ЭВМ даны на рис. 4

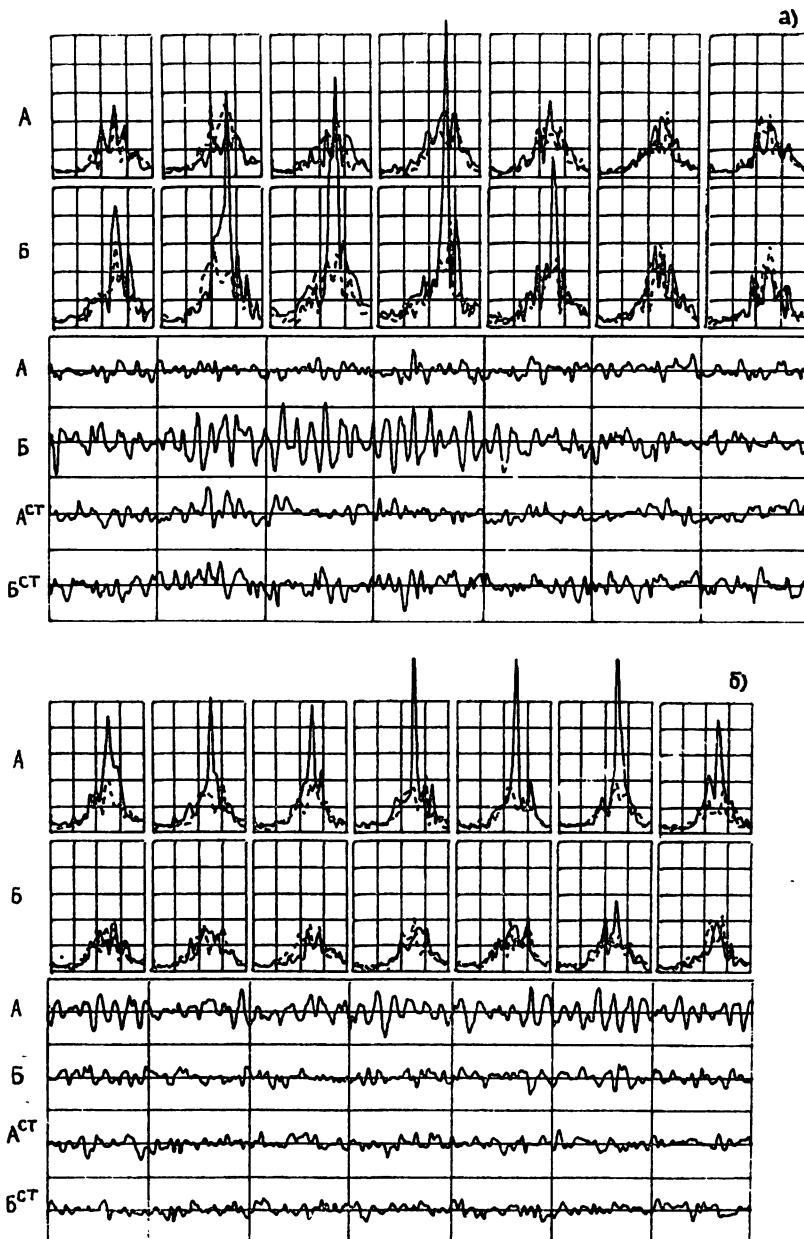


Рис. 4.

для частоты 25 МГц, 24.02.1987 г., $T_0 = -40^m$ (а) и 20 МГц, 24.02.1988 г., $T = -60^m$ (б). Сверху приведены результаты спектрального анализа с разрешением 0,03 Гц в полосе $\pm 0,5$ Гц для семи 64-секундных интервалов, внизу — соответствующие им временные записи сигналов низкочастотных биений. Все данные получены для двух линейных поляризаций А и Б при двух способах перемножения сигналов, при которых воспроизводятся или, наоборот, устраняются сигналы полезных биений. С этой целью при перемножении сигналов образуются как ко-

синусные, так и синусные сигналы биений, которые затем суммируются и вычитываются в квадратуре. При этом в одном случае выделяются полезные сигналы и шумы, а в другом — только шумы, причем интенсивность шумов в обоих случаях вдвое меньше, чем при обычном способе образования биений [21]. Спектральные зависимости при измерении только шумов нанесены пунктиром, а временные записи обозначены индексом «ст.». Сравнение записей и спектров для двух указанных способов образования биений позволяет четко выделять интерференционные колебания даже в тех случаях, когда отношение полезного сигнала к шумам невелико. Как следует из 4а, в приведенном измерении при поляризации Б надежно наблюдаются интерференционные колебания в течение пяти 64-секундных интервалов. Особенно интенсивны эти сигналы в третьем и четвертом интервалах, где отношение амплитуды огибающей к среднеквадратичной величине шумов $\sigma_{\text{ш}}$, наблюдавшихся на поляризации А и в каналах со «стертым» полезным сигналом, доходит до 4—5. На спектральных зависимостях при этом видны четкие максимумы интенсивности на частоте 0,1—0,15 Гц, к которой преобразована истинная частота интерференции $F_i = 2,25$ Гц. На рис. 4б на частоте 20 МГц интерференционные колебания наблюдаются при поляризации А в течение семи 64-секундных интервалов, однако максимальное отношение амплитуды огибающей интерференционных сигналов к $\sigma_{\text{ш}}$ шумов здесь не превышает 3—3,5. Из приведенных и подобных данных, полученных при наблюдениях ЗС196 на УРАН-4, следует, что в среднем отношение полезного сигнала к шумам на частоте 25 МГц было около 2—3 и на 20 МГц — 1,5—2 при длительности интерференционных колебаний (времени когерентности) от 15—30 с до 5—7 мин. При этих измерениях форма колебаний обычно была больше искажена из-за мультиплектических и аддитивных помех, чем при одновременных наблюдениях на УРАН-1, а сами записи имели существенно более нестационарный характер. Анализ измерений, проведенных при разных часовых углах T , показал, что в интервале ± 2 часа, так же как на интерферометре УРАН-1, зависимости величины γ ЗС196 от T не наблюдалось. На

рис. 5 для частот 25 и 20 МГц приведены средние значения $\bar{\gamma}_T$ при разных T со среднеквадратичными ошибками измерения $\pm \sigma_T$ в виде вертикальных линий. Здесь же пунктиром нанесены средневзвешенные значения $\hat{\gamma}$, найденные по всем измерениям на каждой частоте в предположении отсутствия часовой зависимости $\gamma(T)$. Эти величины $\hat{\gamma}$ вместе со среднеквадратичными ошибками измерения $\pm \sigma_{\hat{\gamma}}$ и интерференционными потоками ЗС196 S_i в янских, определенными на интерферометре УРАН-4, даны в табл. 1.

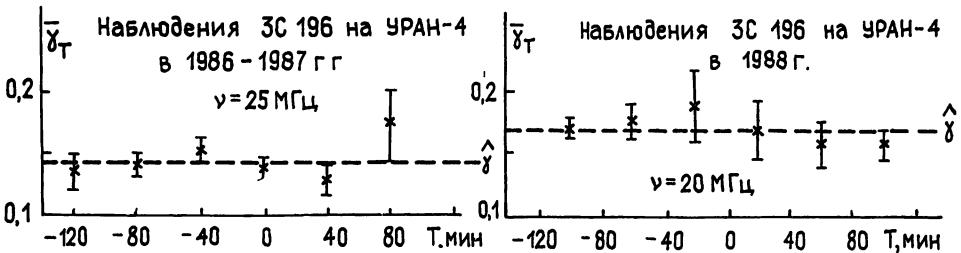


Рис. 5.

Данные табл. 1 для интерферометра УРАН-1 на частоте 25 и 20 МГц хорошо согласуются с результатами [16, 17], где величина γ равна $0,84 \pm 0,05$ и $0,86 \pm 0,1$ на частотах 25 и 20 МГц соответственно. Однако модель распределения радиояркости ЗС196 и спектральные характеристики ее компонент, приведенные в этой работе, с учетом [1] и резуль-

татов новых измерений нуждаются в более надежном обосновании и уточнении, которые проводятся ниже.

3. МОДЕЛИ РАСПРЕДЕЛЕНИЯ РАДИОЯРКОСТИ ЗС196 В ДЕКАМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ВОЛН

Основной результат, полученный в [16, 17] и подтвержденный более точными измерениями на УРАН-1, проведенными в данной работе, заключается в том, что простейшая двухкомпонентная модель ЗС196, спротивливая в сантиметровом, дециметровом и коротковолновой части метрового диапазона [1], не согласуется с экспериментальными данными в декаметровом диапазоне волн. Для примера в табл. 2 приведены результаты расчета, сделанного для интерферометра УРАН-1 на частотах 25, 20 и 16,7 МГц, модуля функции видимости $\gamma_{1,2}$ для указанной двухкомпонентной модели ЗС196*. Здесь же для сравнения даны результаты расчета γ_1 для однокомпонентной модели, состоящей из одной детали с размерами $2 \times 2''$. Согласно табл. 2 рассчитанные для интерферометра УРАН-1 величины модуля функции видимости для обеих рассмотренных моделей в интервале часовых углов $-2^h \leq T \leq 2^h$ практически совпадают, не отличаясь от единицы более чем на 0,01—0,03. Эти результаты, однако, противоречат наблюдениям на УРАН-1.

Таблица 2

v, МГц	25					20				
	-2	-1	0	1	2	-2	-1	0	1	2
$\gamma_{1,2}$	0,995	0,992	0,985	0,978	0,972	0,997	0,995	0,99	0,986	0,982
γ_1			0,996					0,998		

Таким образом, двухкомпонентная модель ЗС196, которая может быть согласована со всеми экспериментальными данными, полученными на частотах $v \geq 38$ МГц [1], в декаметровом диапазоне не может быть использована без существенных изменений. В связи с этим рассмотрим простейшие модели распределения радиояркости квазара ЗС196, которые бы соответствовали всем экспериментальным данным, полученным в этом диапазоне. Отсутствие часовой зависимости $\gamma(T)$ при наблюдениях на УРАН-1 и УРАН-4 указывает на то, что предпочтение следует отдать моделям, не содержащим далеко разнесенных деталей.

Наблюдения ЗС196 на интерферометре УРАН-1, как показано ниже, могут быть согласованы с расчетами модуля функции видимости, как минимум, для четырех простейших моделей распределения радиояркости.

Первая, наиболее естественная модель, при учете радиоизображения источника на более высоких частотах может состоять из двух указанных выше компактных компонент и третьей — протяженной, ответственной за уменьшение в эксперименте γ [▲] сравнительно с данными, приведенными в табл. 2.

* Здесь и ниже предполагается гауссов характер распределения радиояркости компактных деталей модели ЗС196; все угловые размеры определяются на уровне 50% интенсивности.

v, МГц	16,7				
	-2	-1	0	1	2
$\gamma_{1,2}$	0,998	0,996	0,993	0,99	0,987
γ_1			0,998		

Вторая модель состоит из одной компактной и одной протяженной компонент, причем центр протяженной области радиоизлучения в обоих случаях не должен далеко, более чем на 5—10 угловых секунд, отстоять от компактных деталей. Если в первой модели протяженная компонента — это новая область радиоизлучения, не наблюдавшаяся ранее явно на более высоких частотах, то во второй модели это может быть, в принципе, как новая деталь, так и одна из компонент, наблюдающихся на более высоких частотах, у которой угловые размеры в декаметровом диапазоне существенно возросли, например, из-за рассеяния радиоволн на неоднородностях межзвездной плазмы.

Третья модель может состоять из двух протяженных компонент, образовавшихся, например, из-за существенного возрастания угловых размеров обеих компонент ЗС196 при понижении частоты из-за рассеяния в межзвездной среде.

Четвертая модель состоит из одной протяженной компоненты, неизначительно превышающей по размерам каждую из компонент третьей модели. При наблюдениях на УРАН-1 последние две модели фактически идентичны. Это не зависит ни от величины позиционного угла, ни от отношения потоков радиоизлучения компонент третьей модели и объясняется тем, что при разносе центров компонент на 5,5" отклики отдельных компонент при наблюдениях на УРАН-1 суммируются почти синфазно. Максимальная величина разности фаз откликов двух компонент в рассматриваемом случае, соответствующая максимальной частоте измерений 25 МГц, изменяется от 4° при часовом угле $T = -2$ часа до 25° при $T = 2$ часа.

Для наиболее сложной из приведенных, трехкомпонентной модели, интерференционный поток радиоизлучения S_{ii} , принимаемый интерферометром,

$$S_{ii} = \dot{\gamma}_1 S_1 + \dot{\gamma}_2 S_2 + \dot{\gamma}_3 S_3, \quad (3)$$

где $\dot{\gamma}_1, \dot{\gamma}_2, \dot{\gamma}_3$ — комплексные функции видимости первой, второй и третьей компонент модели источника, а S_1, S_2, S_3 — соответствующие потоки радиоизлучения. Пренебрегая смещением центра третьей протяженной компоненты относительно центра двухкомпонентной модели, преобразуем (3) к виду

$$\dot{\gamma}_3 = \dot{\gamma}_{1,2} - \frac{\dot{\gamma}_{1,2} - \dot{\gamma}_3}{S_3/S_0}. \quad (4)$$

Здесь S_0 — полный поток радиоизлучения источника ($S_0 = S_1 + S_2 + S_3$), $\dot{\gamma}_3$ — экспериментально определенная величина модуля функции видимости источника ($\dot{\gamma}_3 = S_{ii}/S_0$), $\dot{\gamma}_{1,2}$ — приведенный в табл. 2 модуль функции видимости двухкомпонентной модели ЗС 196, состоящей из компактных деталей,

$$\dot{\gamma}_{1,2} = \dot{\gamma}_1 \frac{\sqrt{1+x^2 + 2x \cos \Delta\phi}}{1+x}, \quad (5)$$

$\Delta\phi$ — разность фаз откликов интерферометра от компактных деталей, $x = S_2/S_1$.

Соотношение (4) определяет связь между угловыми размерами третьей протяженной компоненты (величиной $\dot{\gamma}_3$) и ее долей в общем потоке излучения источника S_3/S_0 . В случае, когда поток третьей компоненты равен полному потоку радиоизлучения источника ($S_3/S_0 = 1$ (четвертая модель)),

$$\dot{\gamma}_3 = \dot{\gamma}_3. \quad (6)$$

Поскольку $\dot{\gamma}_3$ в этом частном случае имеет максимальное значение, угловые размеры третьей компоненты минимальны. В другом частном слу-

чае $\gamma_3 = \gamma_{\min} \rightarrow 0$ определяется минимальная доля потока протяженной компоненты в общем потоке радиоизлучения источника, возможная при трехкомпонентной модели,

$$\frac{S_{3\min}}{S_0} = 1 - \frac{\gamma_3}{\gamma_{1,2}}. \quad (7)$$

В общем случае

$$0 < \gamma_3 < \gamma_3 \text{ и } 1 - \frac{\gamma_3}{\gamma_{1,2}} < \frac{S_3}{S_0} < 1. \quad (8)$$

При $\chi=0$ приведенные соотношения соответствуют второй модели распределения радиояркости, у которой центры компактной и протяженной компонент совпадают, а при $S_3=0$ — третьей модели, когда $\gamma_3=\gamma_{1,2}$, где $\gamma_{1,2}$ определяется (5). Результаты расчетного определения размеров протяженных компонент $\Delta\alpha_{\pi}$, $\Delta\delta_{\pi}$ на частотах 25, 20 и 16,7 МГц для четырех приведенных моделей распределения радиояркости ЗС196 (при разных отношениях S_3/S_0 для первой и второй моделей) даны в табл. 3.

При всех расчетах выполняется условие $\gamma_p=\gamma_3=\text{const}$ для $-2^h \leq T \leq 2^h$ и предполагается отношение потоков компактных компонент в первой модели и протяженных в третьей равным 0,8, разнос их центров $5,5''$ при позиционном угле 30° . Компактные компоненты имеют размеры $2 \times 2''$, размеры протяженных компонент в третьей модели предполагаются одинаковыми. Здесь γ_p и γ_3 — расчетная величина модуля функции видимости и средневзвешенное значение, определенное экспериментально при наблюдениях на УРАН-1, S_{π} и S_0 — поток радиоизлучения протяженной компоненты и всего радиоисточника соответственно.

Таблица 3

ν, γ_p	Первая модель		Вторая модель		Третья модель		Четвертая модель	
	S_{π}/S_0	$\Delta\alpha_{\pi} \times \Delta\delta_{\pi}$	S_{π}/S_0	$\Delta\alpha_{\pi} \times \Delta\delta_{\pi}$				
25 МГц $\gamma_p=0,87$	0,75	$13,4 \times 17,9''$	0,75	$13,1 \times 17,6''$				
	0,5	$16,5 \times 22,3''$	0,5	$16,2 \times 21,7''$		$11,2 \times 14,9''$		$11,6 \times 15,7''$
	0,25	$25 \times 33,5''$	0,25	$25,5 \times 34,4''$				
20 МГц $\gamma_p=0,9$	0,75	$14,6 \times 19,5''$	0,75	$14,3 \times 19,2''$				
	0,5	$17,9 \times 24''$	0,5	$17,7 \times 23,7''$		$12,2 \times 16,3''$		$12,6 \times 16,9''$
	0,25	$26,5 \times 35,5''$	0,25	$27 \times 36,1''$				
$16,7 \text{ МГц}$ $\gamma_p=0,94$	0,75	$13,3 \times 17,8''$	0,75	$13 \times 17,4''$				
	0,5	$16,2 \times 21,6''$	0,5	$15,9 \times 21,1''$		$11,1 \times 14,9''$		$11,6 \times 15,6''$
	0,25	$23,2 \times 31,1''$	0,25	$23,4 \times 31,3''$				

Сопоставим приведенные распределения радиояркости источника с данными наблюдений на интерферометре УРАН-4. Как следует из табл. 3, минимальные угловые размеры протяженной компоненты, соответствующие третьей модели, составляют $11,1-12,2''$ по $\Delta\alpha$ и $14,9-16,3''$ по $\Delta\delta$. Расчет модуля функции видимости источника с таким размером для интерферометра УРАН-4 показывает, что интерференционный поток в этом случае оказывается чрезвычайно малым по сравнению с уровнем собственных шумов, т. е. источник при третьей и четвертой модели распределения яркости не наблюдался бы на этом интерферометре. Надежный прием излучения ЗС196 на УРАН-4 указывает на то, что в модели распределения яркости этого источника должна быть компактная деталь. Расчеты модуля функции видимости для первой модели радиоисточника, содержащей две компактные детали, показывают, что

при наблюдениях источника с таким распределением радиояркости на интерферометре УРАН-4 в интервале часовых углов $-2^h \leq T \leq 2^h$ должна иметь место четкая часовая зависимость $\gamma(T)$, которая в эксперименте не наблюдается. Для иллюстрации на рис. 6 приведена зависимость от часового угла модуля функции видимости источника, отнесенного к максимальному значению γ_{\max} ; расчет выполнен для интерферометра УРАН-4 на частоте 25 МГц для модели, состоящей из двух компонент, разнесенных по углу на $\Delta = 5,5$ и $5''$ при различных позиционных углах β от 25 до 60° и отношении потоков компонент $\kappa = 0,8$.

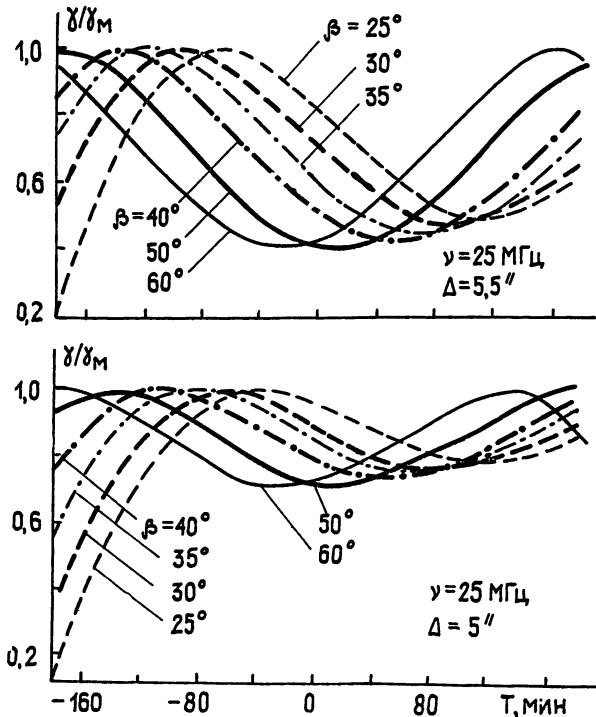


Рис. 6.

Из приведенных и аналогичных данных следует, что независимо от величины позиционного угла существенное уменьшение зависимости γ от T может быть либо при $\Delta \ll 5''$, либо при $\kappa \ll 0,8$. Учитывая спектральную характеристику излучения $S(\nu)$ радиоисточника ЗС196 [1], которая, как можно показать, согласуется со вторым предположением, следует считать его более обоснованным, причем в этом случае первая модель распределения яркости фактически совпадает со второй. Эта модель, состоящая из одной компактной и одной протяженной компонент, центры которых незначительно разнесены в пространстве, качественно согласуется со всеми экспериментальными данными, полученными при наблюдениях ЗС196 на интерферометрах УРАН-1 и УРАН-4, и ее, по-видимому, следует считать наиболее достоверной моделью распределения радиояркости этого радиоисточника в декаметровом диапазоне радиоволн. Размеры компонент этой модели и их спектральные характеристики будут определены в следующей работе.

ЛИТЕРАТУРА

- Мень А. В., Брауде С. Я., Шарыкин Н. К., Шепелев В. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 4. С. 474.
- Allen L. R., Anderson B., Conway R. G. et al. // Mon. Not. R. Astr. Soc. 1962. V. 124. P. 477.
- Moffet A. T. // Astrophys. J. Suppl Ser. 1962. V. 7. № 67. P. 93.
- Maltby P. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1962. V. 7. № 67. P. 124.
- Stee O. B., Wraith P. K. // Nature. 1967. V. 214. P. 971.

6. Fomalont E. B. // Publ. Owens Valley Radio Observatory. 1967. V. 1. № 3. P. 1
7. Bash F. N. // Astrophys. J. 1968. V. 152. № 2. P. 375.
8. Bash F. N. // Astrophys. J. Suppl. Ser. 1968. V. 16. P. 373
9. Hogg D. E. // Astrophys. J. 1969. V. 155. P. 1099.
10. Mitton S. // Mon. Not. R. Astr. Soc. 1970. V. 149. P. 101.
11. Wilkinson P. N. // Mon. Not. R. Astr. Soc. 1972 V. 160. P. 305
12. Wilkinson P. N., Richards P. J., Bowden T. N. // Mon. Not. R. Astr. Soc. 1974. V. 168. P. 515.
13. Pooley G. G., Neibest S. N. // Mon. Not. R. Astr. Soc. 1974. V. 169. P. 477.
14. Васильев М. Ю., Володин Ю. В., Губанов А. Г. и др. Препринт ФИАН. № 179 (41). М., 1976.
15. Lonsdale C. J., Morison I. // Mon. Not. R. Astr. Soc. 1983. V. 203. № 2 P. 833.
16. Бовкун В. П., Жук И. Н., Мень А. В. // Письма в Астрон. журн. 1981. Т. 7. № 6. С. 347.
17. 17. Bovkoop V. P., Zhouck I. N., Men' A. V. // Astrophys. Space. Sci. 1981. V. 80. P. 411.
18. Бобейко А. Л., Бовкун В. П., Брауде С. Я., Мень А. В. В кн.: Антенны / Под ред. А. А. Пистолькорса — М.: Связь, 1978. Вып. 26. С. 121.
19. Мень А. В., Содин Л. Г., Шарыкин Н. К., Брук Ю. М. и др. В кн.: Антенны / Под ред. А. А. Пистолькорса. — М.: Связь, 1978. Вып. 26. С. 15.
20. Бовкун В. П., Мень А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 11. С. 1357.
21. Мень А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 7. С. 775.

Радиоастрономический институт
АН УССР

Поступила в редакцию
2 ноября 1989 г.

ANGULAR STRUCTURE MEASUREMENTS OF THE QUASAR 3C196 AT DECAMETER WAVELENGTHS

A. V. Men', S. Ya. Braude, S. L. Rashkovskij, N. K. Sharykin,
V. A. Shepelev, G. A. Inyutin, V. V. Galanin, O. A. Litvinenko,
G. S. Podgornyj, A. D. Christenko

The angular structure of the radio emission from 3C196 is measured at 25, 20 and 16,7 MHz by URAN-1 and URAN-4 radiointerferometers. As it has been found of the two compact details observable at higher frequencies only one remains in the decameter band. The preferable simple model of the radio brightness distribution has been suggested for the source. It consists of the observable compact detail and the extended component that has been detected at these frequencies. The component brings about a noticeable increase in the angular size of the object.

УДК 535.338.3

СПЕКТРОРАДИОМЕТР ДЛЯ НАЗЕМНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ АТМОСФЕРНОГО ОЗОНА В ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН 2 ММ

[A. E. Саломонович], Р. Л. Сороченко, Е. П. Кропоткина,
А. Н. Лукин, Н. И. Пономаренко, С. Б. Розанов, С. В. Соломонов,
В. А. Гусев, Г. А. Павлов, Г. Т. Смирнов, А. П. Цивилев

Описан модуляционный супергетеродинный спектрорадиометр 2-миллиметрового диапазона. На выходе спектрорадиометр имеет 128 каналов с шириной полосы каналов 125 кГц и 590 кГц. Высокое спектральное разрешение (до 10^6) этого спектрорадиометра, позволяющее исследовать форму спектральных линий молекул озона, лаго возможность определить вертикальное распределение озона вплоть до высоты 60—70 км.

Приведены первые результаты измерений атмосферного озона. Анализ полученных результатов показал перспективность использования супергетеродинного спектрорадиометра 2-миллиметрового диапазона для исследований вертикального распределения атмосферного озона.

Для решения актуальной проблемы — изучения состояния озонаного слоя земной атмосферы, влияния на него возмущающих факторов, необходимы сведения о вертикальном профиле содержания озона в стратосфере и мезосфере и о его временных вариациях различного масштаба. Наряду с используемыми наземными и бортовыми методами дистанционного зондирования озона в ультрафиолетовом (УФ) и инфракрасном (ИК) диапазонах представляет значительный интерес метод, основанный на регистрации с поверхности Земли теплового излучения озона в спектральных линиях миллиметрового диапазона и, в особенности, на частоте 142 ГГц [1, 2]. Этот метод позволяет получать важную информацию об озоне из труднодоступных слоев стратосферы и мезосферы и имеет ряд преимуществ, которые удачно дополняют возможности других методов. Действительно, результаты измерений озона этим методом мало чувствительны к помехам от гидрометеоров и аэрозольных частиц (что весьма существенно для всепогодных наземных наблюдений). Этот метод обеспечивает также возможность круглосуточных наблюдений собственного излучения озонаного слоя.

Как показывает решение прямой задачи [1] — расчет спектральной линии озона по известному высотному его распределению, регистрируемая с поверхности Земли спектральная линия озона на частоте 142 ГГц имеет относительно острый пик на частоте резонанса, обусловленный вкладом излучения мезосферного озона, и весьма широкие крылья, определяемые излучением более низких и плотных слоев атмосферы. Для решения обратной задачи, т. е. восстановления вертикального профиля озона в наиболее труднодоступных слоях стратосферы и мезосферы (примерно от 30 до 65 км) по измеренной форме линии, необходимо обеспечить спектральное разрешение приемной аппаратуры не хуже 500 кГц (что существенно выше, чем в [2]) при чувствительности не хуже 0,2—0,3 К и полной полосе анализа 50—60 МГц [1]. Поэтому необходим спектрорадиометр супергетеродинного типа.

Поскольку атмосфера является протяженным источником, допустима относительно широкая диаграмма направленности антенной системы (до нескольких градусов), что может быть обеспечено при малых размерах апертуры элементов такой системы.

Указанным требованиям удовлетворяет созданный в ФИАН для наземных наблюдений излучения атмосферного озона супергетеродинный спектрорадиометр 2-миллиметрового диапазона длин волн. Ниже приведено описание этого радиометра, а также приведены результаты его испытаний, в ходе которых была зарегистрирована спектральная линия атмосферного озона на частоте 142 ГГц.

1. СПЕКТРОРАДИОМЕТР ДИАПАЗОНА ВОЛН 2 ММ

На рис. 1 представлена блок-схема спектрорадиометра. Он состоит из входного блока, преобразовательно-усилительного тракта, системы стабилизации частоты гетеродинов, анализатора спектра, ЭВМ. Принимаемое на частоте 142 ГГц излучение преобразуется по частоте, усиливается, затем происходит второе преобразование частоты и спектральный анализ полезных сигналов с калибровкой, накоплением и последующей их обработкой на ЭВМ. В результате получаются спектрограммы, прокалиброванные по частоте и интенсивности.

1.1. Входной блок. Приемное устройство имеет два близких по конструкции входных квазиоптических канала [3], один из которых выполняет роль основного, а другой — канала сравнения.

В состав каждого из каналов входят линза и два плоских медных зеркала оптического качества. Принимаемое излучение собирается линзами 1, 2, отражается последовательно от больших (3, 4) и от малых (5, 6) плоских зеркал и по металло-диэлектрическим лучеводам 10 (МДЛ) поступает в преобразователь частоты (смеситель СМ1). Механический дисковый модулятор 7 осуществляет переключение каналов с частотой $f_{\text{мод}} \approx 70$ Гц. Двояковыпуклые линзы 1 и 2 диаметром 120 мм изготовлены из плавленого кварца и обтянуты с обеих

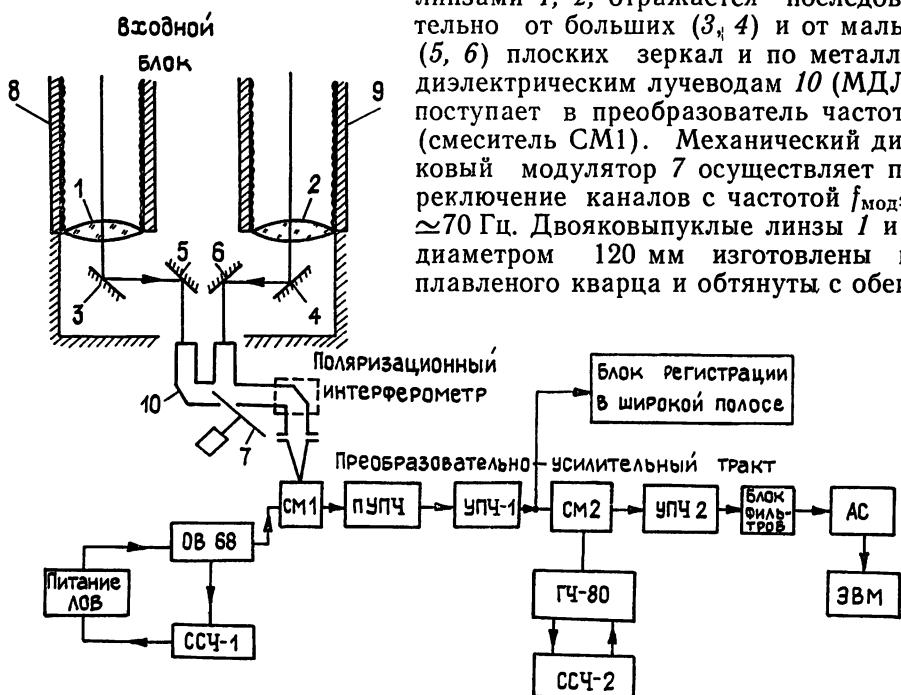


Рис. 1. Блок-схема спектрорадиометра диапазона длин волн $\lambda = 2$ мм:
 1, 2 — линзы, 3, 4 — большие плоские зеркала, 5, 6 — малые зеркала, 7 — механический модулятор, 8, 9 — бленды, 10 — металло-диэлектрический лучевод, СМ1 — первый смеситель, ПУПЧ — предварительный усилитель первой промежуточной частоты, УПЧ-1 — усилитель первой промежуточной частоты, СМ2 — второй смеситель, УПЧ-2 — усилитель второй промежуточной частоты, АС — 128-канальный анализатор спектра, ССЧ-1 и ССЧ-2 — системы стабилизации частоты первого и второго гетеродинов соответственно.

сторон просветляющими четвертьвольновыми слоями фторопласта толщиной 0,38 мм. Плотное прилегание фторопласта к линзам обеспечивалось откачкой объема между слоями фторопласта и линзой с последующей фиксацией их специальными кольцами [3].

Конструктивно зеркала и линза каждого канала объединены в съемный модуль. Модули установлены в гнездах на общей плате, размещенной на опорно-поворотном устройстве (ОПУ). Линзы закреплены в резьбовых оправах, и их положение вдоль осей лучей входного блока может регулироваться. Квазиоптические элементы модулей защищены от пыли и влаги. Бленды 8 и 9, покрытые изнутри поглощающим материалом, предназначены для уменьшения влияния боковых лепестков диаграммы направленности (ДН).

С помощью ОПУ возможно перемещение входного блока в угломестной плоскости от 0 до 60° и в азимутальной плоскости от 0 до 360° с последующей фиксацией в выбранном направлении. ОПУ снабжено шкалами для грубого (с точностью до 30') отсчета углов поворота. Более точная установка углов осуществляется с помощью теодолита 2Т2А, жестко связанного с опорной плитой.

Ввод колебаний первого гетеродина (лампа обратной волны ОВ-68) в тракт сигнала осуществляется либо через направленный фильтр в корпусе первого смесителя (СМ1), либо через съемный поляризационный интерферометр на МДЛ*. При необходимости интерферометр позволяет эффективно подавлять зеркальную полосу приема (с дополнительными потерями 3 дБ для гетеродина).

1.2. Преобразовательно-усилительный тракт. В смесителе СМ1 происходит преобразование сигнала с частоты 142 ГГц на первую промежуточную частоту $f_{\text{п ч}1} = 3,7$ ГГц. Конструкция приемного устройства допускает использование в качестве СМ1 смесителей различного типа: 1) неохлаждаемого смесителя [4] на основе диода с барьером Шоттки, шумовая температура смесителя $T_{\text{см}}$, зависящая от параметров диодов, как правило, не превышает 1200 К, при потерях преобразования $L = 6-7$ дБ, 2) смесителя [5] на основе охлаждаемого жидким гелием тонкопленочного торцевого джозефсоновского перехода Nb/α — Si/Nb или цепочки таких переходов, в настоящее время реализованы параметры: $T_{\text{см}} \sim 630$ К, $L = 4,4$ дБ.

Преобразованный к первой промежуточной частоте сигнал усиливается двухконтурным невырожденным параметрическим усилителем отражательного типа (ПУПЧ), а затем транзисторными усилителями (УПЧ-1)**. После второго преобразования частоты в полосу $f_{\text{п ч}2} = 50 \div 114$ МГц в смесителе СМ2 с фазовым подавлением зеркального канала сигнал дополнительно усиливается с разделением по частоте на 4 поддиапазона***. Усиленный сигнал, содержащий информацию о спектре принимаемого излучения, поступает в анализатор спектра.

Одновременно с регистрацией спектра осуществляется измерение мощности сигнала в широкой полосе. Для этого часть мощности сигнала с выхода УПЧ1 в полосе 3,4—4,2 ГГц поступает на детектор, селективный усилитель частоты $f_{\text{мод}}$, синхродетектор и регистрируется на самописце (входят в состав блока регистрации в широкой полосе, см. рис. 1).

1.3. Анализатор спектра. Входящий в состав описываемого спектрорадиометра 128-канальный фильтровой анализатор спектра (АС) удовлетворяет упомянутым выше требованиям по спектральному разрешению и полосе анализа. Его создание явилось этапом дальнейшего развития фильтровой спектральной аппаратуры для радиоастрономических и аэрономических исследований [6]. АС состоит из блока гетеродинов, четырех блоков смесителей (СМ) и УПЧ, четырех блоков управления, одного блока распределения, тридцати двух базовых 4-ка-

* Лучевые узлы, узел модулятора и поляризационный интерферометр разработаны в ИРЭ АН УССР Е. М. Кулешовым, М. С. Яновским, Б. Н. Князьевым и В. И. Безбородовым.

** В качестве ПУПЧ и УПЧ-1 используются промышленные усилители.

*** Усиление и разделение по частоте осуществляется в блоке радиометра, разработанного Г. И. Добыщем.

нальных блоков размножителей и шестнадцати блоков питания. Взаимосвязь основных узлов АС показана на рис. 2. Конструктивно АС выполнен в четырех стойках по 32 канала в каждой. Блоки управления позволяют контролировать параметры и управлять каждой из стоек. Анализатор может работать в двух режимах: с разрешением 500 и 125 кГц. В первом случае сигналы в четырех упомянутых выше поддиапазонах частот (50—66, 66—82, 82—98, 98—114 МГц) с блоков фильтров поступают через блок распределения на ступенчатые аттенюаторы (с шагом 1 дБ от 0 до 10 дБ) и преобразуются в смесителях с понижением частоты до 8—24 МГц. Это обеспечивается выбором частот соответствующих гетеродинов. Преобразованные сигналы усиливаются на 40 дБ и подаются на блок делителей мощности. Кроме того, с выхода квадратичного детектора сигналы поступают на схему автоматической регулировки усиления (АРУ) каждого из 128 каналов для выравнивания усиления в каналах. Сигналы с каждого из 8 выходов четырех блоков делителей поступают в базовые четырехканальные блоки размножителей для дополнительного деления мощности. Каждый из образованных таким способом 128 сигналов проходит через узкополосный фильтр сосредоточенной селекции (ФСС), вырезающий заданный частотный участок спектра из анализируемой полосы. УПЧ, включенные вслед за ФСС, компенсируют ослабление сигнала в делителях мощности и в фильтрах.

После квадратичного детектирования сигналы каждого из 128 каналов поступают на схемы синхротронного детектирования и усиления* и далее, через коммутатор и аналого-цифровой преобразователь, в ЭВМ.

Во втором случае — при работе с разрешением 125 кГц — сигнал с блока фильтров поступает на все входы смесителей в одной полосе частот 50—66 МГц. Дальнейшее преобразование сигналов аналогично описанному. Полоса анализируемых частот АС составляет 64 МГц при разрешении 500 кГц и 16 МГц при разрешении 125 кГц.

Период опроса всех 128 каналов составляет 1,5 с при времени опроса 5 мс и постоянной времени выходных устройств 3,7 с, что приводит лишь к незначительному ухудшению чувствительности по сравнению с аналоговым усреднением за то же время.

1.4. Система стабилизации частоты гетеродина. Для надежной регистрации спектра принимаемого излучения при длительном (в течение часа и более) накоплении сигналов к стабильности параметров всех блоков спектрорадиометра предъявляются повышенные требования. В частности, решающей оказывается стабильность частоты гетеродинов. Удовлетворяющая этим требованиям система стабилизации частоты первого гетеродина (ССЧ-1, рис. 1 и рис. 3) работает по принципу фазовой (ФАПЧ) и частотной (ЧАПЧ) подстройки частоты с двумя кольцами обратной связи (как по фазе, так и по частоте). Задающим генератором высокостабильных колебаний является промышленный синтезатор частоты типа Ч6-31, имеющий относительную нестабильность частоты 10^{-8} за 0,2 с. Фазовый фильтр, включенный вслед за синтезатором, улучшает отношение сигнал/шум на 30—35 дБ. В системе ССЧ-1 имеется промежуточный гетеродин диапазона 3—5 ГГц, построенный на базе преобразователя типа ЧБ-13. Для синхронизации этого гетеродина его сигнал смещивается с умноженными по частоте в 104 раза колебаниями задающего генератора. Опорный сигнал с выхода синхронизированного промежуточного гетеродина поступает на гармонический смеситель второго кольца ФАПЧ, где 29-я гармоника частоты промежуточного гетеродина смещивается с частотой 138,5 ГГц первого гетеродина. Промежуточная частота 24 МГц с выхода гармонического смесителя после

* Усиление и синхронное детектирование сигналов осуществляется в блоке, разработанном Е. Е. Лехтом.

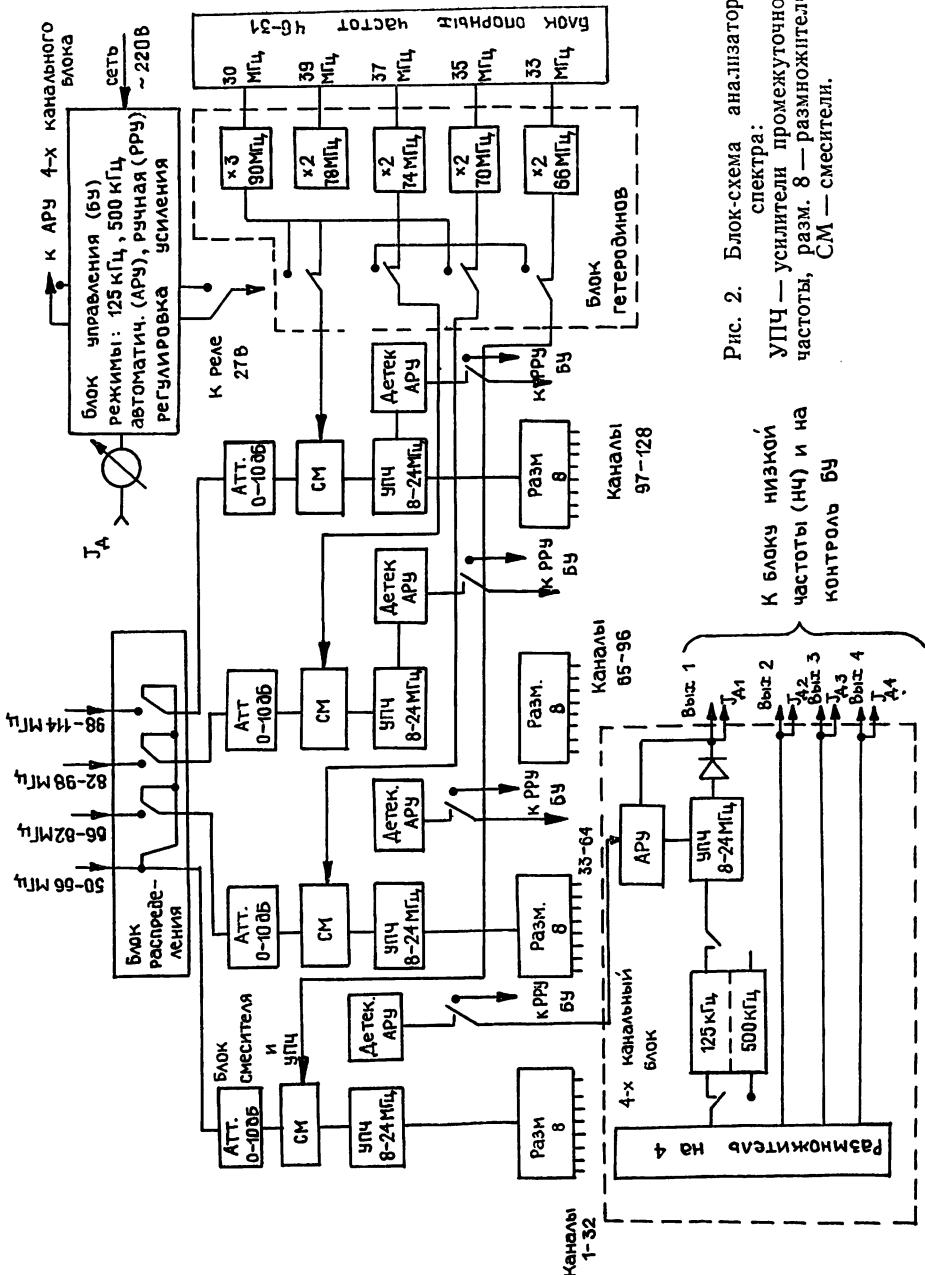


Рис. 2. Блок-схема анализатора спектра:
УПЧ — усилители промежуточной частоты, разм. 8 — размножители,
СМ — смесители.

усиления в УПЧ подается на частотно-фазовый детектор (в схеме ФАПЧ—ЧАПЧ), выполненный на логических элементах. Управляющее напряжение с выхода частотно-фазового детектора усиливается в усилителе постоянного тока и через пропорционально-интегрирующий фильтр вводится в цепь питания ЛОВ. Этим обеспечивается автоматическая подстройка и стабилизация частоты сигнала первого гетеродина.

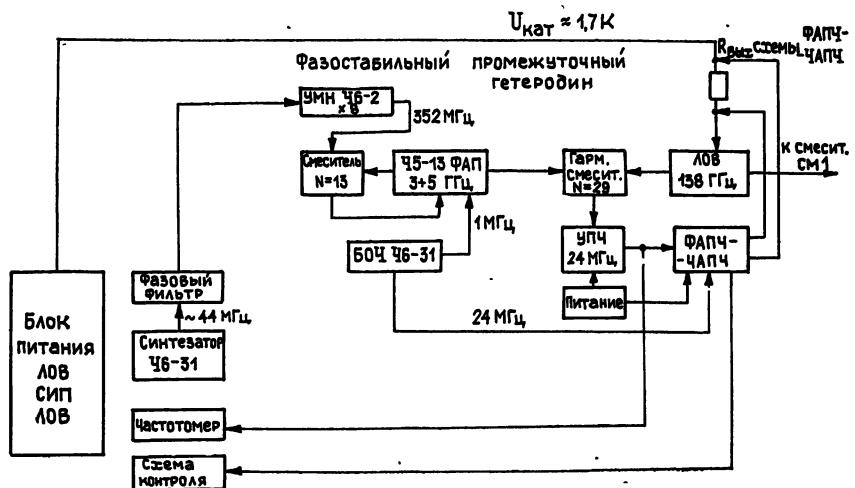


Рис. 3. Блок-схема системы стабилизации частоты первого гетеродина (ССЧ-1).

Диапазон возможных изменений высокого напряжения, питающего ЛОВ и отслеживаемого системой ССЧ-1, составляет ± 2 В. Относительная нестабильность частоты лампы обратной волны в режиме ФАПЧ—ЧАПЧ составляет $\pm 1,7 \cdot 10^{-8}$ за время 0,2 с. Устойчивость работы ССЧ-1 к десинхронизирующему воздействиям (колебания напряжения питающей сети, броски напряжения из-за наводок и др.) относительно высока и позволяет работать непрерывно в режиме частотно-фазовой автоподстройки частоты до 5—6 часов без сбоев.

Аналогично схеме первого колыша ФАПЧ в ССЧ-1 собрана схема автоподстройки частоты второго гетеродина (ССЧ-2), в качестве которого использован генератор типа Г4-80. Относительная нестабильность частоты второго гетеродина составляет $\pm 1,4 \cdot 10^{-8}$ за 0,2 с.

1.5. Исследование параметров спектрорадиометра. Наблюдениям спектральной линии излучения атмосферного озона предшествовали настройка блоков, юстировка квазиоптических каналов и исследование основных характеристик спектрорадиометра.

Сборка и юстировка квазиоптического входного блока проводилась в лабораторных условиях, с помощью лазера ЛГ-78. Юстировка оптических осей была осуществлена автоколлимационным методом с точностью 2'.

При измерениях ДН приемный блок располагался вне лабораторного корпуса для устранения возможных переотражений сигнала от окружающих предметов. В дальней зоне квазиоптической системы располагался рупорный излучатель с широкой ДН, соединенный с лампой обратной волны ОВ-68. Сигнал от излучателя на частоте около 140 ГГц поступал по одному из каналов входного блока (другой канал закрывался поглотителем), модулировался по амплитуде и после детектирования усиливался и измерялся прибором типа У2-8 при различных ориентациях электрической оси. Измерения показали, что в обоих каналах ДН имеет ширину около 3° по уровню —10 дБ, а форма диаграммы близка к гауссовой до уровня —20 дБ. Причем диаграммы в E- и H-плоскостях практически совпадают, а отклонение электрических осей от найденных ранее оптических осей не превышает 3'.

Анализ показывает, что полученные экспериментальные ДН наилучшим образом могут быть аппроксимированы диаграммой для гауссова пучка с параметром $W=29$ мм*, что близко к расчетному. Ниже уровня — 28 дБ при снятых блендах были обнаружены многочисленные боковые лепестки, которые могут быть обусловлены дифракцией на элементах конструкции облучателя и отличием распределения поля в лучеводе от гауссова. На эти боковые лепестки приходится около 11% энергии луча. Бленды с поглощающими внутренними стенками и апертурами диаметром 200 мм на расстоянии 600 мм от линз уменьшают влияние боковых лепестков, на долю которых в этом случае приходится не более 3% энергии луча. Лабораторные исследования преобразовательно-усилительного тракта (автономно по отдельным блокам и в комплексе) показали линейность его динамической характеристики во всем рабочем диапазоне. Были исследованы чувствительность и спектральное разрешение спектрорадиометра. Для этого изучались его отклики на сигналы от монохроматических перестраиваемых по частоте генераторов диапазона частот 142 ГГц, диапазонов первой и второй промежуточной частоты, а также от тепловых чернотельных излучателей диапазона длин волн 2 мм при комнатной и азотной (77 К) температурах.

Реализованная чувствительность спектрорадиометра с неохлаждаемым смесителем СМ1 на ДБШ** при спектральном разрешении 500 кГц составила до 0,3 К при времени накопления сигнала около 1 часа.

Применение разработанных в ФИАН охлаждаемого смесителя [5] и входного тракта на гауссовых пучках с малыми потерями позволит увеличить чувствительность спектрорадиометра примерно в 5 раз.

2. МЕТОДИКА НАБЛЮДЕНИЙ И НАТУРНЫЕ ИСПЫТАНИЯ

Разработанная методика наблюдений отвечает задаче регистрации спектральной линии излучения атмосферного озона в единицах яркостной температуры с максимально возможным отношением сигнал/шум. Эта методика включает измерения калибровочных сигналов (калибровку) и сигналов от атмосферы (неба) при оптимальном угле наблюдения. При калибровке поле зрения обоих каналов спектрорадиометра перекрывается тепловыми чернотельными излучателями при температуре жидкого азота («холодный») и при комнатной температуре («теплый»). При измерениях спектра излучение неба поступает по одному из каналов приемного блока, а другой канал (канал сравнения) при этом перекрывается «холодным» тепловым излучателем. Этим обеспечивается стабильный и известный уровень сигнала сравнения при относительно малом различии уровней мощности, принимаемой каналами (наблюдения обычно проводятся в атмосферных условиях, при которых яркостные температуры неба и холодного излучателя близки).

Такой метод снижает влияние дрейфов и флуктуаций коэффициентов усиления трактов и повышает реализуемую чувствительность спектрорадиометра. Результаты исследования временных нестабильностей характеристик аппаратуры позволили определить оптимальное соотношение интервалов времени калибровки и измерений излучения неба.

Для проведения наблюдений спектральной линии озона приемный блок размещается при оптимальном угле ориентации электрической оси в лабораторном помещении перед окном с радиопрозрачной пленкой (вносимые пленкой небольшие потери на $\lambda=2$ мм измерялись отдельно). Температура воздуха в помещении поддерживается практически постоянной (около 293 К), чем обеспечивается стабильный режим ра-

* Напомним, что в гауссовых пучках в свободном пространстве распределение поля описывается соотношением $u(r) = u_0 \exp(-r^2/W^2)$, где r — расстояние от оси пучка [7].

** Диоды с барьером Шоттки (ДБШ) разработаны В. Г. Божковым и О. Ю. Малаховским.

боты аппаратуры. Автоматизация наблюдений осуществляется с помощью ЭВМ типа СМ-2М и терминала вычислительной связи с объектом (ТВСО) типа СМ 1634-18. Был разработан комплекс программ для накопления, съема информации и общего управления экспериментом.

Измерения в эксперименте «Озон» состоят из четырех основных циклов. В 1-м и 2-м циклах осуществляется калибровка спектрорадиометра. При этом в 1-м цикле один из каналов входного блока перекрыт холодным излучателем, а другой — теплым излучателем. Во втором цикле излучатели меняются местами. В 3-м цикле теплый излучатель удаляется и регистрируется излучение неба, сравниваемое с излучением холодного излучателя в другом канале. В 4-м цикле холодный излучатель возвращается в первоначальное положение и вновь производится измерение излучения неба (другим каналом).

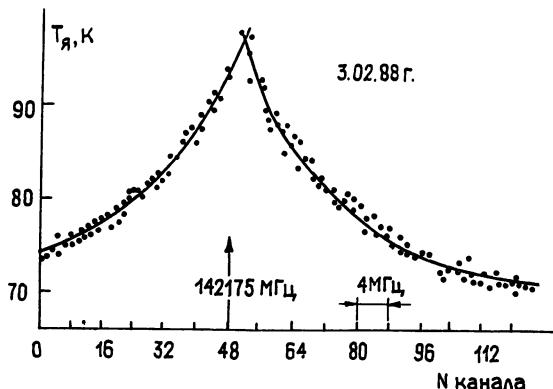


Рис. 4. Спектральная линия атмосферного озона, зарегистрированная 3 февраля 1988 г. Время накопления около 1 часа. Точки — эксперимент, сплошная кривая — вписанный контур, соответствующий вертикальному профилю озона на рис. 5 (кривая 1).

В каждом цикле осуществляется накопление сигнала u_{ij} , его среднее значение

$$u_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N u_{ij},$$

где i — номер канала АС, j — номер периода опроса, N — количество периодов опроса. Производится также расчет среднеквадратичной ошибки σ_{ui} . Как правило, $N=50$ в цикле калибровки и $N=200$ в цикле измерения излучения неба. Время накопления сигнала в каждом цикле и количество циклов измерения задается в диалоге ЭВМ — пользователь. При этом задаются также количество опрашиваемых каналов АС, величина калибровочного сигнала и др.

После накопления сигналов во 2-м и 4-м циклах вычисляются разность $u_{1,2(3,4)}^*$,

$$u_{1,2(3,4)i} = u_{1(4)i} - u_{2(3)i},$$

и среднеквадратичная ошибка $\sigma_{u_{1,2(3,4)i}}$. Далее полезный сигнал рассчитывается в единицах яркостной температуры по формуле

$$T_i = \frac{u_{3,4i}}{u_{1,2i}} T_L,$$

где T_L — калибровочная «ступенька» в единицах яркостной температуры.

* Индексами обозначены номера циклов.

Полученные значения T_i , а также вычисленные среднеквадратичные ошибки σ_{Ti} записываются на магнитной ленте, а также распечатываются в виде таблиц и графиков.

В программу эксперимента «Озон» входят также измерения в широкой полосе излучения фона (атмосферных паров воды и кислорода). Вместе с метеоданными и данными аэрологического зондирования

о вертикальных профилях температуры и водяного пара результаты указанных спектральных и широкополосных измерений позволяют восстановить вертикальный профиль содержания озона в области высот от 30 до 65 км.

В качестве примера на рис. 4 представлена запись спектральной линии атмосферного озона, зарегистрированная во время наблюдений в г. Пущино (Московская область) 3 февраля 1988 года. Восстановленный по методике [1] вертикальный профиль озона представлен на рис. 5.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Описан супергетеродинный спектрорадиометр диапазона волн 2 мм для наблюдений атмосферного озона по разработанной для этого методике. Проведенные лабораторные и натурные испытания спектрорадиометра показали его надежность и пригодность для решения важной задачи физики атмосферы — наблюдения и восстановления вертикального профиля озона в труднодоступных слоях средней атмосферы. Вместе с тем необходимо дальнейшее повышение чувствительности спектрорадиометра.

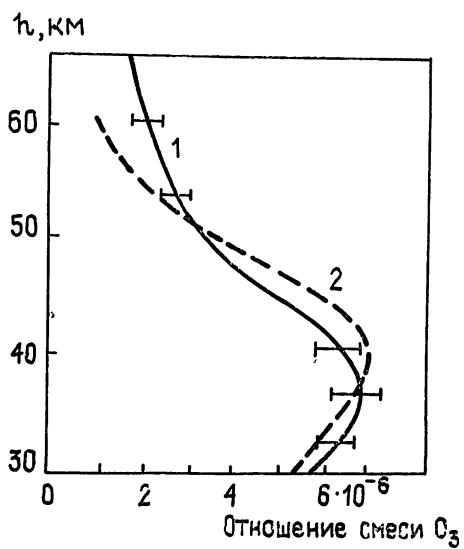


Рис. 5. Вертикальный профиль озона, восстановленный в соответствии с результатами измерений 3 февраля 1988 г. (кривая 1), распределение озона в соответствии с моделью Китинга [8] (кривая 2) для февраля в средних широтах. Отношение смеси озона дано в единицах 10^{-6} по объему.

становления вертикального профиля озона в труднодоступных слоях средней атмосферы. Вместе с тем необходимо дальнейшее повышение чувствительности спектрорадиометра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кропоткина Е. П., Саломонович А. Е., Соломонов С. В. // Тезисы лекций и докл. II Всесоюзной школы-симпозиума по распространению миллиметровых и субмиллиметровых волн в атмосфере. — Фрунзе, 1986. С. 115.
2. Воронов В. Н., Демкин В. М., Кулников Ю. Ю. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 12. С. 1403.
3. Розанов С. Б., Лукин А. Н., Павлов Г. А., Пономаренко Н. И. Препринт ФИАН № 74. М., 1988.
4. Божков В. Г., Жаркова Н. А., Иляхина В. В., Розанов Б. А. // Тезисы докл. III Всесоюзного симпозиума по миллиметровым и субмиллиметровым волнам. — Горький, 1980. С. 112.
5. Гудков А. Л., Лаптев В. Н., Розанов С. Б. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. Вып. 11. С. 991.
6. Гуднов В. М., Куценко А. В., Павлов Г. А. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1976. Т. 19. № 11. С. 1745.
7. Martin D. N., Lesurf J. // Infrared Phys. 1978. V. 18. № 5/6. P. 405.
8. Keating G. M., Young D. F. // Middle Atmospheric Program. Handbook for MAP. 1985. V. 16. P. 205.

A RADIOMETER FOR GROUND-BASED SPECTRAL INVESTIGATIONS OF ATMOSPHERIC OZONE AT 2-MM WAVELENGTH

**A. E. Salomonovich, R. L. Sorochenko, E. P. Kropotkina, A. N. Lukin,
N. I. Ponomarenko, S. B. Rozanov, S. V. Solomonov, V. A. Gusev,
G. A. Pavlov, G. T. Smirnov, A. P. Tsivilev**

The 2-mm waveband superheterodyne radiometer with the beam switching and 128-channel filter bank analyzer (125 kHz or 500 kHz bandwidth per channel) is described. High spectral resolution of the analyzer (up to 10⁶) allowed to investigate the shape of 142.18 GHz atmospheric ozone spectral line and thus to determine the ozone altitude distribution up to 60—70 km. Preliminary results of the ozone line measurements are presented. The analysis of the data obtained has shown the outlooks of the mm-wave heterodyne spectroscopy for studying the atmospheric ozone altitude distribution.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Анищенко В. С. Сложные колебания в простых системах: Механизмы возникновения, структура и свойства динамического хаоса в радиофизических системах. — М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990 (I кв.). — 20 л.

Методами численного и физического эксперимента исследуются общие закономерности развития и свойства хаотических колебаний на примерах радиофизических систем. Анализируются типичные бифуркции регулярных и странных атTRACTоров, вызываемые изменением параметров и воздействием флуктуаций. Обосновывается методика экспериментальных исследований динамического хаоса, приводятся алгоритмы и принципы построения программ для ЭВМ, базирующихся на результатах современной теории динамических систем.

Для научных работников, инженеров-исследователей, аспирантов и студентов, специализирующихся в области теории нелинейных колебаний и волн и ее приложений.

Гурбатов С. Н., Малахов А. Н., Саичев А. И. Нелинейные случайные волны в средах без дисперсии. — М.: Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990 (II кв.). — 14 л.

Посвящена систематическому изложению методов статистического анализа нелинейных случайных волн в средах без дисперсии и исследованию свойств случайных волн различной физической природы — акустических интенсивных шумов, турбулентных волновых движений, волн в холодной плазме и гравитирующим газе и т. п. В рамках модельного трехмерного уравнения Бюргерса обсужден процесс возникновения и эволюции крупномасштабной ячеисто-сетчатой структуры распределения вещества во Вселенной.

Для физиков и инженеров, акустиков и радиофизиков, занимающихся вопросами распространения нелинейных волн, теорией турбулентности, нелинейной акустикой.

Гусев В. Э., Карабутов А. А. Лазерная оптоакустика. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990 (III кв.). — 20 л.

Дано систематическое изложение проблем, возникающих на стыке нескольких разделов физики — оптики, акустики, физики твердого тела. На единой методологической основе рассмотрены оптико-акустические явления в различных средах — диэлектриках, металлах, полупроводниках. Большое внимание удалено эффектам, связанным с нелинейностью оптико-акустического взаимодействия. Рассмотрена проблема возбуждения мощных акустических волн лазерным излучением. Обобщены данные по использованию оптико-акустического эффекта в научных исследованиях и приложениях.

Для научных работников, инженеров-исследователей, аспирантов и студентов, специализирующихся в области лазерной физики и физики твердого тела.

Климонтович Ю. Л. Турбулентное движение и структура хаоса: Новый подход к статистической теории открытых систем. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990 (II кв.). — 15 л.

Изложены идеи и методы статистической теории открытых систем. Основные проблемы: критерии относительной степени упорядоченности сложных движений; связи динамического и статистического описания, роль динамической неустойчивости движения в статистической теории; ансамбль Гиббса для неравновесных процессов, переход от обратимых уравнений динамики к необратимым уравнениям, флуктуационно-дисси-пационные соотношения; молекулярные и турбулентные источники флуктуаций в открытых системах; турбулентное движение и диссипативные структуры.

Для физиков, биофизиков, химиков, экономистов и философов, а также аспирантов и студентов, использующих статистическую теорию открытых систем, в частности, теорию турбулентности и самоорганизации.

УДК 621.391.821

ВЛИЯНИЕ ГРУППОВОЙ СТРУКТУРЫ АТМОСФЕРНЫХ РАДИОПОМЕХ НА ИХ СТАТИСТИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ

В. В. Кабанов

Получены аналитические выражения для характеристической и корреляционной функций атмосферных радиопомех при использовании пуссон-пуассоновской (ПП) модели потока атмосфериков. Найдено, что при широкополосном приеме случаи применения ПП и простой пуассоновской моделей в этом смысле эквивалентны. Показано, что специфика ПП модели проявляется при сильном сужении полосы или при учете нестационарности помех.

1. Известно, что поток импульсов атмосферных радиопомех (АРП) обладает групповой структурой и описывается пуассон-пуассоновской моделью [1, 2]. В то же время при анализе распределения вероятностей (РВ) АРП обычно используется простая пуассоновская (П) модель [3–5]. Исключение составляет [6], где анализируются обе модели, однако не дается количественное сравнение результатов и, кроме того, ПП модель в [6] имеет иную физическую сущность по сравнению с [1, 2] и экспериментально не подтверждена. Также не рассматривались вопросы влияния ПП характера потока на другие характеристики АРП (корреляционная функция, стационарность). Целью настоящей работы является качественное и количественное сопоставление свойств АРП как случайного процесса при использовании П и ПП моделей порождающего его потока импульсов-атмосфериков.

Количественное сопоставление требует прежде всего эквивалентности интегральных характеристик сравниваемых моделей — средней интенсивности потоков v . Для П модели v является единственной характеристикой, а для ПП выражается как $v = \mu n_{\text{тр}} = \mu \lambda_0 t_0$, где μ — интенсивность потока групп, λ_0 — интенсивность внутригруппового потока, t_0 — средняя длительность группы и $n_{\text{тр}}$ — среднее число импульсов в группе. Необходимо указать, что при $n_{\text{тр}} \rightarrow 0$, $\mu \rightarrow \infty$ при условии $v = \text{const}$ становятся эквивалентными сами потоки. Действительно, производящая функция ПП потока [1, 2]

$$\theta(z) = \exp \{ \mu \Delta t [\exp \lambda_0 t_0 (z-1) - 1] \}, \quad (1)$$

где Δt — время наблюдения, при $n_{\text{тр}} \rightarrow 0$ переходит в производящую функцию П потока. Это свойство потребуется при дальнейшем рассмотрении. Здесь же отметим, что наличие групп, не содержащих в себе самих событий (при $n_{\text{тр}} \ll 1$), не является физическим противоречием, поскольку группу следует связывать не с самим событием, а только с условием его осуществимости.

2. Рассмотрим распределение вероятностей АРП при использовании ПП модели потока. Применив методику [7], можно получить аналогично случаю П потока выражение для характеристической функции (ХФ)

$$f_{\text{PP}}(s) = \exp \left\{ \mu \int_0^{t_0} \left\{ \langle \exp \{ \lambda_0 \int_0^t [\langle F(sABh(t-\tau)) \rangle_B - 1] d\tau \} \rangle_A - 1 \right\} dt + \right. \\ \left. + \mu \int_{t_0}^{\infty} \left\{ \langle \exp \{ \lambda_0 \int_0^{t_0} [\langle F(sABh(t-\tau)) \rangle_B - 1] d\tau \} \rangle_A - 1 \right\} dt \right\}, \quad (2)$$

$$+ \mu \int_{t_0}^{\infty} \left\{ \langle \exp \{ \lambda_0 \int_0^t [\langle F(sABh(t-\tau)) \rangle_B - 1] d\tau \} \rangle_A - 1 \right\} dt \},$$

где A — случайная величина, учитывающая разное затухание каждой группы импульсов, связанное с пространственным распределением грозовых разрядов; B — случайная амплитуда импульсов в группе; $F(\cdot) = \exp(i \cdot)$ в случае широкополосного приема и $J_0(\cdot)$ — функции Бесселя в случае узкополосного, а $h(\cdot)$ — соответственно импульсная характеристика или ее огибающая; $\langle \cdot \rangle$ — знак усреднения.

Напомним, что в случае П модели ХФ определяется выражением [5, 7]

$$f_P(s, v) = \exp \left\{ v \int_0^\infty [\langle F(sBh(\tau)) \rangle_B - 1] d\tau \right\}. \quad (3)$$

Если положить, что $h(\tau) \simeq \alpha \exp(-\alpha\tau)$, где α — полоса (в $\text{рад} \cdot \text{с}^{-1}$), (2) с учетом (3) удается преобразовать к виду

$$\begin{aligned} f_{PP}(s) &= \exp \left\{ \mu \int_0^{\tau_0} \left[\left\langle \frac{f_P(As, \lambda_0)}{f_P(Ase^{-\alpha t}, \lambda_0)} \right\rangle_A - 1 \right] dt + \right. \\ &\quad \left. + \mu \int_{\tau_0}^\infty \left[\left\langle \frac{f_P(Ase^{-\alpha(t-\tau_0)}, \lambda_0)}{f_P(Ase^{-\alpha t}, \lambda_0)} \right\rangle_A - 1 \right] dt \right\}. \end{aligned} \quad (4)$$

Сначала проанализируем случай широкополосного приема, поскольку именно в этом случае ПП и П потоки наиболее визуально различаются [2]. В условиях широкополосного приема в ОНЧ диапазоне выполняются условия $A_{\alpha\tau} = \alpha\tau_0 \gg 1$ и $A_{\lambda\alpha} = \lambda_0/\alpha \ll 1$. При условии $\alpha\tau_0 \gg 1$ можно пренебречь вкладом второго интеграла в (4) и

$$f_{PPW}(s) \simeq \exp \left\{ \left\langle \frac{\mu}{\alpha} f_P(As, \lambda_0) \int_{e^{-\alpha\tau_0}}^1 \frac{dx}{x f_P(Asx, \lambda_0)} \right\rangle_A - \mu\tau_0 \right\}, \quad (5)$$

где, предполагая двухстороннее экспоненциальное распределение величины B , из (3) имеем [5]

$$\bullet \quad f_P(s, v) = (1 + s^2 a_0^2)^{v/2\alpha}, \quad (6)$$

а a_0 — масштабный параметр. Поскольку $A_{\lambda\alpha} \ll 1$, то $f_P(s, \lambda_0)$ — очень медленная функция и поведение подынтегрального выражения в (5) при не слишком больших s определяется членом $1/x$, и интеграл равен $A_{\alpha\tau}$. Тогда для случая $A = \text{const}$ из (5) и (6) получим

$$f_{PPW}(s) \simeq \exp \left\{ -A_{\mu\tau} [1 - (1 + s^2 a_0^2)^{-A_{\lambda\alpha}/2}] \right\}, \quad (7)$$

где $A_{\mu\tau} = \mu\tau_0$.

Сравним распределение вероятностей, описываемых ХФ (6) и (7). Разложив эти ХФ в ряд, получим равенство вторых моментов, а отличие высших моментов

$$\frac{\delta m_4}{m_4} = \frac{A_{\lambda\alpha}}{2 + A_{\lambda\alpha}}, \quad \frac{\delta m_6}{m_6} = \frac{3}{2} A_{\lambda\alpha} \left(\frac{1}{2} + \frac{A_{\lambda\alpha}}{3} \right) / \left(1 + \frac{A_{\lambda\alpha}}{2} \right) \left(1 + \frac{A_{\lambda\alpha}}{4} \right)$$

имеет порядок $A_{\lambda\alpha} = v/\alpha \ll 1$, т. е. в пределах точности самого выражения (7). Имеется некоторое отличие в поведении ХФ (6) и (7) при больших s , поскольку $f_{PPW} \xrightarrow{s \rightarrow \infty} \exp(-A_{\alpha\tau})$. Однако это отличие также обусловлено предположениями, сделанными при выводе (7) (пренебрежение вторым интегралом в (4)). Поэтому можно сделать вывод, что при достаточно широкополосном приеме ($A_{\alpha\tau} \gg 1$ и $A_{\lambda\alpha} \ll 1$) использование П и ПП моделей потока приводит к одинаковому виду распре-

деления вероятностей. Данный вывод не меняется и при учете случайности величины A . Полученный результат подтверждает справедливость выводов [5], сделанных с использованием П модели.

Теперь рассмотрим случай $A_{\alpha} \gg 1$, т. е. когда отдельные импульсы в группе становятся неразличимыми. В этом случае в качестве $f_P(s, \lambda_0)$ с достаточным основанием можно использовать ХФ нормального распределения:

$$f_{Pn}(s, \lambda_0) = \exp(-0,5A_{\alpha}s^2a_0^2). \quad (8)$$

Предположив также, что $A_{\alpha} \ll 1$, т. е. пачка ведет себя как один импульс, подставив (8) в (4) и выполнив интегрирование по t , получим

$$f_{PPn}(s) = \exp\left\{A_{\mu}\left[\left\langle\frac{1-\exp(-s^2 A^2 a_0^2 n_{rp})}{s^2 A^2 a_0^2 n_{rp}}\right\rangle_A - 1\right]\right\} f_{PR}(s\sqrt{n_{rp}}, \mu), \quad (9)$$

где $f_{PR}(\cdot)$ — ХФ для случая П потока и использования для описания случайной величины B в (3) двухстороннего рэлеевского распределения, которая при $A=\text{const}$ имеет вид

$$f_{PR}(s, \mu) = \exp\left\{-\frac{\mu}{2\alpha}\left[\ln\frac{s^2 a_0^2}{2} - E_i\left(\frac{s^2 a_0^2}{2}\right) + c\right]\right\}, \quad (10)$$

где $E_i(\cdot)$ и c — соответственно функция и постоянная Эйлера. Из (9) и (10) следует, что при $A_{\alpha} \ll 1$ влиянием первого члена в (9) можно пренебречь и распределение при использовании ПП модели идентично случаю П потока интенсивностью μ и в $\sqrt{n_{rp}}$ большей амплитудой каждого импульса при несколько отличном распределении токов в их источниках, причем последнее малосущественно, если учесть сильную изменчивость этого распределения [2].

Таким образом, мы приходим к выводу, что и при очень узкой полосе при расчете распределения вероятностей АРП можно пользоваться вместо ПП модели простой П моделью при условии, что его интенсивность μ и распределение амплитуды импульсов A_I соответствуют реально наблюдаемым при данной полосе (а не исходным) параметрам.

Специфика ПП потока может проявляться при определении зависимости распределений вероятностей АРП от полосы приема. Действительно, изменение наблюдаемых параметров потока импульсов будет малосущественно только для той доли общего потока, которая обусловлена дальными разрядами и для которой $A_{v\alpha} = v/\alpha \gg 1$, в результате чего создаваемая ими компонента полностью нормализована [5] и характеризуется только общей мощностью $m_2 = va_0^2 = \mu(\sqrt{n_{rp}} a_0)^2$, зависимость которой от полосы инвариантна к структуре потока. Для той же доли близких разрядов, для которых $A_{v\alpha} < 1$, снижение ширины полосы будет компенсироваться снижением наблюдаемой интенсивности (до n_{rp} раз), что выразится в заметном снижении темпов нормализации наблюдаемого случайного процесса. Этот эффект должен быть особенно заметен в НЧ диапазоне, где $n_{rp} > 10$ [9].

Определим, при каких полосах будет проявляться влияние групповой структуры на зависимость РВ от полосы. Начало этого эффекта можно ожидать при $A_{\alpha} > 1$, т. е. учитывая, что для разрядов типа К-изменений $\lambda_0 = 100 \text{ с}^{-1}$, а для повторных обратных ударов $\lambda_0 = 20 \text{ с}^{-1}$ [2], при полосе $2\Delta f = \alpha/\pi$ — соответственно менее 30 и 6 Гц. Поскольку для этих типов разрядов $\tau_0 = 0,1$ и $0,25-0,5$ с [2], то эффект должен закончиться при $A_{\alpha} < 1$, т. е. ниже 3 и 1 Гц. Разумеется, условием наблюдения аномальной зависимости РВ АРП от полосы помимо наличия достаточно близкой грозовой активности является достаточный динамический диапазон приемника по импульсной помехе (отсутствие мер ее подавления), иначе при полосе ниже нескольких десятков герц РВ АРП может полностью нормализоваться. Существенное различие

результатов расчета РВ при использовании П и ПП модели возможно не только для случая узкополосного приема, но и для случая относительно широкополосного приема в диапазоне СНЧ, поскольку при этом полоса часто, а нижняя частота (которая сильно влияет на вид импульсной характеристики и величину α [5]) обычно ниже критических 6–30 Гц. Использование П модели с привлечением исходной (а не наблюдаемой) величины v является, наряду с идеализацией РВ токов источника [2], возможной причиной заметно меньших отклонений модельных РВ АРП от нормального закона в работе [4], чем это имеет место в эксперименте [2].

Что касается групповой структуры лидерных разрядов [6], то аномальная зависимость РВ от полосы исходя из данных [2] может наблюдаться в интервале полос от 200–600 Гц до 1600–6400 Гц. Однако это возможно только для тех частотных диапазонов, где вклад лидерных разрядов по крайней мере сравним с вкладом остальных их типов и вопрос о групповой структуре в СВ–УКВ диапазонах требует специальной экспериментальной проверки.

3. Найдем автокорреляционную функцию АРП при ПП характере потока атмосфериков. В [7] получено выражение автокорреляционной функции для случая П потока:

$$R_P(\tau) = v \langle A_I^2 \rangle \int_0^\infty h(\theta) h(|\tau| + \theta) d\theta. \quad (11)$$

Аналогично для рассматриваемого случая ПП потока получим

$$\begin{aligned} R_{PP1}(\tau) = & \mu \lambda_0 \langle A_I^2 \rangle \left[\int_{-\tau_0}^{\tau_0} \int_0^\infty h(x - \theta) h(x - \theta + |\tau|) d\theta dx + \right. \\ & \left. + \int_0^{\tau_0} \int_0^\infty h(x - \theta) h(x - \theta + |\tau|) d\theta dx \right]. \end{aligned} \quad (12)$$

Однако для анализа удобнее воспользоваться уточненной моделью ПП потока [8], где λ_0 не постоянно, а является функцией времени $\lambda_0(\tau) = \lambda_0 \exp(-\tau/\tau_0)$. Для этой модели

$$R_{PP2}(\tau) = \mu \lambda_0 \langle A_I^2 \rangle \int_0^\infty e^{-\theta/\tau_0} h(x - \theta) h(x - \theta + |\tau|) d\theta dx. \quad (13)$$

Выражения (11)–(13) дают одинаковый результат в случае экспоненциальной импульсной характеристики. Если импульсная характеристика имеет вид $h(\tau) = \alpha e^{-\alpha|\tau|} \cos \omega_0 \tau$, где ω_0 — центральная частота, а добротность $Q = \omega_0/2\alpha$, то из (13) получим

$$\begin{aligned} R_{PP2}(\tau) = & \frac{\alpha v}{4} \langle A_I^2 \rangle e^{-\alpha|\tau|} \left\{ \left(1 + \frac{1}{1 + 4Q^2} \right) \cos \omega_0 \tau - \right. \\ & \left. - \frac{2A_{\alpha\tau}^2 Q(1 + 4Q^2) - A_{\alpha\tau}(\theta + 1) + 1/2}{[(A_{\alpha\tau} - (1/2))^2 + 4A_{\alpha\tau}^2 Q^2](1 + 4Q^2)} \sin \omega_0 |\tau| \right\}, \end{aligned} \quad (14)$$

а из (11) —

$$R_P(\tau) = \frac{\alpha v}{4} \langle A_I^2 \rangle e^{-\alpha|\tau|} \left[\left(1 + \frac{1}{1 + 4Q^2} \right) \cos \omega_0 \tau - \frac{2Q}{1 + 4Q^2} \sin \omega_0 |\tau| \right]. \quad (15)$$

Дисперсия АРП при использовании П и ПП моделей оказывается одинаковой и не зависящей от $A_{\alpha\tau}$, хотя поведение функций (14) и (15) несколько отлично. Оно становится одинаковым при $A_{\alpha\tau} \gg 1$ (достаточно широкая полоса), а также при $Q \gg 1$.

Таким образом, оказалось, что в случае достаточно широкополосного приема характеристики процесса не зависят от временной структуры потока импульсов. Этот факт требует объяснения исходя из свойств самих потоков, что удается сделать, вернувшись к процедуре вывода выражения (1) в [1,2]. Анализ показывает, что выражение (1) получено при предположении $\Delta t > \tau_0$. Если же задаться условием $\Delta t < \tau_0$, то эти величины в (1) и всех следующих из него меняются местами и при $\Delta t < \tau_0$ оказывается необходимым использовать не $n_{\text{гр}}$, а $n_{\text{гр.з}} = \lambda_0 \Delta t$. В результате при $\Delta t \rightarrow 0$, $n_{\text{гр.з}} \rightarrow 0$ свойства П и ПП потока для малых интервалов времени оказываются идентичны. Поскольку характеристики профильтрованного импульсного процесса формируются в результате усреднения за время $\Delta t \sim 1/\alpha$, при $A_{\alpha\tau} \gg 1$ $\Delta t \ll \tau_0$ и в случае широкополосного приема основные статистические характеристики не зависят от временной структуры потока импульсов.

В определенных случаях требуется знать степень близости анализируемого процесса к стационарному. Случайные процессы, формирующиеся в результате фильтрации потока импульсов, являются нестационарными (даже при стационарном характере потока). Действительно, число импульсов n на интервале Δt является случайной величиной, и, соответственно, случайной величиной являются и характеристики процесса (в том числе его дисперсия), поскольку входящая во все выражения величина $v = n/\Delta t$. Степень стационарности определяется величиной $k_1 = \sigma_v / \langle v \rangle = \sqrt{(1 + n_{\text{гр.з}}) / \langle v \rangle} \Delta t$ и в случае ПП потока для $\Delta t \sim \tau_0$ оказывается существенно больше, чем в случае П потока. Условие стационарности, определяемое из равенства дисперсии величины m_2 и дисперсии ошибки ее измерения, имеет вид

$$A_{\alpha\tau} > \frac{1 + n_{\text{гр.з}}}{2(1 + \sigma_d^2/m_2)^2},$$

где σ_d^2 — дисперсия независимого гауссова шума. Для реальных АРП, обладающих групповой структурой, условие стационарности более жесткое, чем для случая использования П модели. Поскольку методы борьбы с АРП, основанные на подавлении отдельных импульсов, предусматривают $A_{\alpha\tau} \ll 1$, нестационарность реальных АРП может оказывать влияние на эффективность этих методов.

4. В результате выполненного анализа получены следующие результаты.

1) Статистические характеристики АРП при широкополосном приеме не зависят от временной структуры потока атмосфериков.

2) Групповую структуру АРП необходимо учитывать при сужении полосы приема до величины, обратной средней длительности группы атмосфериков.

3) Реальные АРП являются нестационарным процессом даже при стационарности параметров потока атмосфериков, что необходимо иметь в виду при анализе работы приемных устройств.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ремизов Л. Т. // ДАН СССР. 1974. Т. 215. № 1. С. 81.
2. Ремизов Л. Т. Естественные радиопомехи. — М.: Наука, 1985. — 200 с.
3. Middleton D. // IEEE Trans. 1979. EMS-21. № 3. Р. 190.
4. Николаенко А. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1981. Т. 24. № 1. С. 34.
5. Кабанов В. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 6. С. 652.
6. Furutsu K, Ishida T. // J. Appl Phys. 1961. V. 32. № 7. Р. 1206.
7. Тихонов В. И., Миронов М. А. Марковские процессы. — М.: Сов. радио, 1987. — 488 с.
8. Ремизов Л. Т., Паскуаль А. Г., Епапечников В. А. и др. // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. № 12. С. 2316.

Институт космофизических исследований
и распространения радиоволн
ДВО АН СССР

Поступила в редакцию
19 декабря 1988 г.

THE INFLUENCE OF THE ATMOSPHERIC RADIO NOISE GROUP STRUCTURE ON NOISE STATISTICAL CHARACTERISTICS

V. V. Kabanov

Analytic expressions have been obtained for the atmospheric radio noise characteristic function and the autocorrelation function for the Poisson—Poisson (PP) model of the atmospherics flow. It is found that application cases of PP and simple Poisson models are equivalent in this sense for a wide-band reception. It is shown that the PP model peculiarity is manifested up when a bandwidth is narrowing a strongly or the noise nonstationarity is taken into consideration.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Кузелев М. В., Рухадзе А. А. Электродинамика плотных электронных пучков в плазме. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990 (I кв.). — 20 л.

Рассмотрены электромагнитные свойства плотных электронных пучков применительно к проблемам транспортировки энергии, их релаксации в плазме, усиления и генерации электромагнитного излучения в плазменной и вакуумной СВЧ электронике. Изложены линейные и нелинейные аспекты взаимодействия пучков с электромагнитными волнами в плазме, волноводах, ондуляторах. Построена теория плазменных генераторов электромагнитного излучения на электронных пучках.

Для научных работников и инженеров, работающих в области электродинамики плазмы и физической электроники, а также аспирантов и студентов радиофизических отделений вузов, специализирующихся в этих областях.

Микаэлян А. Л. Оптические методы в информатике: Запись, обработка и передача информации. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990 (I кв.). — 15 л.

Изложены общие методы анализа явлений и процессов, лежащих в основе оптических систем записи, обработки и передачи информации. Среди них методы геометрической оптики и дифракции, фурье-анализа и голограммии. Исследованы новые классы градиентных световодов и линз, рассмотрены дифракционные структуры для преобразования волновых фронтов, изложены голограммические принципы записи, обработки и отображения информации. Особое внимание уделено проблеме оптической памяти.

Для научных работников, аспирантов, студентов старших курсов, интересующихся проблемами применения лазерной техники, оптоэлектроники и голограммии в информатике и вычислительной технике.

Пономарев Г. А., Тельпуховский Е. Д., Куликов А. Н. Распространение УКВ в городе. — Томск: Радио и связь, Томск. отд-ние, 1990 (III кв.). — 18 л.

Рассмотрены основные статистические закономерности распространения УКВ в городской среде. Проведен анализ многолучевой структуры поля, интерференционных замираний и крупномасштабных изменений напряженности поля, порождаемых затенениями. Проанализированы возможности прогноза условий распространения УКВ по данным о характере застройки города и рельефе местности. Даны характеристики про мышленных помех и влияния на связь транспортных потоков.

Для научных работников, занимающихся изучением распространения радиоволн; может быть полезна инженерам, разрабатывающим системы радиосвязи.

Козырев Н. Д. Антенны космической связи: Учеб. пособие для вузов. — М.: Радио и связь, 1990 (I кв.). — 10,5 л.

Описаны антенны земных и космических станций, а также требования к их параметрам с учетом особенностей линий связи, рекомендаций МККР и Регламента радиосвязи. Рассмотрены методы реализации коэффициента усиления больших и малых значений шумовой температуры, пути увеличения коэффициента качества. Описаны антенно-фидерные тракты земных станций, их параметры, особенности конструкции и эксплуатации.

Для студентов вузов связи, обучающихся по специальности «Радиосвязь, радиовещание и телевидение».

УДК 537.87, 621 371; 621.396.24

ЧИСЛЕННАЯ РЕАЛИЗАЦИЯ МЕТОДА КАНОНИЧЕСКОГО ОПЕРАТОРА МАСЛОВА В ЗАДАЧАХ РАСПРОСТРАНЕНИЯ КОРОТКИХ РАДИОВОЛН В ИОНОСФЕРЕ ЗЕМЛИ

Е. Б. Ипатов, Д. С. Лукин, Е. А. Палкин

Разработан алгоритм численного моделирования распространения волн в плавно-неоднородных средах при образовании устойчивых фокальных областей. На основе метода канонического оператора Маслова построено численное решение, пригодное для расчета поля в областях сложных каустик и каустической тени, а также в области применимости геометрооптического приближения. Это решение содержит интегралы от быстроосциллирующих функций, в которых осциллирующее ядро и амплитудная функция строятся с использованием сплайн-аппроксимации по данным численного интегрирования бихарктеристической системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Проведено моделирование дифракционной структуры поля в случае образования каустических особенностей типа «ласточкин хвост» и «бабочка» при распространении коротких радиоволн в земной ионосфере.

Численное моделирование распространения коротких радиоволн в земной ионосфере и прямые экспериментальные наблюдения указывают на то, что на неоднородной трассе возникают области фокусировки волн (каустики), поле в которых имеет сложный дифракционный характер. Размеры таких областей и характеристики поля в них зависят от многих параметров: частоты волн, пространственного распределения электронной концентрации и эффективной частоты соударений электронов, а также от геометрии трассы распространения. Как правило, при этом пространственная структура каустик оказывается устойчивой к малым изменениям параметров среды и частоты сигнала. Математическое описание волнового поля в таких областях может быть построено асимптотическими методами: например методом канонического оператора Маслова (КОМ) [1–4], методом суммирования гауссовых пучков, [5], методом интерференционного интеграла [6], на основе выражений, представляющих собой интегралы с быстроосциллирующим ядром:

$$U(\mathbf{r}) = \int g(\mathbf{r}, t) \exp[i\Lambda\Phi(\mathbf{r}, t)] dt, \quad (1)$$

где \mathbf{r} — координаты точки наблюдения, t — внутренние переменные интеграла, Λ — большой параметр. В этом случае решение задачи состоит в построении функции g , Φ и в расчете интегралов (1).

В данной статье, на основе метода КОМ, рассмотрен численный алгоритм, позволяющий определить в любой точке коротковолновой трассы поле, создаваемое эффективным точечным источником с заданной диаграммой направленности. Построенное решение пригодно для расчета поля как в зонах применимости геометрооптического приближения, так и в недоступных для геометрической оптики областях каустик и каустической тени. Это решение содержит интегралы вида (1), в которых фазовая функция Φ и амплитудная функция g строятся с использованием сплайн-аппроксимации по данным численного решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Поэтому алгоритм построения решения не связан с необходимостью аналитического задания подынтегральных функций в (1) и не ограничивает сложность моделей неоднородных сред, использующихся в численных исследова-

ниях. В статье проведен анализ поля в области каустик типа «ласточкин хвост» и «бабочка» [7], образующихся при распространении КВ в неоднородной ионосфере.

1. АСИМПТОТИЧЕСКОЕ РЕШЕНИЕ ЗАДАЧИ О РАСПРОСТРАНЕНИИ КОРОТКИХ ВОЛН В НЕОДНОРОДНОЙ ИОНОСФЕРЕ

Будем считать, что рассматриваемому КВ сигналу отвечает монохроматическая волна частоты f , распространяющаяся в плавно-неоднородной изотропной среде (ионосфере), свойства которой характеризует показатель преломления $n(\mathbf{r}, f)$. Условие плавной неоднородности среды предполагает, что характерные масштабы изменения поля много меньше масштабов изменения свойств среды. В областях, где $n \neq 0$, это условие можно записать в виде неравенства

$$\Lambda^{-1} = (k_0 a)^{-1} \sim \frac{|\nabla_r n|}{n} \frac{c}{2\pi f} \ll 1, \quad k_0 = \frac{2\pi f}{c}, \quad (1.1)$$

c — скорость света в вакууме. Процесс распространения радиоволн КВ диапазона в ионосфере может быть описан решением уравнения Гельмгольца

$$[\Delta + k_0^2 n^2(\mathbf{r}, f)] U(\mathbf{r}) = 0, \quad \mathbf{r} = \{x, y, z\}, \quad (1.2)$$

для которого заданы быстроосциллирующие начальные данные, определяющие условия излучения. Поляризационные эффекты в этом случае учитываются независимо [3]. В качестве решения возьмем асимптотическое интегральное представление волнового поля, полученное по методу КОМ, и построим расчетные формулы для определения в любой точке неоднородной трассы поля, создаваемого эффективным точечным источником с диаграммой излучения $D(\alpha, \beta)$. Здесь α и β — координаты на сфере σ_0 радиуса R_0 (рис. 1), окружающей источник излучения. Значение R_0 выбрано таким образом, что $U|_{\sigma_0}$ представляет собой поле в дальней зоне источника и, следовательно,

$$U|_{\sigma_0} = \exp(ikR_0) D(\alpha, \beta) R_0^{-1}, \quad k = k_0 n_0. \quad (1.3)$$

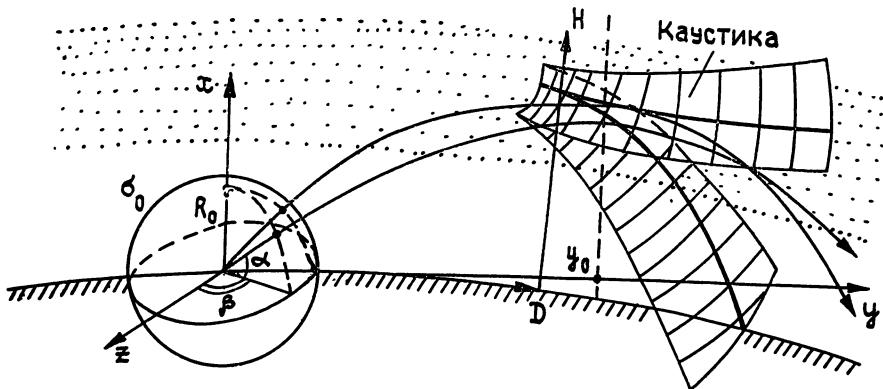


Рис. 1.

При задании условия (1.3) сделано предположение, что внутри σ_0 $n(\mathbf{r}, f) = n_0 = \text{const}$. Рассматривая далее наземный источник, будем полагать $n_0 = 1$. Для расчета показателя преломления $n(\mathbf{r}, f)$ использовались модель холодной плазмы и приближение слабого столкновительного поглощения радиоволн, так что

$$n^2(\mathbf{r}, f) = 1 - f_0^2(\mathbf{r}) / [f(f + 2\pi i v_{\text{эфф}}(\mathbf{r}))], \quad (1.4)$$

где f_0 — плазменная частота, причем $\text{Re } n^2 \gg \text{Im } n^2 > 0$. Модель

(1.2)–(1.4) была выбрана как одна из простейших моделей ионосферного распространения КВ, позволяющая проиллюстрировать возможности рассматриваемого ниже алгоритма расчета структуры волнового поля.

Решение задачи (1.2), (1.3) для функции $n(r, f)$, адекватно отражающей зависимость показателя преломления ионосферы от пространственных координат, можно построить лишь в рамках асимптотических методов. Правомерность использования асимптотического решения обеспечивает условие (1.1). Введя из (1.1) масштаб a , определим (например, численно) решения бихарктеристической системы:

$$\frac{d}{d\tau} \mathbf{r}' = \mathbf{p}', \quad \frac{d}{d\tau} \mathbf{p}' = \frac{1}{2} \nabla_{\mathbf{r}'} \tilde{n}^2, \quad \tilde{n}^2 = \operatorname{Re} n^2, \quad (1.5)$$

$$\mathbf{r}'|_{\tau=\tau_0} = \frac{R_0}{a} \mathbf{p}'|_{\tau=\tau_0}, \quad \mathbf{p}'|_{\tau=\tau_0} = \{\sin \alpha, \cos \alpha \sin \beta, \cos \alpha \cos \beta\}, \quad (1.6)$$

где $\mathbf{r}' = \mathbf{r}/a$; \mathbf{p}' — нормированный на k_0 волновой вектор; $\tau_0 = R_0/a$ — в силу условия $n_0 = 1$. Начальные условия (1.6) отвечают осциллирующим данным (1.3). Решение системы (1.5), (1.6) будем обозначать соответственно

$$\mathbf{r}'(\alpha, \beta, \tau), \quad \mathbf{p}'(\alpha, \beta, \tau), \quad \mathbf{r}' = \{x', y', z'\}, \quad \mathbf{p}' = \{p'_x, p'_y, p'_z\}. \quad (1.7)$$

Каустические точки на траекториях (1.7) определяются уравнением

$$J = \det \left\| \frac{\partial(x', y', z')}{\partial(\tau, \alpha, \beta)} \right\| = 0. \quad (1.8)$$

В пространстве $R^3 \ni \{\mathbf{r}'\}$ они образуют каустические поверхности.

Предположим, что в рассматриваемой области пространства выполнено соотношение

$$\tilde{J} = \det \left\| \frac{\partial(p'_x, y', z')}{\partial(\tau, \alpha, \beta)} \right\| \neq 0. \quad (1.9)$$

Тогда для асимптотического описания поля возьмем решение в следующей форме:

$$U(\mathbf{r}') = \left(\frac{i\Lambda}{2\pi} \right)^{1/2} \exp \left(-i \frac{\pi}{2} \operatorname{Ind} l \right) \int_{-\infty}^{\infty} \varphi |\tilde{J}|^{-1/2} \times \\ (1.10)$$

$$\times \exp[i\Lambda(\tilde{S} + p'_x x')] dp'_x,$$

где

$$\tilde{S} = S' + iS'' - x'(p'_x, y', z') p'_x, \\ (1.11)$$

$$S' = \int_0^{\tau(p'_x, y', z')} \tilde{n}^2 d\tau, \quad S'' = \int_0^{\tau(p'_x, y', z')} \operatorname{Im} n^2 d\tau.$$

Здесь $\operatorname{Ind} l$ — индекс Маслова цепочки карт, соединяющей область задания начальных условий (1.6) — поверхность σ_0 — с картой, соответствующей рассматриваемой области, φ — амплитудная функция, подлежащая определению. Решение (1.10), являясь главным членом асимптотики, в исследуемой задаче практически полностью определяет функцию $U(\mathbf{r}')$, поскольку последующие члены, имеющие порядок $Q(\Lambda^{-1})$ относительно главного при Λ , характерных для на-

шай задачи значениях Λ ($\sim 10^2$ — 10^3), не дают сколь-нибудь значительного вклада. Для определения функции Φ возьмем решение в окрестности поверхности σ_0 в геометрооптической форме. Поскольку согласно (1.5), (1.6) здесь $J_0 = J|_{\sigma_0} = (\cos \alpha) t^2|_{\sigma_0} = (\cos \alpha) R_0^2 \neq 0$, то для всех точек сферы σ_0 с $\alpha \neq \pi/2$ справедливо простое геометрооптическое выражение для $U(r')$: $U(r') = e^{i\Lambda S} \Phi |J|^{-1/2}$. В частности, $U_0 = U|_{\sigma_0} = e^{i\Lambda R_0} \Phi / (R_0 |\cos \alpha|^{1/2})|_{\sigma_0} = e^{i\Lambda R_0} D(\alpha, \beta) |U_0|$ и, следовательно,

$$\Phi|_{\sigma_0} = D(\alpha, \beta) |U_0| R_0 |\cos \alpha|^{1/2}. \quad (1.12)$$

Здесь $|U_0|$ — значение напряженности поля на расстоянии R_0 от заданного источника при изотропном излучении.

Для задач ионосферного распространения КВ условие (1.9) почти всегда оказывается выполненным. Исключения составляют экваториальные относительно источника области. Однако здесь условие (1.9) будет выполнено, если в качестве канонических координат взять координаты (x', p_y', z') или (x', y', p_z') . Условие (1.9) не выполняется также в антиподной области, для описания поля в которой следует взять иное интегральное представление. Здесь образуются так называемые области двумерной фокусировки, решение в которых дается двукратным интегралом типа (1.9) в канонических координатах (p_x', p_y', z') или (p_x', y', p_z') , или (x', p_y', p_z') [3]. Этот случай мы в дальнейшем не рассматриваем.

Выражение (1.10) с определенными в (1.9), (1.11), (1.12) функциями $\tilde{S}, \tilde{J}, \Phi$ является исходным для вычисления поля. Однако его численный расчет можно значительно упростить, если определить поле на линиях $y' = y'_0 = \text{const}$, $z' = z'_0 = \text{const}$. В этом случае имеет место равенство

$$d\begin{pmatrix} p_x' \\ y' \\ z' \end{pmatrix} \Bigg|_{\substack{y'=y'_0 \\ z'=z'_0}} = \begin{pmatrix} dp_x' \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} = \left\| \frac{\partial(p_x', y', z')}{\partial(\tau, \alpha, \beta)} \right\| d\begin{pmatrix} \tau \\ \alpha \\ \beta \end{pmatrix}$$

и в силу (1.9) справедливы соотношения

$$d\tau = \left[\det \left\| \frac{\partial(y', z')}{\partial(\alpha, \beta)} \right\| / \tilde{J} \right] dp_x', \quad d\alpha = - \left[\det \left\| \frac{\partial(y', z')}{\partial(\tau, \beta)} \right\| / \tilde{J} \right] dp_x', \quad (1.13)$$

$$d\beta = \left[\det \left\| \frac{\partial(y', z')}{\partial(\tau, \alpha)} \right\| / \tilde{J} \right] dp_x'.$$

Среди детерминантов, входящих в равенства (1.13), хотя бы один не равен нулю. Пусть это $\det \|\partial(y', z')/\partial(\tau, \beta)\|$. Тогда, сделав в (1.10) замену $p_x' \rightarrow \alpha$, получим

$$U(r') \Big|_{\substack{y'=y'_0 \\ z'=z'_0}} = - \left(\frac{i\Lambda}{2\pi} \right)^{1/2} \exp \left(- i \frac{\pi}{2} \text{Ind } l \right) \int_{[\alpha_N, \alpha_B]} \frac{D(\alpha, \beta_0) |U_0| R_0 \sqrt{|\cos \alpha|}}{\det \|\partial(y', z')/\partial(\alpha, \beta)\|} \times \quad (1.14)$$

$$\times |\tilde{J}|^{1/2} \text{sign}(\tilde{J}) \exp [i\Lambda \tilde{S}(p_x'(\alpha, y'_0, z'_0), y'_0, z'_0) + p_x'(\alpha, y'_0, z'_0) x'] d\alpha.$$

Здесь $[\alpha_N, \alpha_B]$ — интервал углов α , соответствующий всем возможным на линии $y' = y'_0$, $z' = z'_0$ значениям вектора p_x' , определяется диаграммой направленности излучения $D(\alpha, \beta_0)$; $\beta_0(\alpha)$ — значение углов в азимутальной плоскости для лучей, приходящих на линию $y' = y'_0$, $z' = z'_0$. Выражение (1.14) включает функции, определенные в лучевых переменных (τ, α, β) . Они легко строятся численно на решениях системы (1.5).

Если для описания распространения КВ используется модель, в которой не принимаются во внимание отклонения лучей от азимутальной плоскости (например для модели ионосферы, симметричной относительно этой плоскости), то выражение (1.14) еще более упрощается. В этом случае задача сводится к двумерной. Вместо (1.7) следует определить лишь решение $\{x', y', p'_x, p'_y\}$ при $\beta = \pi/2$, добавив к (1.5) дифференциальное уравнение относительно производной $dz'/d\beta$ для расчетов якобианов J и \tilde{J} : $\frac{d}{d\tau} \left(\frac{\partial z'}{\partial \beta} \right) = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 n^i}{\partial z'^2} \frac{\partial z'}{\partial \beta}$. Для сферически слоистой модели ионосферы данное уравнение имеет аналитическое решение: $\frac{\partial z'}{\partial \beta} = -y'$. Таким образом,

$$U(r') \Big|_{\substack{y' = y'_0 \\ z' = 0}} = - \left(\frac{i\Lambda}{2\pi} \right)^{1/2} \exp \left(- i \frac{\pi}{2} \operatorname{Ind} l \right) \int_{[\alpha_N, \alpha_B]} \frac{D(\alpha, \pi/2) |U_0| R_0 \sqrt{|\cos \alpha|}}{\sqrt{|y'_0|} p'_y} \times \quad (1.15)$$

$$\times \left| \det \left| \frac{\partial(p'_x, y')}{\partial(\tau, \alpha)} \right| \right|^{1/2} \operatorname{sign} \left(\det \left| \frac{\partial(p'_x, y')}{\partial(\tau, \alpha)} \right| \right) \exp [i\Lambda (\tilde{S}(p'_x(\alpha), y'_0, 0) + p'_x(\alpha)x')] d\alpha.$$

Перейдем теперь к рассмотрению особенностей численного расчета волнового поля по формулам (1.14), (1.15).

2. ЧИСЛЕННЫЕ АЛГОРИТМЫ ДЛЯ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ВОЛНОВОГО ПОЛЯ

Формулы (1.10), (1.14) и (1.15) представляют собой однократные интегралы от быстроосциллирующих функций (БОИ) вида

$$I(\eta, a, b, \Lambda) = \int_a^b g(\eta, t) \exp [i\Lambda \Phi(\eta, t)] dt, \quad (2.1)$$

причем для (1.10) границы области интегрирования удалены на бесконечность. В настоящее время хорошо известен метод расчета интеграла (2.1), основанный на использовании его равномерных асимптотик по параметру $\Lambda \gg 1$. Такая асимптотика строится в виде разложения по БОИ специального вида: специальным функциям волновых катастроф (СВК), «основным» [3, 9] или «краевым» [8, 9]. В случае $a = -\infty$, $b = +\infty$ такое разложение имеет вид

$$I(\eta, -\infty, +\infty, \Lambda) \simeq e^{i\Lambda \Phi_0(\eta)} \left[I_1 I^{AN}(X) + \sum_{K=2}^N I_K \frac{\partial I^{AN}(X)}{\partial X_{K-1}} \right], \quad (2.2)$$

где коэффициенты $I_K = I_K(\eta, \Lambda)$ и аргументы $X_K = X_K(\eta, \Lambda)$ — медленно меняющиеся функции η , а I^{AN} — СВК, отвечающие каспийным особенностям серии A_N [7, 4]. Аналогичный вид имеет разложение (2.1) при конечных a и b , где в качестве СВК используются функции I^{BN+1} — СВК краевых особенностей серии B_{N+1} [7, 8]. Тип особенности, а следовательно, и тип разложения (2.2) определяется структурой каустики в рассматриваемой области пространства. Данный способ исследования решений, описываемых интегралом (2.1), был реализован для следующих радиофизических задач: «простая гладкая каустика» ($N=2$) и «каустическое острие» ($N=3$) в неоднородной слоистой ионосфере с аналитическими профилями показателя преломления; «каустическое острие» в фокусе зеркальной антенны. Аналогичные результаты по этим особенностям можно найти в работах по оптике, акустике, квантовой механике, квазиклассической теории столкновений. Столь ограниченное число исследованных особенностей связано как со сложностями методов построения разложений (2.2), так и с трудностями расчета самих ин-

тегралов I^{AN} , I^{BN+1} при значениях $N > 3$. В рассматриваемой задаче использование данного метода затрудняется еще и тем, что функции Φ и g могут быть получены лишь численно.

В работе [10] для расчета интеграла (2.1) нами был предложен метод, использующий аппроксимацию амплитудной и фазовой функции полиномиальными сплайнами степени N_S . В этом случае вычисляемый интеграл преобразуется к конечной сумме «красовых» СВК I^{BN_S} :

$$I(\eta, a, b, \Lambda) \simeq \sum_{j=1}^{M-1} \exp(i\Lambda \operatorname{Sp}_{0,j}^\Phi) \left\{ \sum_{l=0}^{\tilde{N}_S} \operatorname{Sp}_{l,j}^g (\Lambda |\operatorname{Sp}_{N_S,j}^\Phi|)^{-(l+1)N_S} (-i)^l \times \right. \\ \times \left[I_{l,v}^{BN_S}(X^{(1)}) - \exp(i\Lambda \sum_{K=1}^{N_S} \operatorname{Sp}_{K,j}^\Phi \Delta_j^K) \sum_{m=0}^l (i)^{l-m} \binom{l}{m} \Delta_j^{l-m} \times \right. \\ \left. \left. \times (\Lambda |\operatorname{Sp}_{N_S,j}^\Phi|)^{(l-m)N_S} I_{m,v}^{BN_S}(X^{(2)}) \right] \right\}. \quad (2.3)$$

Здесь

$$v = \operatorname{sign}(\operatorname{Sp}_{N_S,j}^\Phi), \quad X_K^{(1)} = \operatorname{Sp}_{K,j}^\Phi |\operatorname{Sp}_{N_S,j}^\Phi|^{-K/N_S} \Lambda^{1-K/N_S},$$

$$X_K^{(2)} = |\operatorname{Sp}_{N_S,j}^\Phi|^{-K/N_S} \Lambda^{1-K/N_S} \sum_{n=0}^{N_S-K} \binom{N_S-n}{K} \operatorname{Sp}_{N_S-n,j}^\Phi \Lambda^{N_S-K-n},$$

$\binom{m}{n}$ — биномиальные коэффициенты, а $I_{l,v}^{BN}(X) = \int_0^\infty (i\xi)^l \exp[i(v\xi^N +$
 $+ \sum_{K=1}^{N-1} X_K \xi^K)] d\xi$ — краевая СВК типа B_N ($v = \pm 1$). В разложении (2.3) используются коэффициенты $\operatorname{Sp}_{l,j}^\Phi$, $\operatorname{Sp}_{l,j}^g$ полиномиальных сплайнов для функций $\Phi(\eta, t)$ и $g(\eta, t)$, определенных на интервале $[a, b] \ni t$ для сетки $\{t_j\}$, $\Delta_j = t_{j+1} - t_j$:

$$\Phi(\eta, t) \simeq \Phi_{\{t_j\}, M}^{N_S}(\eta, t) = \left\{ \sum_{l=0}^{N_S} \operatorname{Sp}_{l,j}^\Phi(\eta) (t - t_j)^l, \quad t_j \leq t \leq t_{j+1} \right\}, \quad (2.4)$$

$$g(\eta, t) \simeq g_{\{t_j\}, M}^{\tilde{N}_S}(\eta, t) = \left\{ \sum_{l=0}^{\tilde{N}_S} \operatorname{Sp}_{l,j}^g(\eta) (t - t_j)^l, \quad t_j \leq t \leq t_{j+1} \right\}, \quad j=1, 2, \dots, M-1.$$

В отличие от (2.2) в разложении (2.3) выбор типа СВК (значение N_S) зависит лишь от заданной точности расчетов и позволяет легко проводить численный анализ интеграла (2.1) при задании функций Φ и g на дискретном множестве. В сравнении же с известными в литературе результатами, полученными при расчете БОИ типа (2.1) на основе линейной и квадратичной аппроксимации подынтегральных функций, сплайн-аппроксимация дает существенный выигрыш по времени.

Несколько замечаний о структуре численного алгоритма, использованного при получении рассматриваемых далее результатов. Пусть диаграмма $D(\alpha, \beta_0)$ в (1.14) или (1.15) ограничивает излучение в диапазоне углов $[\alpha_A, \alpha_B]$. Зададим на этом интервале сетку из M точек: $\alpha_1 = \alpha_0 < \alpha_2 < \dots < \alpha_{M-1} < \alpha_M = \alpha_B$. Для каждого значения углов выхода $(\alpha_i, \beta_0(\alpha_i))$ выполним интегрирование системы (1.5), (1.6) и определим пересечение каждой из лучевых траекторий с линией $y=y_0$, $z=z_0$ (см. рис. 1). В точке пересечения вычисляются следующие величины: x , p_x , действительная часть фазы $-S'$ (см. (1.11)), а также «энергетические» параметры: интегральное поглощение вдоль лучевой траектории S'' и якобиан J (1.9), которые вместе с (1.12) и (1.13) задают амплитуду интегранты в (1.10), (1.14) или (1.15), т. е. функцию g

для (2.1). Дальнейшие действия алгоритма — вычисление интеграла (2.1) по формулам (2.3), (2.4). Единственная трудность, которая может возникнуть при использовании этих формул в практических расчетах, связана с тем, что на каком-либо из интервалов Δ_j коэффициент $Sp_{N_{S,j}}^\Phi$ может оказаться исчезающе малым. Для определения вклада такого интервала можно либо воспользоваться аппроксимацией на нем функции Φ сплайном другой степени, либо оценить его с помощью стандартных методов численного интегрирования.

В случае, когда не удается построить единую систему канонических переменных (для которых $\tilde{J} \neq 0$) для всего диапазона углов $\alpha_N \leq \alpha \leq \alpha_B$, необходимо исходную диаграмму излучения разбить на составляющие части — поддиаграммы — и выполнить вычисления для каждой из них. Искомое поле будет суммой этих полей с учетом взаимных фаз. Данный прием представляет собой численную реализацию канонического атласа в методе КОМ [1, 2]. Отметим также, что это преобразование позволяет сэкономить память ЭВМ при расчете поля в зонах сильной многолучевости, когда для восстановления функции \tilde{S} необходимо вычисление большого числа лучей (значение M очень велико).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ РАСЧЕТА ВОЛНОВОГО ПОЛЯ В ОБЛАСТЯХ ФОКУСИРОВКИ

Представленные выше методы были использованы для численного решения задачи о структуре поля коротких радиоволн в земной ионосфере. В расчетах использовался следующий профиль показателя преломления:

$$n^2(H) = 1 - \sum_{i=1}^4 \left(\frac{f_i}{f} \right)^2 \exp \left\{ \gamma_i \left[1 - \left(\frac{H - H_i}{\Delta H_i} \right) - \exp \left(- \left(\frac{H - H_i}{\Delta H_i} \right) \right) \right] \right\}, \quad (3.1)$$

где индексы $i = 1, 2, 3, 4$ соответствуют слоям D, E, F_1 и F_2 ; f_i — критические частоты слоев в МГц: $\gamma_i = 0,5; 0,5; 0,5; 1$; $H_i = 90; 110; 180; 300$ — высоты максимумов в км, $\Delta H_{1,2,3} = 1; 10; 34$;

$$\Delta H_4 = \begin{cases} 40 + 0,2H & \text{при } H \leq H_4 \\ 40 + 0,2H_4 & \text{при } H \geq H_4 \end{cases}$$

— «полутолщины» слоев в км; H — высота в км. Структура областей фокусировки существенным образом зависит от сложности используемой модели высотного профиля ионосферы. Определенный интерес представляет ее частотная зависимость, а также ответ на вопрос, насколько каждая из каустических структур будет устойчива к изменению параметров ионосферы и частоты сигнала. Результаты расчетов частотной зависимости структуры каустик для «однослойной» модели ионосферы (3.1) с $f_1 = f_2 = f_3 = 0$ и $f_4 = 10$ МГц представлены на рис. 2. Видно, что в данных условиях образуются каустические особенности типа «острие» — A_3 ($f > f_4$) и «простая каустика» — A_2 ($f < f_4$). В рассматриваемом примере при вариации частоты структура каустик практически не меняется. При приближении рабочей частоты к максимально применимой геометрической структуре каустики первого скачка, удаляясь от источника, опять перестраивается из «острия» в «простую каустику» за счет экранирования части лучей диаграммой направленности (см. рис. 2 для $f = 34$ МГц). Результаты расчетов каустик для «двухслойной» модели ионосферы с $f_3 = 6$ МГц, $f_4 = 10$ МГц представлены на рис. 3. В этом случае образуются более сложные каустические структуры, а именно: особенности типа «ласточкин хвост» (A_4) при $8,1 < f < 10,2$ и «бабочка» (A_5) при $f > 10,2$. Однако, как и в предыдущем случае, каждая из структур не меняет своего типа в довольно широком диапазоне

частот. В реальной ионосфере возможно образование и более сложных устойчивых каустических структур.

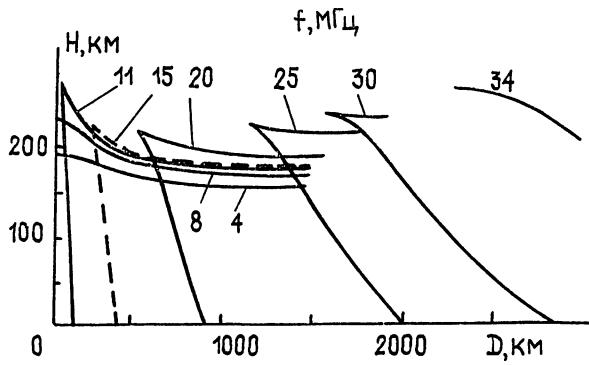


Рис. 2.

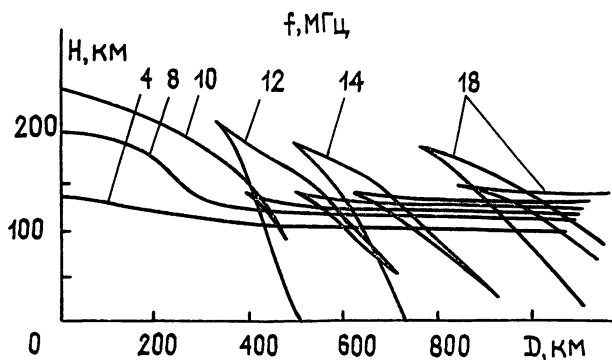


Рис. 3.

Для анализа поля в области сложных каустик использовалась модель (3.1) со следующими значениями критических частот слоев: $f_1 = 0,3$, $f_2 = 3,6$, $f_3 = 6$, $f_4 = 10$. Для вычисления коэффициента затухания S'' брался модельный профиль эффективной частоты соударений $v_{\text{эфф}} = 2 \cdot 10^5 \exp[-0,14(H-100)]$. Диаграмма направленности наземного источника, работающего на частоте $f = 10$ МГц, в вертикальной плоскости задавалась формулой

$$D(\alpha) = \begin{cases} 0 & \text{при } \alpha < \alpha_N = 23^\circ \text{ и при } \alpha > \alpha_B = 40^\circ \\ \sin \beta / \beta & \text{при } \alpha_N \leq \alpha \leq \alpha_B, \quad \beta = \frac{2\pi[\alpha - 0,5(\alpha_N + \alpha_B)]}{(\alpha_B - \alpha_N)} \end{cases}. \quad (3.2)$$

Структура каустик на данной частоте в декартовых координатах изображена на рис. 4а. Видно, что в данных условиях образуется особенность типа «ласточкин хвост». Результаты расчетов амплитуды поля, нормированной на поле источника на расстоянии 1 км: $G = |U/U_0|$, $|U_0| = 10^3 D(\alpha)$, приводятся на рисунках 4б—4д. Сплошной линией показаны значения, вычисленные по формуле (1.15), пунктиром — геометрооптическое приближение (ГО). Стрелками с индексом «К» указаны положения каустических точек в данном сечении. Интересным элементом графиков являются прикаустические зоны, где ГО решение существенно отличается от решения КОМ. Ширина этих зон составляет 1—2 км и варьируется в зависимости от расстояния между отдельными каустическими ветвями. Основной причиной несоответствия ГО решения и решения (1.15) помимо расходности ГО в области каустик является неучет экспоненциально спадающего поля за каустикой. Именно в области интерференции экспоненциально спадающего поля и поля отдель-

ных лучей наблюдаются значительные отличия в структуре получаемого решения (см., например, области «высот» $\sim 105,8$ и 108 км, рис. 4г). В областях, удаленных от каустик, разность между решениями не пре- восходит 1%. Время расчета поля в каждом сечении составляет ~ 10 с для метода КОМ и ~ 3 с для метода ГО на ЭВМ БЭСМ-6 (для построения графиков поле определялось в 201 точке).

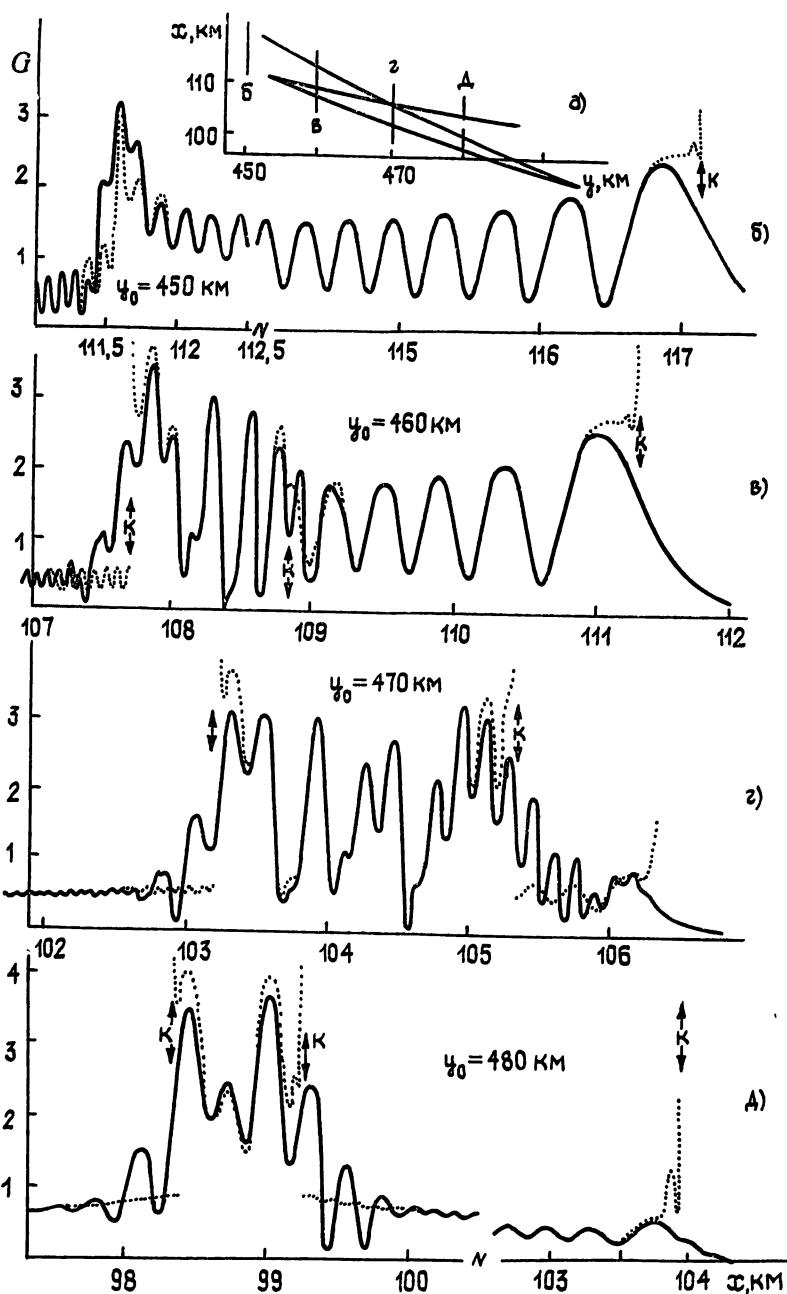


Рис. 4.

Аналогичные данные приведены на рис. 5 для особенности «бабочка» — A_5 (геометрия особенности и положение исследуемых «сечений» представлены на рис. 5а). Расчеты выполнены для $f=16$ МГц при па-раметрах диаграммы (3.2): $\alpha_N=11,5^\circ$, $\alpha_B=41,5^\circ$. Интересно отметить, что расхождения решений КОМ и ГО имеют место уже при дальности

$y_0 = 665$ км, т. е. при «подходе» к первому каустическому острюю, где ГО решение формально еще работает (см. рис. 5б). Аналогично предыдущему примеру структура поля зависит от числа каустических точек на сечении и расстояния между ними. Однако общая дифракционная картина по сравнению с особенностью A_4 здесь имеет более мелкие осцилляции, что связано с увеличением углов схождения интерферирующих лучей, образующих особенность. Поскольку рассматриваемый алгоритм расчета зависит от ширины диаграммы, время расчета поля здесь увеличилось до ~ 40 с.

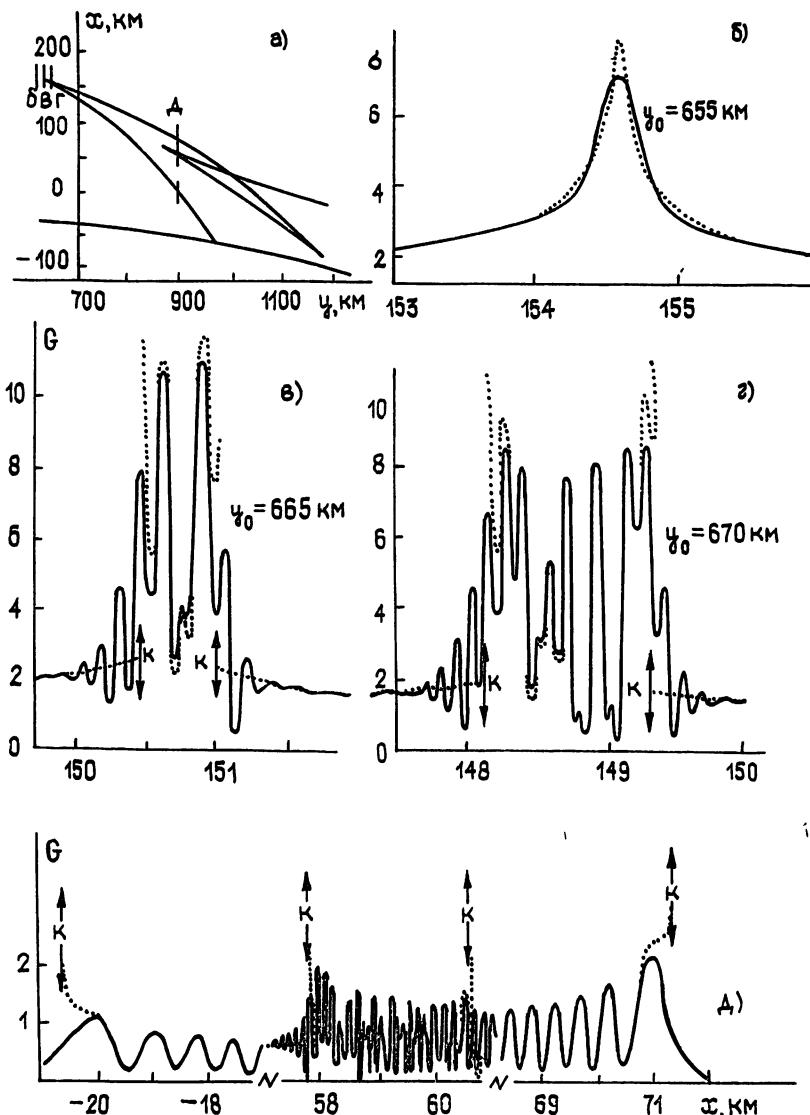


Рис. 5.

Результаты проведенных численных исследований показали, что разработанный на основе метода КОМ алгоритм решения задачи позволяет определить поле в любой точке неоднородной коротковолновой трассы вне зависимости от наличия или отсутствия в этой области зон фокусировки. Такой метод численного определения поля не требует предварительного анализа типа каустической структуры и не ограничивает сложности используемых моделей неоднородной среды, поскольку функции, входящие в расчетные формулы, определяются численно. Без каких-либо принципиальных изменений он может быть использо-

ван в решении аналогичных задач акустики, оптики, квантовой механики.

ЛИТЕРАТУРА

1. Маслов В. П. Теория возмущений и асимптотические методы. — М.: Гос. ун-т, 1965.
2. Маслов В. П., Федорюк М. В. Квазиклассическое приближение для уравнений квантовой механики. — М.: Наука, 1976.
3. Лукин Д. С., Палкин Е. А. Численный канонический метод в задачах дифракции и распространения электромагнитных волн в неоднородных средах. — М.: МФТИ, 1982.
4. Крюковский А. С., Лукин Д. С., Палкин Е. А. Препринт ИПЭ АН СССР № 41 (413). М., 1984.
5. Попов М. М. // Записки научных семинаров ЛОМИ АН СССР. — Л.: ЛОМИ АН СССР, 1981. Т. 104. С. 1473
6. Орлов Ю. И. // Труды МЭИ, 1972. Вып. 119. С. 82.
7. Арнольд В. И., Варченко А. Н., Гусейн-Заде С. М. Особенности дифференцируемых отображений. — М.: Наука, 1982 Ч. 1.
8. Кгуковский А. С., Lukin D. S., Palkin E. A. // Sov. J. Num. Analysis Math. Modelling, VNU Science Press BV, 1987, V. 2 № 4 Р 279
9. Ипатов Е. Б., Лукин Д. С., Палкин Е. А. // ЖВМиМФ. 1985. Т. 25. № 2 С. 224.
10. Ипатов Е. Б., Лукин Д. С., Палкин Е. А. В кн. Дифракция и распространение электромагнитных волн. — М.: МФТИ, 1984. С. 54.
11. Лукин Д. С., Ипатов Е. Б., Палкин Е. А. В кн. Вопросы дифракции электромагнитных волн. — М.: МФТИ, 1982. С. 21.

Московский физико-технический
институт

Поступила в редакцию
19 декабря 1988 г.

THE NUMERICAL REALIZATION OF CANONICAL MASLOV'S OPERATOR METHOD IN PROBLEMS OF HF-WAVE PROPAGATION IN THE EARTH'S IONOSPHERE

E. B. Ipatov, D. S. Lukin, E. A. Palkin

The numerical modelling algorithm for wave propagation in smoothly inhomogeneous media in the case of the appearance of stable focusing regions is developed in the paper. On the basis of canonical Maslov's operator method the numerical solution is constructed which is valid for the field calculation in the regions of complex caustics and the caustic shadow, and so in the regions where the ray-approximation can be applied. This solution includes the integrals of rapidly oscillating functions in which the oscillating core and the amplitude function are constructed by means of the data spline approximation procedure for the bicharacteristic system of common differential equation numerical integration. The field diffraction structure simulation is performed for the case of the appearance of «swallow-tail» and «butterfly»-type caustic singularities in HF-wave propagation in the Earth's ionosphere.

УДК 533.951.2

КОНУСНАЯ НЕУСТОЙЧИВОСТЬ ПЛАЗМЕННЫХ ВОЛН НА ЦИКЛОТРОННОМ РЕЗОНАНСЕ

В. Г. Леденев

Рассмотрен стационарный режим конусной неустойчивости плазменных (лэнгмюровских) волн на одной из циклотронных гармоник. Показано, что возбуждается сплошной спектр волн (степенной в области больших k), если затухание обусловлено кулоновскими столкновениями, и «струйный» спектр, если волны перекачиваются в область затухания при нелинейном рассеянии на ионах.

Квазилинейная задача о стационарном режиме конусной неустойчивости плазменных волн рассматривалась в работах [1–3]. Во всех этих работах предполагалось выполненным условие $\omega \gg \omega_{He}$, где ω — частота возбуждаемых волн, ω_{He} — электронная циклотронная частота, т. е. поле предполагалось достаточно слабым. В работах [1, 2] стационар обеспечивался дрейфом частиц поперек магнитной ловушки, в работе [3] — диффузией по питч-углам за счет возбуждения волн с малой, но конечной продольной по отношению к магнитному полю компонентой волнового вектора. В данной работе мы рассмотрим ситуацию, когда имеет место резонанс на одной из первых циклотронных гармоник. Такая ситуация может реализоваться в магнитных ловушках (арках) в атмосфере Солнца, а также в лабораторном эксперименте.

Рассмотрим однородную магнитную ловушку, т. е. такую ловушку, в которой магнитное поле и плотность плазмы однородны на большей части ее длины. Предположим, что постоянно действующий источник поставляет в ловушку, заполненную основной плазмой, энергичные электроны. Предположим также, что в результате развития конусной неустойчивости в ловушке возбуждаются плазменные волны с волновым вектором, направленным почти поперек поля, т. е. выполняется условие $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$, где k_{\parallel} , k_{\perp} — продольная и поперечная компоненты волнового вектора соответственно. Рассмотрим случай, когда выполняется условие $|k_{\parallel} v_{\parallel}| \ll \omega_{He}$. Это значит, что возбуждаются волны только на одной циклотронной гармонике, а именно на той, для которой выполняется резонансное условие $\omega - s\omega_{He} - k_{\parallel} v_{\parallel} = 0$, где v_{\parallel} — продольная по отношению к магнитному полю компонента скорости энергичных электронов, s — номер циклотронной гармоники. Тогда уравнение, описывающее взаимодействие плазменных волн и энергичных электронов, имеет вид [4]

$$\pi \frac{e^2}{m^2} \int d^3 k \frac{1}{v_{\perp}} \hat{R} \left(v_{\perp} E_k^2 \frac{s^2}{|\lambda|^2} J_s^2(\lambda) \hat{R} f \right) \delta(\omega - s\omega_{He} - k_{\parallel} v_{\parallel}) = -I, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, m — масса электрона, v_{\perp} — поперечная компонента скорости электронов, $R = (1 - k_{\parallel} v_{\parallel}/\omega) \partial/\partial v_{\perp} + (k_{\parallel} v_{\perp}/\omega) \partial/\partial v_{\parallel}$, $E_k^2/4\pi$ — спектральная плотность плазменных волн, $\lambda = k_{\perp} v_{\perp}/\omega_{He}$. $J_s(\lambda)$ — функция Бесселя, f — функция распределения энергичных электронов, I — функция источника энергичных электронов. Уравнение (1), описывающее взаимодействие продольных волн и энергичных электро-

нов, удобно записать в переменных v_{\parallel} , $w = v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2 - 2 \int \frac{\omega}{k_{\parallel}} dv_{\parallel}$ [4]:

$$\frac{\pi e^2}{m^2} \int k_{\perp} dk_{\perp} \frac{k_{\parallel}}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} \frac{k_{\parallel}}{|v_{\parallel} - v_g|} \frac{(s\omega_{He})^2}{k_{\perp}^2} J_s^2(\lambda) E_k^2 \frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} = -I. \quad (2)$$

Отсюда видно, что при взаимодействии с волнами частицы диффундируют вдоль линий постоянного w . В дальнейшем будем предполагать, что $v_{\parallel} \gg v_g$. Если основная плазма предполагается холодной, то, принимая во внимание условие $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$, можно считать частоту постоянной, т. е. $\omega = \sqrt{\omega_{pe}^2 + \omega_{He}^2}$, и значение k_{\parallel} для резонансных волн определяется однозначно соотношением $k_{\parallel} = (\omega - s\omega_{He})/v_{\parallel}$. В этом случае $w = v_{\perp}^2 - \frac{s\omega_{He}}{\omega - s\omega_{He}} v_{\parallel}^2$. Предположим сначала, что частота возбуждаемых волн ниже частоты соответствующей циклотронной гармоники, т. е. $\omega > 0$. Отсюда, очевидно, $k_{\parallel} v_{\parallel} < 0$, т. е. раскачиваются волны, продольная компонента волнового вектора которых направлена на встречу возбуждающим их частицам. Качественный вид линий диффузии частиц ($\omega = \text{const}$) показан на рис. 1.

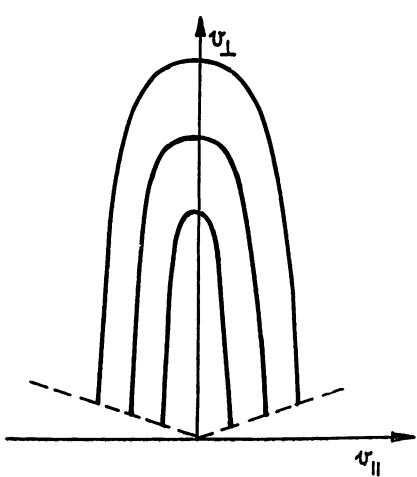


Рис. 1.

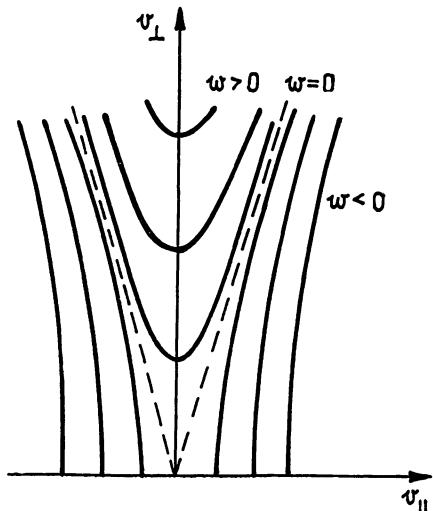


Рис. 2.

Рис. 1. Линии диффузии энергичных электронов при $\omega < s\omega_{He}$. Пунктирные линии — границы конуса потерь.

Рис. 2. Линии диффузии энергичных электронов при $\omega > s\omega_{He}$.

Рассмотрим случай $\omega_{He} \ll k_{\perp} v_{\perp}$. Это условие должно выполняться одновременно с условием $\omega_{He} \gg |k_{\parallel} v_{\parallel}|$, что вполне реально, поскольку рассматривается возбуждение волн с $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$. Тогда $J_s(\lambda) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi\lambda}} \cos\left(\lambda - s\frac{\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right)$. При $\lambda \gg 1$ вкладом в интеграл по k_{\perp} в уравнении (2) от осциллирующей части можно пренебречь и для холодной основной плазмы уравнение (2) принимает вид

$$\frac{2e^2}{m^2} \int k_{\perp} dk_{\perp} \frac{k_{\parallel}}{\omega^2} \frac{\partial}{\partial v_{\parallel}} \frac{k_{\parallel}}{|v_{\parallel}|} \frac{(s\omega_{He})^2 \omega_{He}}{k_{\perp}^3 v_{\perp}} E_k^2 \frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} = -I. \quad (3)$$

Инкремент нарастания s -й циклотронной гармоники равен [4]

$$\gamma_s = -\frac{\pi(\omega^2 - \omega_{He}^2)^2}{4\omega n k^2} \int J_s^2(\lambda) \frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} dw. \quad (4)$$

Если выполняется условие $\omega_{He} \ll k_{\perp} v_{\perp}$ и $k_{\parallel} \ll k_{\perp}$, выражение (4) можно записать в виде

$$\gamma_s \approx -\frac{(\omega^2 - \omega_{He}^2)^2 \omega_{He}}{2\omega n k_{\perp}^3} \int_{w^*}^{\infty} \frac{1}{v_{\perp}} \frac{\partial f}{\partial v_{\parallel}} dv_{\parallel}, \quad (5)$$

где $w^* = \frac{\omega^2}{k_{\perp}^2} - \frac{s\omega_{He}}{\omega - s\omega_{He}} v_{\parallel}^2$ при $v_{\parallel}^2 \leq \frac{\omega^2}{k_{\perp}^2} (\sigma - 1)$ и $w^* = v_{\parallel}^2 \left(\frac{1}{\sigma - 1} - \frac{s\omega_{He}}{\omega - s\omega_{He}} \right)$ при $v_{\parallel}^2 > \frac{\omega^2}{k_{\perp}^2} (\sigma - 1)$, σ — пробочное отношение. Подставляя в (5) выражение для $\partial f / \partial v_{\parallel}$, полученное из (3) в предположении $\partial f / \partial v_{\parallel}|_{v_{\parallel}=0} = 0$, имеем для квазилинейного инкремента нарастания плазменных волн

$$\gamma_s = \frac{2\pi m \omega (\omega^2 - \omega_{He}^2)^2 v_{\parallel}^2}{\omega_{pe}^2 (\omega - s\omega_{He})^2 (s\omega_{He})^2 k_{\perp}^3 \int (E_k^2 / k_{\perp}^2) dk_{\perp}} \int_{w^*}^{\infty} \int_0^{\infty} I v_{\parallel} dv_{\parallel} dw. \quad (6)$$

Если затухание волн обусловлено кулоновскими столкновениями, то в стационаре должно выполняться равенство

$$\gamma_s = v, \quad (7)$$

где v — частота кулоновских столкновений.

Если нижний предел интегрирования в (6) не зависит от k_{\perp} (например при достаточно малом тепловом разбросе источника), то из (6) и (7) следует

$$E_k^2 = \frac{6\pi m \omega (\omega^2 - \omega_{He}^2)^2}{\omega_{pe}^2 (s\omega_{He})^2 k_{\perp}^2 k_{\parallel}^2 v} \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} I v_{\parallel} dv_{\parallel} dw. \quad (8)$$

Этот спектр формируется в области, где $k_{\perp} \gg \omega/v_{\perp 0}$. Здесь $v_{\perp 0}$ — характерная поперечная скорость энергичных электронов. В области, где $k_{\perp} \sim \omega/v_{\perp 0}$, спектр по k_{\perp} существенно зависит от вида функции источника и убывает с уменьшением k_{\perp} за счет роста нижнего предела интегрирования в (6), что физически обусловлено уменьшением числа резонансных частиц и ростом вклада в инкремент участка функции распределения, где $\partial f / \partial v_{\perp} < 0$. Если большая часть энергии плазменных волн сосредоточена в области $k_{\perp} \gg \omega/v_{\perp 0}$, то, интегрируя (3) с помощью (8), получаем выражение для функции распределения энергичных электронов в ловушке:

$$f = \frac{n\omega k_{\perp 0}^3}{\omega_{He} (\omega^2 - \omega_{He}^2)^2} \int_{v_{\parallel}^*}^{v_{\parallel}} v_{\perp} dv_{\parallel} \frac{\int I v_{\parallel} dv_{\parallel}}{\iint I v_{\parallel} dv_{\parallel} dw}, \quad (9)$$

где

$$v_{\parallel}^* = w / \left(\frac{1}{\sigma - 1} - \frac{s\omega_{He}}{\omega - s\omega_{He}} \right), \quad v_{\perp}^2 = w + \frac{s\omega_{He}}{\omega - s\omega_{He}} v_{\parallel}^2,$$

$k_{\perp 0}$ — характерное значение поперечной компоненты волнового числа, которое тем больше, чем больше тепловой разброс источника. Если функцию источника можно представить в виде $I = I_1(v_{\parallel}) I_2(w)$, то функция распределения энергичных электронов в ловушке будет иметь вид

$$f = \frac{n\omega k_{\perp 0}^3}{(\omega^2 - \omega_{He}^2)^2 \omega_{He}} \sqrt{\frac{s\omega_{He}}{s\omega_{He} - \omega}} \left\{ v_{\parallel}^* \sqrt{\frac{s\omega_{He} - \omega}{s\omega_{He}}} w - v_{\parallel}^* \right\} -$$

$$-v_{\parallel} \sqrt{\frac{s\omega_{He}-\omega}{s\omega_{He}}} w - v_{\parallel}^2 + \frac{s\omega_{He}-\omega}{s\omega_{He}} w \left[\arcsin \left(v_{\parallel}^* / \sqrt{\frac{s\omega_{He}-\omega}{s\omega_{He}} w} \right) - \arcsin \left(v_{\parallel} / \sqrt{\frac{s\omega_{He}-\omega}{s\omega_{He}} w} \right) \right] \} I_2.$$

Для оценки плотности энергии плазменных волн можно взять функцию источника в виде $I = 2Cv_0\delta(v_{\parallel}^2 - v_0^2)\delta(w - \omega_0)$, где C — константа, определяющая мощность источника, т. е. число энергичных электронов, поставляемых источником в единицу объема в единицу времени. Тогда получим, полагая $k_{\parallel} \sim (\omega - s\omega_{He})/v_0$,

$$E^2 \sim \frac{6\pi C t \omega (\omega^2 - \omega_{He}^2)^2 v_0^2}{\omega_{pe}^2 (s\omega_{He})^2 (\omega - s\omega_{He})^4}.$$

Как видно из формулы (9), концентрация частиц, устанавливавшаяся в ловушке, не зависит от мощности источника и равна по порядку величины

$$n_s \sim \frac{k_{\perp 0}^3 v_0^3}{\omega^3 \omega_{He}} n.$$

А поскольку $k_{\perp 0}$ меняется в пределах $\omega/v_{\perp 0} < k_{\perp 0} < \omega/v_{Te}$ (где v_{Te} — тепловая скорость электронов основной плазмы) в зависимости от теплового разброса источника, то в таких же пределах меняется и концентрация энергичных электронов в ловушке, если остальные параметры заданы.

Следует сказать несколько слов о режиме неустойчивости, когда частота возбуждаемых волн выше частоты соответствующей циклотронной гармоники. Диффузия частиц в этом случае, согласно уравнению (2), происходит вдоль линий $w = \text{const}$, качественный вид которых показан на рис. 2. Из рисунка видно, что стационарный режим здесь, вообще говоря, не реализуется, так как линии диффузии асимптотически стремятся к прямым, исходящим из начала координат, т. е. частицы могут неограниченно увеличивать свою энергию, не пересекая границ конуса потерь. Для реализации стационарного необходимо введение дополнительных условий, например наличие низкочастотных электромагнитных волн — вистлеров [5]. При взаимодействии с вистлерами частицы диффундируют главным образом по питч-углам и высыпаются в конус потерь [6]. Кроме того, как видно из рис. 2, частицы, удовлетворяющие условию $v_{\parallel}^2/v_{\perp}^2 < (\omega - s\omega_{He})/s\omega_{He}$, не могут попасть в конус потерь даже при уменьшении своей энергии. Следовательно, эти частицы могут эффективно удерживаться в ловушке, увеличивая свою поперечную энергию до тех пор, пока не вступят в действие другие механизмы, например диффузия на вистлерах.

Если источник энергичных электронов достаточно мощный, то в ловушке может реализоваться еще одна разновидность стационарного режима конусной неустойчивости. В этом случае процесс нелинейного рассеяния волн на ионах преобладает над кулоновскими столкновениями и устанавливается спектр колебаний, определяющийся равенством квазилинейного инкремента и декремента за счет нелинейного рассеяния в область спектра, где колебания затухают. В результате формируется так называемый «струйный» спектр ленгмюровской турбулентности [7].

Нелинейный декремент затухания в цилиндрической системе координат можно записать в виде ($k_{\parallel}^2 \ll k_{\perp}^2$)

$$\gamma_N = -A \frac{k_{\perp}}{\sqrt{k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2 - k_{\perp}^2}} \frac{d}{dk_{\parallel}} \int \frac{k_{\perp}^2}{k_{\parallel}} n_k dk_{\perp}, \quad (10)$$

где $A = 2\pi^2 \omega_{pe}^4 / 9Mn^2 v_{Te}^4$, M — масса иона, $n_k = w_k(2\pi)^3/\omega$ — число волн в единице фазового объема. Магнитным полем здесь пренебрегается, т. е. считается выполненным условие $\omega_{pe}^2 \ll \omega_{He}^2$, которое реализуется для гармоник выше второй. Кроме того, поскольку частота волны при нелинейном рассеянии предполагается неизменной, должно выполняться условие $\omega_{pe}^2 \gg k^2 v_{Te}^2$. Формирование «струйного» спектра в нашем случае означает однозначную связь между компонентами волнового вектора, т. е. $n_k = n_{k\parallel} \delta(k_\perp^2 - f^2(k_\parallel))$, где $n_{k\parallel} = w_{k\parallel}(2\pi)^3/\omega$, $w_{k\parallel} = E_{k\parallel}^2/4\pi$, $f(k_\parallel)$ — некоторая функция k_\parallel , k'_\perp — поперечное волновое число рассеянной волны. Плотность энергии волн $w = \int w_{k\parallel} dk_\parallel$. В этом случае из (10) имеем

$$\gamma_N = -\frac{A}{2} \frac{k_\perp}{\sqrt{k_\perp^2 + k_\parallel^2 - k'^2_\perp}} \frac{d}{dk_\parallel} \frac{f(k_\parallel)}{k_\parallel} n_{k\parallel}. \quad (11)$$

Сравнивая (6) и (11), получаем следующее уравнение:

$$\frac{B}{k_\parallel^3} \int_{w^*}^{\infty} \int_0^\infty I \sigma_{k\parallel} dv_\parallel dw + \frac{A}{2} \frac{F(k_\parallel)}{\sqrt{k_\perp^2 + k_\parallel^2 - k'^2_\perp}} \frac{d}{dk_\parallel} F(k_\parallel) = 0, \quad (12)$$

где $B = 2\pi^3 m(\omega^2 - \omega_{He}^2)^2 / \omega_{pe}^2 (\omega \omega_{He})^3$, $F(k_\parallel) = f(k_\parallel) n_{k\parallel} / k_\parallel$.

Рассмотрим случаи $k_\parallel^2 \gg k_\perp^2 - k'^2_\perp$ или $k_\parallel^2 / k_\perp^2 \gg \Delta k_\perp / k_\perp \sim \sim v_{Ti}/v_{Te}$. Эта ситуация особенно легко реализуется в неизотермической плазме. Тогда имеем

$$F(k_\parallel) = \left(\frac{4B}{A} \int \int \int I v_\parallel dv_\parallel dw \frac{dk_\parallel}{k_\parallel^2} + C_1 \right)^{1/2}, \quad (13)$$

где C_1 — постоянная интегрирования. Форма спектра возбуждаемых волн определяется максимальным значением нелинейного декремента, поскольку квазилинейный инкремент предполагается не зависящим от $k_\perp = f(k_\parallel)$. Полагая $d\gamma_N/dk_\parallel = 0$, приходим к уравнению

$$\frac{d}{dk_\parallel} \frac{k_\perp}{k_\parallel} \frac{d}{dk_\parallel} \left(\int \int \int I v_\parallel dv_\parallel dw \frac{dk_\parallel}{k_\parallel^2} + C_2 \right)^{1/2} = 0, \quad (14)$$

где $C_2 = AC_1/4B$.

Пусть функция источника $I = 2Cv_0 \delta(v_\parallel^2 - v_0^2) \delta(w - w_0)$. Из (14) получаем следующее линейное дифференциальное уравнение первого порядка:

$$f'(k_\parallel) - P(k_\parallel) f(k_\parallel) = 0, \quad (15)$$

где

$$P(k_\parallel) = \frac{1}{2k_\parallel [(k_\parallel/k_\parallel^*) - 1]} + \frac{3}{k_\parallel}, \quad k_\parallel^* < k_\parallel < k_{\parallel 0} = (\omega - s\omega_{He})/v_0,$$

k_\parallel^* — граничное значение продольной компоненты волнового вектора. В области $k_\parallel < k_\parallel^*$ плазменные волны не раскачиваются ($\gamma_s = 0$), а те волны, которые перекачиваются в эту область при нелинейном рассеянии, затухают, например, на кулоновских столкновениях. Решение уравнения (15) имеет вид

$$f(k_\parallel) = C_0 k_\parallel^3 \sqrt{\left| \frac{1}{k_\parallel} - \frac{1}{k_\parallel^*} \right|},$$

где C_0 — константа, $|k_\parallel^*| < |k_\parallel| \leqslant |\omega - s\omega_{He}|/v_0$. Спектр возбужда-

мых волн при данном источнике имеет вид

$$n_{k\parallel} = \frac{2VBCv_0}{VAC_0k_{\parallel}^2}. \quad (16)$$

Отсюда получаем оценку для электрического поля волн

$$E_{k\parallel}^2 = \frac{\omega n_{k\parallel}}{2\pi} = \frac{\omega VBCv_0}{\pi C_0 V A k_{\parallel}^2}. \quad (17)$$

Интегрируя (3) с помощью (16), получаем приближенное выражение для функции распределения энергичных электронов в ловушке:

$$f \approx$$

$$\approx \begin{cases} A_0 |B_0 - v_{\parallel}|^{5/2} v_{\perp} \delta(w - w_0) / v_{\parallel}^{10} \left[\frac{3}{2|v_{\parallel}|} + \frac{9|B_0 - v_{\parallel}|}{v_{\parallel}^2} - \frac{s\omega_{He}|B_0 - v_{\parallel}|}{(\omega - s\omega_{He})v_{\perp}^2} \right], & v_{\parallel} > v_0, \\ A_0 |B_0 - v_0|^{5/2} v_{\perp 0} \delta(w - w_0) / v_0^{10} \left[\frac{3}{2|v_0|} + \frac{9|B_0 - v_0|}{v_0^2} - \frac{s\omega_{He}|B_0 - v_0|}{(\omega - s\omega_{He})v_{\perp 0}^2} \right], & v_{\parallel} \leq v_0, \end{cases}$$

где

$$A_0 = 2\pi^{3/2} \sqrt{mn} \omega_{pe} \sqrt{Cv_0} C_0^{4/3} |\omega - s\omega_{He}|^{15/2} / 3\sqrt{M} v_{Te}^2 s\omega_{He}^2 (\omega^2 - \omega_{He}^2),$$

$$B_0 = \frac{\omega - s\omega_{He}}{k_{\parallel}^*}, \quad v_{\perp} = \sqrt{w + \frac{s\omega_{He}}{\omega - s\omega_{He}} v_{\parallel}^2}, \quad v_{\perp 0} = \sqrt{w + \frac{s\omega_{He}}{\omega - s\omega_{He}} v_0^2}.$$

Отсюда следует оценка концентраций энергичных электронов в ловушке:

$$n_s \sim \frac{\sqrt{mnC} \omega^3 \omega_{pe} v_0^5 v_{\perp 0}}{\sqrt{M} v_{Te}^6 |\omega - s\omega_{He}|^{15/2} s\omega_{He}^2}.$$

Величину C_0 можно оценить из тех соображений, что максимальному значению $k_{\parallel 0} = (\omega - s\omega_{He})/v_0$ соответствует $k_{\perp \max} \sim \omega/v_{Te}$. Отсюда

$$C_0 \sim \omega/v_{Te} |k_{\parallel 0}^3| \sqrt{|(1/k_{\parallel 0}) - (1/k_{\parallel}^*)|}, \quad k_{\parallel}^* \sim \frac{\omega - s\omega_{He}}{\sqrt{w_0}} \left(\frac{1}{\sigma - 1} - \frac{s\omega_{He}}{\omega - s\omega_{He}} \right)^{1/2}.$$

Как видно из формул (8) и (17), спектральная плотность энергии ленгмюровских волн при затухании на кулоновских столкновениях пропорциональна мощности источника, в то время как при затухании за счет нелинейного рассеяния она пропорциональна корню из мощности источника. Стационарный режим устанавливается за счет того механизма затухания, который обеспечивает более низкий уровень энергии плазменных волн при заданной мощности источника. Следовательно, при достаточно слабом источнике, как и следовало ожидать, преобладает затухание на столкновениях, а при достаточно мощном источнике — затухание при нелинейном рассеянии.

Как уже говорилось выше, в стационарном конусной неустойчивости в ловушке с однородным магнитным полем могут реализоваться два режима: первый, когда $\omega < s\omega_{He}$ и диффузия частиц происходит в конус потерь (рис. 1), второй, когда $\omega > s\omega_{He}$ и диффузия происходит как в конус потерь, так и в сторону увеличения поперечной энергии частиц (рис. 2). Более того, во втором случае частицы, для которых выполняется условие $v_{\parallel}^2/v_{\perp}^2 < (\omega - s\omega_{He})/s\omega_{He}$, диффундируют только в сторону увеличения своей поперечной энергии. Если же поле в ловушке неоднородно (меняется по ее длине), то электроны, движущиеся вдоль ловушки, попадают то в область высыпания, то в область ускорения. Какой из этих процессов преобладает, зависит от конкретного распределения параметров вдоль ловушки. Исходя из этого можно предположить

жить, что в неоднородной ловушке могут реализоваться как режим быстрого высыпания энергичных электронов, так и режим длительного удержания и ускорения.

Таким образом, в зависимости от механизма затухания волн в ловушке могут генерироваться различные виды спектров ленгмюровской турбулентности: сплошной спектр при затухании на кулоновских столкновениях, «струйный» спектр за счет нелинейного рассеяния в область затухания. Следует отметить, что в ловушке со слабым магнитным полем ($\omega_{ne} \ll \omega_{pe}$) может генерироваться монохроматический спектр ленгмюровских волн, когда генерируются волны с фиксированным по модулю волновым числом [3].

ЛИТЕРАТУРА

1. Трахтенгерц В. Ю. // В сб.: Исследования по геомагнетизму, аэрономии и физике Солнца. — М.: Наука, 1972. Вып. 22. С. 60.
2. Чураев Р. С. // Физика плазмы. 1980. Т. 6. С. 164.
3. Леденев В. Г. // Изв. вузов. Радиофизика. 1984. Т. 27. № 7. С. 873.
4. Электродинамика плазмы / Под ред. А. И. Ахиезера. — М.: Наука, 1974.
5. Леденев В. Г. // Астрон. журн. 1982. Т. 59. С. 742.
6. Беспалов П. А., Трахтенгерц В. Ю. // В сб.: Вопросы теории плазмы. — М.: Атомиздат, 1980. Вып. 10. С. 88.
7. Брейзман Б. Н., Захаров В. Е., Мушер С. Л. // ЖЭТФ. 1973. Т. 64. С. 1297.

Сибирский институт земного магнетизма,
ионосферы и распространения радиоволн
СО АН СССР

Поступила в редакцию
28 июня 1988 г.

CYCLOTRON RESONANCE LOSS-CONE INSTABILITY OF PLASMA WAVES

V. G. Ledenev

A stationary regime of plasma (Langmuir) wave losscone instability on one of the cyclotron harmonics is considered. It is shown that a continuous spectrum of waves (a power spectrum in the region of large k) is excited if the damping is caused by Coulomb collisions and that a «stream» spectrum is excited if waves are pumped over into the damping region by nonlinear ions scattering.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Спитцер Л.-мл. Динамическая эволюция шаровых скоплений: Пер. с англ.—М.: Мир, 1990 (II кв.).—12 л.

В книге автора из США изложены современные знания о шаровых скоплениях, полученные на основе плодотворного синтеза астрофизики и звездной динамики. Книга не перегружена математикой, богата физическими идеями, снабжена хорошей библиографией. Цель книги — помочь читателю подойти к переднему краю звездной динамики и приступить к самостоятельным исследованиям. Может служить учебным пособием.

Для астрофизиков, аспирантов и студентов, а также вдумчивых любителей астрономии.

Хьюбел Д. Глаз, мозг, зрение: Пер. с англ.—М.: Мир, 1990. (IV кв.).—21 л.

В книге известного американского нейрофизиолога, лауреата Нобелевской премии, обобщены современные представления о том, как устроены нейронные структуры зрительной коры головного мозга и как они перерабатывают зрительную информацию. При высоком научном уровне изложения книга написана простым, ясным языком, прекрасно иллюстрирована. Она может служить учебным пособием по физиологии зрения и зрительного восприятия.

Для студентов биологических и медицинских вузов, нейрофизиологов, офтальмологов, психологов, специалистов по вычислительной технике и искусственно-му интеллекту.

УДК 621.396.96

АСИМПТОТИЧЕСКИ ОПТИМАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ СИГНАЛОВ НА ФОНЕ НЕГАУССОВЫХ ПОМЕХ С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТАТИСТИЧЕСКОЙ СВЯЗЬЮ

M. A. Островский, Ю. И. Пахомов, Ю. А. Дряхлов

Синтезирован алгоритм обнаружения слабого сигнала на фоне асимптотически сильной по сравнению с сигналом помехи с временной и пространственной статистической связью. Показано, что обнаружитель должен состоять из временного и пространственного обеляющих фильтров, нелинейного преобразователя и согласованного с сигналом фильтра.

Вопросам статистического синтеза радиолокационных систем, содержащих фазированные антенные решетки (ФАР), уделяется большое внимание в литературе [1–3]. Одной из существенных особенностей синтеза в условиях действия внешних помех является необходимость учета пространственной статистической связи помеховых колебаний в элементах решетки. Если закон распределения помехи совпадает с гауссовым, ее межэлементные связи характеризуются корреляционной матрицей, а оптимальный обнаружитель состоит из обеляющего фильтра, согласованных пространственного, внутри- и междупериодного фильтров, детектора и порогового устройства [3].

При негауссовых помеховых воздействиях, к числу которых можно отнести активные прицельно-шумовые, формируемые методом гетеродинирования шумов большой мощности с выхода низкочастотного генератора [4], различного рода модулированные помехи, хаотические импульсные и ответные помехи, пассивные помехи, образованные суммированием отражений от сравнительно небольшого числа распределенных в пространстве блестящих точек [5] и др., статистическое взаимодействие не исчерпывается корреляционными связями и описывается бесконечным числом кумулянтных функций [5].

В [6] для описания негауссовых помех с пространственной статистической связью используется представление отсчетов помехи в каждом из элементов ФАР в виде суперпозиции детерминированных функций со случайными и статистически независимыми комплексными множителями. Эта модель непосредственно вытекает из представления принимаемых сигналов в точке пространства $\mathbf{r}(x, y, z)$ в виде пуассонского поля

$$\eta(\mathbf{r}) = \sum_{i=1}^k A_i f(\mathbf{r} - \mathbf{r}_i).$$

В работе данная модель используется для определения статистических свойств негауссовых помех с пространственными статистическими связями и синтеза обнаружителей сигналов на их фоне.

МОДЕЛЬ ПОМЕХ С ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТАТИСТИЧЕСКОЙ СВЯЗЬЮ

Рассмотрим линейную эквидистантную решетку из $N+1$ идентичных излучателей, расположенных на расстоянии d друг от друга. Пусть на нее под углом θ падает волна длиной λ_0 , несущая узкополосную импульсную помеху $f(t)$. Если условия распространения энергии от источ-

ника помехи до i -го элемента идеальны, а падающая волна плоская, суммарное напряжение на выходе решетки имеет вид

$$\eta(t) = \sum_{i=-N/2}^{N/2} a_i f(t - i\Delta t) \approx V(t) \sum_{i=-N/2}^{N/2} a_i \exp\left(-j \frac{2\pi i d}{\lambda_0} \sin \theta\right), \quad (1)$$

где a_i — комплексный множитель амплитудно-фазового распределения поля в раскрыте решетки, $\Delta t = (d/c) \sin \theta$ — межэлементное временное запаздывание падающей волны, $V(t)$ — амплитуда напряжения помехи в отдельном вибраторе, c — скорость света, i — номер элемента решетки.

В более общем случае, при распространении волнового импульса в среде, содержащей l пространственных неоднородностей, помеха, принятая i -м вибратором, обычно представляется пуассоновским процессом [1], образованным суммой l элементарных импульсов, повторяющих по форме излученный и отличающихся от него наличием случайных амплитудного множителя ξ_α и задержки $\tau^{(\alpha)}$. При этом предположение о плоском фронте волны в общем случае несправедливо и суммарное напряжение в одном элементе дальности на выходе решетки имеет вид

$$\eta(t) = \sum_{i=-N/2}^{N/2} \sum_{\alpha=1}^l \xi_\alpha(i) a_i f(t - i\Delta t - \tau^{(\alpha)}), \quad (2)$$

где $\xi_\alpha(i)$ — амплитуда импульса рассеянного α -й неоднородностью и принятого i -м элементом решетки.

Свойства пуассоновских процессов вида (2) достаточно подробно изучены в [7], где в результате использования ряда предположений — о пуассоновском законе распределения числа l , статистической независимости амплитуд и задержек рассеянных импульсов и равномерности закона распределения $\tau^{(\alpha)}$ — получено выражение для многомерного смешанного момента процесса $\eta(t)$. Применительно к процессу (2) $N+1$ -мерный смешанный момент распределения межэлементных отсчетов помехи равен

$$m_{N+1}(t_0, \dots, t_N) = \lambda \langle \xi^{N+1} \rangle \sum_{i=-N/2}^{N/2} \prod_{r=-N/2}^{\infty} \prod_{r=-N/2}^{N/2} a(r-i) f(t_r - i\Delta t - \tau),$$

где λ — среднее число неоднородностей, содержащихся на интервале пути от источника помехи до антенны, в пределах диаграммы направленности. Это выражение отличается от известного выражения [7] наличием дополнительной суммы по индексу i , обусловленной пространственным характером обработки сигналов в многоэлементной антенной решетке. В частности, если $f(t)$ — простой сигнал длительности τ_u , частоты f_0 и амплитуды V , то последнее выражение при распространении на практике условии $\frac{\sin \pi f_0 \tau_u}{\pi f_0 \tau_u} = 1$ перепишется в окончательном виде:

$$m_{N+1}(0, 1, \dots, N) = \lambda (V \tau_u)^{N+1} \langle \xi^{N+1} \rangle \sum_{i=-N/2}^{N/2} \exp\left(-j \frac{2\pi i d}{\lambda_0} \sin \theta\right) \times \\ \times \prod_{r=-N/2}^{N/2} a(r-i). \quad (3)$$

Обратим внимание на то, что точно такое же выражение для смешанного момента имеют пространственные отсчеты процесса в v -м кольце дальности на выходе линейного пространственного КИХ-фильтра с импульсной характеристикой $a(v)$ при воздействии стационарного статистически независимого негауссова процесса $\xi(v)$:

$$\eta(i, v) = \exp\left(-j \frac{2\pi id}{\lambda_0} \sin \theta\right) \sum_{n=-\infty}^{\infty} \xi(n, v) a(i-n). \quad (4)$$

Выявленная аналогия при допущении о пуассоновском характере поля, действующего на решетку, позволяет интерпретировать процесс формирования статистически зависимых пространственных отсчетов помехи из негауссовых статистически независимых путем их линейной пространственной фильтрации.

Используя модель (4), найдем выражение для многомерной плотности вероятности помехи с пространственной статистической связью. Пусть процесс $\eta(i, v)$ характеризуется многомерным вектором η , имеющим размерность: k отсчетов по дальности, где k — база сигнала; m отсчетов по азимуту, где m — количество импульсов в сигнальном пакете, и $N+1$ пространственных отсчетов. При независимости дальностных и азимутальных помеховых отсчетов (активная шумовая помеха) многомерная плотность вероятности вектора имеет вид

$$W_{k \cdot m \cdot (N+1)} = \prod_{v=1}^k \prod_{\mu=1}^m W_{N+1} \left[\eta_{v\mu} \left(-\frac{N}{2} \right), \dots, \eta_{v\mu} \left(\frac{N}{2} \right) \right]. \quad (5)$$

В том случае, когда известно прямое преобразование вектора ξ в вектор η , которое при ограниченности импульсной характеристики формирующего фильтра и ограниченности исследуемого импульсного объема пространства характеризуется квадратной матрицей A , а также существует обратное векторное или интегральное преобразование

$$\xi(i, v) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi(i-n) \eta(n, v),$$

где

$$\Psi(i) = \frac{1}{2\pi j} \exp\left(-j \frac{2\pi id}{\lambda_0} \sin \theta\right) \int_{c-j\pi}^{c+j\pi} \frac{e^{qi}}{a(q)} dq$$

— импульсная переходная характеристика обратного (обеляющего) фильтра, плотность вероятности $W_{N+1} \left[\eta_{v\mu} \left(-\frac{N}{2} \right), \dots, \eta_{v\mu} \left(\frac{N}{2} \right) \right]$ может быть выражена через якобиан $|\partial\xi(i, v)/\partial\eta(n, v)|$ и соответствующую плотность статистически независимых компонент вектора ξ [8]:

$$W_{N+1} \left[\eta_{v\mu} \left(-\frac{N}{2} \right), \dots, \eta_{v\mu} \left(\frac{N}{2} \right) \right] = \left| \frac{\partial\xi(i, v)}{\partial\eta(n, v)} \right| \times \\ \times \prod_{l=-N/2}^{N/2} w_1 \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi(i-n) \eta_{v\mu}(n) \right].$$

Поскольку обеляющее преобразование $A^{-1}\eta$ линейно, члены якобиана $|\partial\xi/\partial\eta|$ представляют собой постоянные комплексные числа и потому с точностью до постоянного комплексного множителя справедливо окончательное соотношение для многомерной плотности помех с пространственной статистической связью

$$W_{k \cdot m \cdot (N+1)}(\eta) = \prod_{v=1}^k \prod_{\mu=1}^m \prod_{l=-N/2}^{N/2} w_1 \left[\sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi(i-n) \eta_{v\mu}(n) \right]. \quad (6)$$

Если наряду с пространственной у помехи имеется и временная статистическая связь (например, пассивная помеха), то выражение (4) приобретает несколько иной вид:

$$\eta(i, \mu, v) = \exp\left(-j \frac{2\pi id}{\lambda_0} \sin \theta\right) \sum_{\alpha_1=-\infty}^{\infty} \sum_{\alpha_2=-\infty}^{\infty} \xi(\alpha_1; \alpha_2; v) \times$$

(7)

$$\times \alpha(i - \alpha_1) g(\mu - \alpha_2),$$

где $g(\cdot)$ — медленно меняющаяся от периода к периоду повторения функция.

Используя методы двустороннего дискретного преобразования Лапласа, получим из (7) выражение для обратного преобразования процесса η в статистически независимый процесс ξ :

$$\xi(i, \mu, v) = \sum_{\alpha_1=-\infty}^{\infty} \sum_{\alpha_2=-\infty}^{\infty} \eta(\alpha_1; \alpha_2; v) \psi(i - \alpha_1) G(\mu - \alpha_2), \quad (8)$$

где

$$\psi(i) = \frac{1}{2\pi j} \exp\left(-j \frac{2\pi id}{\lambda_0} \sin \theta\right) \int_{c-j\pi}^{c+j\pi} \frac{e^{q i}}{a(q)} dq$$

— импульсная характеристика обеляющего пространственного фильтра (ПОФ),

$$G(\mu) = \frac{1}{2\pi j} \int_{c-j\pi}^{c+j\pi} \frac{e^{\eta \mu}}{g(q)} dq$$

— импульсная характеристика обеляющего междупериодного фильтра (ОФ).

Используя зависимость (8), получим выражение для многомерной плотности вероятности помехи с пространственно-временной статистической связью

$$\begin{aligned} W_{k \cdot m \cdot (N+1)}(\eta) &= \prod_{v=1}^k W_{m \cdot (N+1)}[\eta(i, \mu, v)] = \\ &= \prod_{v=1}^k \prod_{\mu=1}^m \prod_{i=-N/2}^{N/2} w_1 \left[\sum_{\alpha_1=-\infty}^{\infty} \sum_{\alpha_2=-\infty}^{\infty} \psi(i - \alpha_1) G(\mu - \alpha_2) \times \right. \\ &\quad \left. \times \eta(\alpha_1; \alpha_2; v) \right] \left| \frac{\partial \xi(i, \mu, v)}{\partial \eta(\alpha_1; \alpha_2; v)} \right|. \end{aligned}$$

Из (8) следует, что якобиан преобразования процесса η в ξ равен

$$\left| \frac{\partial \xi(i, \mu, v)}{\partial \eta(\alpha_1; \alpha_2; v)} \right| = \psi(i - \alpha_1) G(\mu - \alpha_2) \exp\left(-j \frac{2\pi id}{\lambda_0} \sin \theta\right)$$

и при $\alpha_2 > i$, $\alpha_2 > \mu$ все его члены обращаются в нуль (реакция фильтра не может возникнуть раньше, чем к нему приложено воздействие). Поэтому

$$\frac{\partial \xi}{\partial \eta} = \prod_{i=-N/2}^{N/2} \prod_{\mu=1}^m \frac{\partial \xi(i, \mu, v)}{\partial \eta(i, \mu, v)} = [\psi(0)]^{N+1} [G(0)]^m,$$

а многомерная плотность вероятности помехи с пространственно-временной статистической связью между отсчетами с точностью до постоянного множителя равна

$$\begin{aligned} W_{k \cdot m \cdot (N+1)}(\eta) &= \prod_{v=1}^k \prod_{i=-N/2}^{N/2} \prod_{\mu=1}^m w_1 \left[\sum_{\alpha_1=-\infty}^{\infty} \sum_{\alpha_2=-\infty}^{\infty} \psi(i - \alpha_1) \times \right. \\ &\quad \left. \times G(\mu - \alpha_2) \eta(\alpha_1; \alpha_2; v) \right]. \end{aligned} \quad (9)$$

ОБНАРУЖЕНИЕ СИГНАЛОВ В НЕГАУССОВЫХ АКТИВНЫХ ПОМЕХАХ

При наличии во входной смеси сигнальной компоненты S многомерная плотность вероятности образуется из (6) путем соответствующего смещения распределения под действием сигнала:

$$W_{k \cdot m(N+1)}(x - S) = \prod_{v=1}^k \prod_{\mu=1}^m \prod_{i=-N/2}^{N/2} w_1 \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi(i-n) \times \right. \\ \left. \times [x_{v\mu}(n) - S_{v\mu}(n)] \right\}.$$

Раскладывая логарифм полученного выражения в ряд Тейлора по степеням малого по сравнению с помехой сигнала, ограничиваясь линейным членом разложения и вычитая из него логарифм соотношения (6), получим формулу для функционала правдоподобия

$$\ln \Lambda \simeq - \sum_{v=1}^k \sum_{\mu=1}^m \sum_{i=-N/2}^{N/2} \frac{\partial \ln w_1 \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi(i-n) x_{v\mu}(n) \right\}}{\partial \left\{ \sum_{n=-\infty}^{\infty} \psi(i-n) x_{v\mu}(n) \right\}} \times \\ \times \sum_{\alpha=-N/2}^{N/2} \psi(i-\alpha) S_{v\mu}(\alpha) \geq V_0, \quad (10)$$

где V_0 — порог обнаружения.

В соответствии с (10) асимптотически оптимальный обнаружитель должен реализовать пространственное «обеление» помех в каждом из $N+1$ приемных каналов, осуществить безынерционное нелинейное преобразование (НП), произвести пространственную внутри (СФ_R) и междупериодную (СФ_B) фильтрацию, согласованную с сигналом на выходе ПОФ, и сравнить результат с порогом обнаружения (рис. 1).

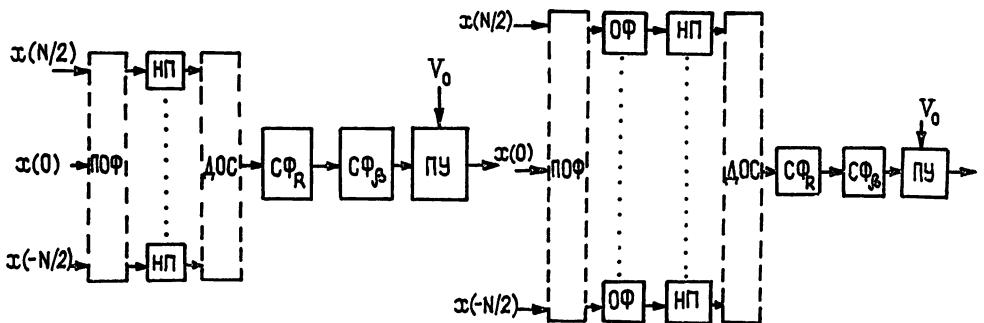


Рис. 1.

Рис. 2.

Существенным отличием алгоритма является нелинейный характер максимизации отношения сигнал/помеха при отличии закона распределения помехи от нормального. Несложно показать, что гауссовость помехи приводит к трансформации НП в линейное звено. Другой особенностью (10) является то, что независимо от закона распределения помехи ее пространственное обеление должно осуществляться в линейной части приемника на выходе нелинейного преобразователя.

Пространственный обеляющий фильтр, в соответствии с (8), осуществляет весовое суммирование сигналов в элементах решетки с целью создания в результирующей диаграмме провала в направлении на источник помехи. Устранение пространственной статистической связи активной помехи на выходе ПОФ реализуется путем компенсации ее коррелированной части до уровня некоррелированного шума [3]. Согласованная фильтрация пространственных составляющих сигнала, осуществ-

вляемая в диаграммообразующей схеме (ДОС), состоит в компенсации времен запаздывания сигналов в каждом из приемных каналов на выходах НП и их весовом когерентном суммировании.

ОБНАРУЖЕНИЕ СИГНАЛОВ В НЕГАУССОВЫХ ПАССИВНЫХ ПОМЕХАХ

Одним из методов повышения помехозащищенности РЛС является применение остронаправленных антенн для увеличения разрешающей способности по угловым координатам. Однако при относительно высоком уровне боковых лепестков ДН ($-20 \div -24$ дБ) существенным становится воздействие помех в направлении не только основного, но и боковых лепестков. Поскольку радиальные составляющие скорости помеховых отражателей и их собственные флуктуации в направлении основного лепестка и вне его могут существенно различаться, прием пассивных помех в направлении боковых лепестков приводит к нежелательному расширению их междупериодного спектра и снижению помехозащищенности. При отличии закона распределения помехи от нормального этот эффект еще более усугубляется, так как при этом ослабляются не только междупериодные корреляционные, но и связи более высокого порядка.

В литературе известны работы, в частности [3], в которых предлагаются пути решения данной проблемы в рамках гауссовой модели помех. Суть их сводится к совместному использованию скоростных и пространственных различий между целью и помехой, при компенсации последней в устройствах углоскоростной селекции. Используя результаты предыдущего анализа, решим эту задачу для случая негауссовой пассивной помехи с пространственно-временной статистической связью.

Находя из (9) многомерную плотность вероятности смеси слабого сигнала с пассивной помехой, разлагая логарифм этого выражения в ряд по степеням сигнала и ограничиваясь линейным членом разложения, получаем приближенное выражение для логарифма отношения правдоподобия:

$$\ln \Lambda \simeq - \sum_{v=1}^k \sum_{\mu=1}^m \sum_{i=-N/2}^{N/2} \frac{\partial \ln w_1 \left[\sum_{\alpha_1=-\infty}^{\infty} \sum_{\alpha_2=-\infty}^{\infty} \psi(i-\alpha_1) G(\mu-\alpha_2) x(\alpha_1; \alpha_2; v) \right]}{\partial \left[\sum_{\alpha_1=-\infty}^{\infty} \sum_{\alpha_2=-\infty}^{\infty} \psi(i-\alpha_1) G(\mu-\alpha_2) x(\alpha_1; \alpha_2; v) \right]} \times \\ \times \sum_{\beta_1=-N/2}^{N/2} \sum_{\beta_2=1}^m \psi(i-\beta_1) G(\mu-\beta_2) S(\beta_1; \beta_2; v). \quad (11)$$

В соответствии с алгоритмом (11) структура обнаружителя имеет вид, как на рис. 2, и отличается от ранее рассмотренного наличием обеляющих междупериодных фильтров в каждом из $N+1$ приемных каналов. Вследствие линейности процедуры обеления помех при наличии полной информации об их статистике ПОФ и ОФ могут быть переставлены местами, т. е. междупериодное обеление может осуществляться непосредственно в элементах ФАР. Однако при неполноте такой информации ПОФ и ОФ синтезируются в классе адаптивных устройств, для которых подобная перестановка неправомерна.

В силу линейности алгоритма обработки в случае гауссова помехового воздействия отдельные его операции могут быть переставлены местами, а сам алгоритм упрощен за счет перевода некоторых его фрагментов от многоканальных к одноканальным. Например, возможно его представление в виде «ПОФ—ДОС—ОФ—СФ_к—СФ_в—11У», когда система междупериодного обеления помех одноканальна и размещается в части тракта обработки после лучеобразования. При негауссовом законе распределения помех такая перестановка неправомерна и одноканальный алгоритм междупериодного обеления не является оптимальным.

Одним из важнейших условий, предъявляемых к алгоритму обработки сигналов в ПОФ, является условие сохранения формы ДН в направлении основного луча. Последнее означает, что ПОФ должен подавлять лишь те помеховые сигналы, направление прихода которых не совпадает с направлением главного луча. При этом компенсация пассивных помех, принимаемых в направлении главного луча, осуществляется только в ОФ, а вне этого направления — в ПОФ и ОФ. Для предотвращения компенсации полезных сигналов в направлении главного луча в ПОФ могут быть использованы известные алгоритмы ортогонализации ковариационной матрицы сигналов, ортогонализации матрицы спектральных плотностей сигналов или ограничений на ДН [9].

ЛИТЕРАТУРА

1. Антенные решетки / Под ред. Л. С. Бененсона. — М.: Сов. радио, 1966.
2. Пистолькорс А. А., Литвинов О. С. // Радиотехника. 1979. Т. 34. № 5. С. 7.
3. Ширман Я. Д., Манжос В. Н. Теория и техника обработки радиолокационной информации на фоне помех. — М.: Радио и связь, 1981.
4. Защита от радиопомех / Под ред. М. В. Максимова. — М.: Сов. радио, 1976.
5. Малахов А. Н. Кумулянтный анализ случайных негауссовых процессов и их преобразований. — М.: Сов. радио, 1978.
6. Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. II. Случайные поля. — М.: Наука, 1978.
7. Зачепицкая Л. П. Пуассоновские случайные процессы. Особенности простых и сложных процессов. — Горький: ГГУ, 1982.
8. Левин Б. Р. Теоретические основы статистической радиотехники. — М.: Сов. радио, 1969. Кн. 1.
9. Джунь В. И., Щесняк С. С. // Зарубежная радиоэлектроника. 1988. № 4. С. 3

Горьковский политехнический
институт

Поступила в редакцию
15 декабря 1988 г.

ASYMPTOTICALLY OPTIMAL DETECTION OF SIGNALS ON THE NON-GAUSS CLUTTERS WITH SPATIAL STATISTICAL CONNECTION

M. A. Ostrovskij, Yu. I. Pakhomov, Yu. A. Dryakhlov

The algorithm of detection of a weak signal on the background clutter asymptotically bigger by signal than the noise signal with temporary and spatial statistical connection is synthesized. It is shown, that detection must maintain the temporal and spatial statistical «whiting» filters, nonlinear transformer and filter, which is coordinated by the signal.

УДК 538.574.5:538.951

ДИЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА БЕССТОЛКОВИТЕЛЬНОЙ МАГНИТОАКТИВНОЙ ПЛАЗМЫ СО СТЕПЕННЫМ СПЕКТРОМ СЛУЧАЙНЫХ НЕОДНОРОДНОСТЕЙ

А. Г. Бронин, П. Ф. Денисенко, Г. А. Жбанков, Н. А. Заботин

В работе исследуются диэлектрические свойства случайно-неоднородной магнитоактивной плазмы в условиях, когда имеет место резонанс для необыкновенной волны. Неоднородности электронной концентрации характеризуются пространственным спектром вида $\Phi(p) \propto (p^2 + k_m^2)^{-2} \times \exp(-p^2 l^2/4)$, где $k_m = 2\pi/L$, l и L — минимальный и максимальный масштабы неоднородностей. При $l \ll L$ в широком диапазоне волновых чисел спектр имеет степенную форму. С учетом пространственной дисперсии рассчитаны антиэрмитовы части тензора эффективной диэлектрической проницаемости.

Рассеяние электромагнитных волн на неоднородностях плазмы в условиях плазменного резонанса приводит к аномальному поглощению энергии этих волн. Причиной аномального поглощения является статистическая трансформация их энергии в энергию плазменных квазиэлектростатических колебаний и электромагнитных волн, возникающих вблизи резонансных направлений (в пространстве волновых векторов \mathbf{x}). Анализ этого процесса приводится в приближении среднего электромагнитного поля на основе представлений об эффективной диэлектрической проницаемости случайной среды. В работе [1] было получено выражение для тензора эффективной диэлектрической проницаемости случайно-неоднородной магнитоактивной плазмы при $\mu = \omega_H^2/\omega^2 < 1$ (ω_H — электронная гирочастота, ω — частота электромагнитной волны). В этом случае имеет место резонанс для необыкновенной компоненты и наиболее интенсивно идет процесс трансформации энергии обыкновенных волн в энергию рассеянных медленных необыкновенных волн. Рассматривая антиэрмитовой частью тензора $\epsilon_{ij}^{\text{eff}}(\omega, \mathbf{x})$, можно подсчитать коэффициент поглощения энергии для любого фиксированного угла χ между волновым вектором \mathbf{x} и магнитным полем \mathbf{H} [2]. Случай $\mu < 1$ наиболее интересен для ионосферных приложений, поскольку механизм статистической трансформации энергии привлекается для объяснения аномального поглощения обыкновенных волн при искусственном нагреве ионосферной плазмы [3, 4] и вертикальном радиозондировании [5]. Однако непосредственное сравнение результатов работ [1, 2] с экспериментальными данными затруднено ввиду использования в них модельного спектра неоднородностей электронной концентрации вида $\Phi(p) \propto \exp(-p^2 l^2/4)$, не соответствующего современным представлениям о мелкомасштабной структуре ионосферы. Как показывают данные измерений вариаций амплитуды и поляризации радиосигналов ИСЗ, а также зондовые измерения, пространственный спектр ионосферных неоднородностей описывается степенными функциями вида $\Phi(p) \propto p^{-v}$, где $2 \leq v \leq 5$ [6–8]. В настоящей работе получено выражение для тензора эффективной диэлектрической проницаемости плазмы, в которой спектр случайных неоднородностей имеет вид

$$\Phi(p) = \Phi_0 (p^2 + k_m^2)^{-2} \exp(-p^2 l^2/4), \quad (1)$$

где $k_m = 2\pi/L$, l и L — минимальный и максимальный масштабы неоднородностей. При выполнении условия $l \ll L$ спектр (1) имеет широкий

«инерционный» интервал волновых чисел, в котором функция $\Phi(\mathbf{p})$ является степенной с показателем $\nu=4$. Поскольку предполагается, что длина волны зондирующего сигнала $\lambda=c/\omega$ попадает в инерционный интервал спектра (1) ($l \ll \lambda \ll L$), необходим приближенный учет пространственной дисперсии. Это также отличает настоящую работу от расчетов [1]. Есть и другие особенности вычислений, связанные с формой спектра неоднородностей, о которых речь пойдет в разд. 1. Там же приведены общие выражения для компонент антиэрмитовой части тензора $\epsilon_{ij}^{\text{eff}}(\omega, \mathbf{x})$. В разд. 2 получены асимптотические формулы для компонент тензора $\epsilon_{ij}^{\text{eff}}(\omega, \mathbf{x})$ вблизи границ резонансной области.

1. Вывод выражений для компонент тензора эффективной диэлектрической проницаемости. Как и в работе [1], мы воспользуемся методами теории многократного рассеяния волн в случайно-неоднородной среде [9]. Исследуя решение уравнения Дайсона для среднего поля в приближении Бурре, можно получить следующее общее выражение для тензора эффективной диэлектрической проницаемости [1]:

$$\epsilon_{np}^{\text{eff}}(\omega, \mathbf{x}) = \langle \epsilon_{np}(\omega) \rangle + \xi_{np}^{\text{eff}}(\omega, \mathbf{x}) = \quad (2)$$

$$= \langle \epsilon_{np}(\omega) \rangle - \frac{1}{(2\pi)^3} k_0^2 B_{nlqp} \int \Phi(\mathbf{k} - \mathbf{x}) G_{lq}(\mathbf{k}) d^3 k,$$

где $\langle \epsilon_{np}(\omega) \rangle$ — средний тензор диэлектрической проницаемости магнитоактивной плазмы, который в системе отсчета с осью z , направленной вдоль магнитного поля, имеет вид

$$\langle \epsilon_{np}(\omega) \rangle = \begin{vmatrix} \epsilon & -ig & 0 \\ ig & \epsilon & 0 \\ 0 & 0 & \eta \end{vmatrix}, \quad (3)$$

$\epsilon = (1-u-v)/(1-u)$, $\eta = 1-v$, $g = \sqrt{u}v/(1-u)$, $v = 4\pi e^2 N/m\omega^2$, e и m — заряд и масса электрона, N — средняя электронная плотность, $k_0 = \omega/c$, $B_{nlqp} = \langle \Delta \epsilon_{nl}(\mathbf{r}) \Delta \epsilon_{qp}(\mathbf{r}) \rangle = (\langle \epsilon_{nl} \rangle - \delta_{nl}) (\langle \epsilon_{qp} \rangle - \delta_{qp}) \sigma^2$, $\sigma^2 = \langle (\Delta N/N)^2 \rangle$, $\Phi(\mathbf{p})$ — пространственный спектр неоднородностей электронной концентрации $\Delta N/N$, нормированный условием $4\pi \int_0^\infty \Phi(p) p^2 dp = 1$, $G_{lk}(\mathbf{k})$ — спектр функции Грина для волнового уравнения в однородной магнитоактивной плазме, который может быть записан в виде [1]

$$G_{qp}(\mathbf{k}) = \frac{1}{2} e_{p\alpha\beta} e_{qmn} \Delta^{-1}(\mathbf{k}) (k_\alpha k_m k^2 \delta_{pn} + k_\beta k_n k^2 \delta_{am} - k^4 \delta_{am} \delta_{pn} + k^2 \alpha_{pn} \delta_{am} + k^2 \alpha_{am} \delta_{pn} - k_\alpha k_m \alpha_{pn} - k_\beta k_n \alpha_{am} - \alpha_{am} - \alpha_{pn}),$$

$$\Delta(\mathbf{k}) = -k_0^2 (\epsilon \sin^2 \vartheta + \eta \cos^2 \vartheta) (k^2 - k_1^2) (k^2 - k_2^2),$$

$$k_1 = k_0 n_1, \quad k_2 = k_0 n_2,$$

n_1 и n_2 — коэффициенты преломления необыкновенной и обыкновенной волн, ϑ — угол между \mathbf{k} и осью z ($z \parallel H$), $\alpha_{am} = k_0^2 \langle \epsilon_{am} \rangle$, $e_{p\alpha\beta}$ — абсолютно антисимметричный единичный тензор ($e_{123} = 1$). Выражение (2) справедливо для нормального закона распределения возмущений электронной концентрации при условии $|\xi_{np}^{\text{eff}}(\omega, \mathbf{x})| \ll 1$ и с точностью до членов порядка $\sigma^4 \ll 1$. Антиэрмитова часть тензора $\xi_{np}^{\text{eff}}(\omega, \mathbf{x})$ содержит информацию об энергетических потерях волны как на возбуждение квазистатических колебаний плазмы, так и на трансформацию в электромагнитные волны.

Поскольку в спектре неоднородностей (1) содержатся гармоники с размерами как меньше, так и больше длины волн зондирующего импульса, нельзя пренебречь величиной \mathbf{k} в выражении (2), как это делалось в [1]. Учет пространственной дисперсии будем производить приближенно, определяя компоненты тензора $\varepsilon_{np}^{\text{eff}}(\omega, \mathbf{x})$ методом возмущений [2], считая их функцией волнового вектора падающей волны. Рассмотрим, как и в [1], случай $u < 1$, когда имеется резонанс для необыкновенной компоненты. При этом пробную волну будем считать обыкновенной ($\mathbf{x} \equiv \mathbf{k}_2$). Таким образом, задача сводится к вычислению интеграла по \mathbf{k} -пространству в выражении (2). В целом этот расчет аналогичен работе [1], но имеет ряд особенностей.

Введем компоненты векторов \mathbf{k} и \mathbf{x} в сферической системе координат: $\mathbf{k} = \{k, \vartheta, \phi\}$, $\mathbf{x} = \{x, \chi, 0\}$, где ϑ и χ — полярные углы, отсчитываемые от направления магнитного поля \mathbf{H} , ϕ — азимутальный угол. Тогда

$$\Phi(\mathbf{k}-\mathbf{x}) = \pi^{-2} k_m (\Delta^2 + k_m^2) \exp(-\Delta^2 l^2/4), \quad (4)$$

где $\Delta^2 l^2/4 = A - B \sin \phi$, $A = (k^2 - 2k \cos \vartheta \cos \chi + x^2)(l^2/4)$, $B = -k \sin \vartheta \sin \chi (l^2/4)$. Если для пробной волны выполнено условие $xl \ll 1$, то малая величина B становится порядка единицы только при $kl \sim 1/xl \gg 1$. Но при этом $A \sim (xl)^{-2}$ и подынтегральное выражение в (2) становится экспоненциально малым. Поэтому в области, существенной для интегрирования, можно воспользоваться разложением $\exp(\pm B \sin \phi) \simeq 1 \pm B \sin \phi$. Это позволяет выразить интеграл по ϕ в элементарных функциях.

Нас будет интересовать в дальнейшем только антиэрмитова часть тензора $\xi_{np}^{\text{eff}}(\omega, \mathbf{x})$, которая связана с полюсами подынтегрального выражения при $|\mathbf{k}| = k_1, k_2$. Поскольку обыкновенная волна является нерезонансной, вклад от полюса $|\mathbf{k}| = k_2$ пренебрежимо мал. Таким образом, интеграл по \mathbf{k} можно представить в виде

$$\text{Im} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{k^n F(k) dk}{(k^2 - k_1^2)(k^2 - k_2^2)} \simeq - \frac{\pi k_1^{n-1}}{2(k_1^2 - k_2^2)} [F(k_1) + F(-k_1)]. \quad (5)$$

Далее можно воспользоваться выполняющимся в резонансной области $1-u < v < 1$ при $u < 1$ и любых углах ϑ и ϕ соотношением $k_2 \ll k_1$ и произвести разложение выражения (5) по малому параметру $x/k_1 \ll 1$. Интервал углов ϑ , при которых не могут распространяться необыкновенные волны, не дает вклада в антиэрмитову часть тензора $\xi_{np}^{\text{eff}}(\omega, \mathbf{x})$ [1]. Поэтому последнее интегрирование по ϑ следует производить в пределах $\vartheta_r < \vartheta < \pi/2$, где ϑ_r — корень уравнения $M(\vartheta) = \epsilon \sin^2 \vartheta + \eta \cos^2 \vartheta = 0$. Характерные особенности вычислений можно проследить на примере следующего типичного интеграла:

$$I_m(n) = \int_{\vartheta_r}^{\pi/2} k_1^{-2n-1} R_m(\vartheta) / M(\vartheta) \exp\left(-\frac{k_1^2 l^2}{4}\right) d\vartheta, \quad (6)$$

где $n = 0, 1, \dots, 4$, $R_1 = \sin^3 \vartheta$, $R_2 = \sin^3 \vartheta \cos^2 \vartheta$, $R_3 = \sin \vartheta$, $R_4 = \sin \vartheta \cos^2 \vartheta$, $R_5 = \sin^5 \vartheta$, $R_6 = \sin \vartheta \cos^4 \vartheta$. Точно взять этот интеграл невозможно из-за сложной зависимости $n_1(\vartheta)$, и основная задача заключается в подборе такой аппроксимации подынтегрального выражения, которая не приводит к повышению порядка расходимости исходного интеграла при $v \rightarrow 1$. С помощью замены переменной $y = (1-\alpha)n_1^{-2}/(1-n_1^{-1})$ интеграл (6) приводится к виду (для примера взят случай $m=2$)

$$I_2(n) = -\frac{k_0^{-1-2n}}{2(\eta-\epsilon)} \int_0^{\alpha} \left[\frac{y}{y+1-\alpha} \right]^{n-1/2} (\alpha-y)^{1/2} \exp\left[-\frac{k_0^2 l^2}{4y}(1-\alpha)\right] dy. \quad (7)$$

где $\alpha = \varepsilon / (\varepsilon - \eta)$. Анализ (7) показывает, что при $k_d l \ll 1$ экспонента в подынтегральном выражении оказывает незначительное влияние на результат и ее можно приближенно заменить на единицу. При этом интегралы (6) принимают табличный вид [10]. Ограничивааясь лишь кратким описанием основных моментов расчета, приведем его результат для антиэрмитовой части тензора,

$$\xi_{np}^{\text{анф}}(\omega, \chi) \equiv \xi_{np}^a - i\xi_{np}^A,$$

$$\begin{aligned}\xi_{11}^A &= \varepsilon_1 + 2a_1 n_2^2(\chi) + 6b_1 n_2^2(\chi) \sin^2 \chi + 12c_1 n_2^2(\chi) \cos^2 \chi, \\ \xi_{22}^A &= \varepsilon_1 + 2a_1 n_2^2(\chi) + 6b_2 n_2^2(\chi) \sin^2 \chi + 12c_2 n_2^2(\chi) \cos^2 \chi, \\ \xi_{33}^A &= \eta_1 + 2a_3 n_2^2(\chi) + 6b_3 n_2^2(\chi) \sin^2 \chi + 12c_3 n_2^2(\chi) \cos^2 \chi, \\ \xi_{12}^A &= i[g_1 + 2a_4 n_2^2(\chi) + 6b_4 n_2^2(\chi) \sin^2 \chi + 6c_4 n_2^2(\chi) \cos^2 \chi], \\ \xi_{13}^A &= 96i n_2^2(\chi) \sin \chi \cos \chi d_1, \quad \xi_{23}^A = 96n_2^2(\chi) \sin \chi \cos \chi d_2.\end{aligned}\tag{8}$$

Здесь

$$\begin{aligned}\varepsilon_1 &= -P[D_1 I_1(0) + D_3 I_1(1) + D_5 I_3(2)], \\ a_1 &= P[D_1 I_1(1) + D_3 I_1(2) + D_5 I_3(2)], \\ b_1 &= -P[(D_1 + 2D_8) I_5(1) + (D_3 + 2\eta D_4) I_5(2) + (D_5 + 2\eta D_2) \times \\ &\quad | \times I_1(3) - 2D_2 I_5(2)], \\ b_2 &= -P[(D_1 + 2D_4) I_5(1) + (D_3 + 2\eta D_8) I_5(2) + (D_5 + 2\eta D_2) \times \\ &\quad | \times I_1(3) - 2D_2 I_5(2)], \\ c_1 = c_2 &= -P[D_1 I_2(1) + D_3 I_2(2) + D_5 I_4(3)], \\ a_3 &= Pv^2\{I_4(1) - \varepsilon[I_4(2) + I_3(2)] + (\varepsilon^2 - g^2)I_3(3)\}, \\ \eta_1 &= Pv^2\{-I_4(0) + \varepsilon[I_4(1) + I_3(1)] - (\varepsilon^2 - g^2)I_3(2)\}, \\ b_3 &= Pv^2\{-I_2(1) + \varepsilon[I_2(2) + I_1(2)] - (\varepsilon^2 - g^2)I_1(3)\}, \\ c_3 &= Pv^2\{-I_6(1) + \varepsilon[I_6(2) + I_4(2)] - (\varepsilon^2 - g^2)I_4(3)\}, \\ g_1 &= P\{D_7[I_1(1) - I_1(0) + 2\eta I_3(1)] - \eta D_6 I_3(2)\}, \\ a_4 &= -P\{D_7[I_1(2) - I_1(1) + 2\eta I_3(2)] - \eta D_6 I_3(3)\}, \\ b_4 &= P\{D_7[I_5(2) - I_5(1) + 2\eta I_1(2)] - \eta D_6 I_1(3)\}, \\ c_4 &= P\{D_7[I_2(2) - I_2(1) + 2\eta I_4(2)] - \eta D_6 I_4(3)\}, \\ d_1 &= PD_9[I_2(2) - I_2(1)], \\ d_2 &= PD_{10}[I_2(2) - I_2(1)], \\ D_1 &= \frac{v^2(1+u)}{(1-u)^2}, \quad D_2 = D_1 \left[\varepsilon + \frac{2g\sqrt{u}}{1+u} \right], \\ D_3 &= D_1 \left(\eta - 2\varepsilon - \frac{4g\sqrt{u}}{1+u} \right), \quad D_4 = \frac{v^2}{(1-u)^2}, \\ D_5 &= 2\eta D_2, \quad D_6 = (2-v)D_7, \quad D_7 = i \frac{v^3\sqrt{u}}{(1-u)^2},\end{aligned}$$

$$D_8 = u D_4, \quad D_9 = i \frac{v^2 \sqrt{u}}{1-u}, \quad D_{10} = \frac{v^2}{1-u}.$$

Параметр $P = \delta_R^2 / (4\pi)^2 k_0 R$ связан с величиной структурной функции случайного поля неоднородностей

$$\delta_R^2 = \left\langle \left[\frac{\Delta N}{N}(r_1) - \frac{\Delta N}{N}(r_2) \right]^2 \right\rangle_{|r_1-r_2|=R} = 2 \frac{R}{L} \sigma^2 \quad \text{при } l \ll R \ll L$$

и характеризует уровень возмущений электронной концентрации. Далее,

$$I_1(n) = -\frac{1}{2(\eta-\epsilon)} \alpha^n (1-\alpha)^{-n+1/2} B\left(n+\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) {}_2F_1\left(n+\frac{1}{2}, n-\frac{1}{2}, n+1, -z\right),$$

$$I_2(n) = -\frac{1}{2(\eta-\epsilon)} \alpha^{n+1} (1-\alpha)^{-n+1/2} B\left(n+\frac{1}{2}, \frac{3}{2}\right) {}_2F_1\left(n+\frac{1}{2}, n-\frac{1}{2}, n+2, -z\right),$$

$$I_3(n) = -\frac{1}{2(\eta-\epsilon)} \alpha^n (1-\alpha)^{-n-1/2} B\left(n+\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) {}_2F_1\left(n+\frac{1}{2}, n+\frac{1}{2}, n+1, -z\right),$$

$$I_4(n) = -\frac{1}{2(\eta-\epsilon)} \alpha^{n+1} (1-\alpha)^{-n-1/2} B\left(n+\frac{1}{2}, \frac{3}{2}\right) {}_2F_1\left(n+\frac{1}{2}, n+\frac{1}{2}, n+2, -z\right),$$

$$I_5(n) = -\frac{1}{2(\eta-\epsilon)} \alpha^n (1-\alpha)^{-n+3/2} B\left(n+\frac{1}{2}, \frac{1}{2}\right) {}_2F_1\left(n+\frac{1}{2}, n-\frac{3}{2}, n+1, -z\right),$$

$$I_6(n) = -\frac{1}{2(\eta-\epsilon)} \alpha^{n+2} (1-\alpha)^{-n+1/2} B\left(n+\frac{1}{2}, \frac{5}{2}\right) {}_2F_1\left(n+\frac{1}{2}, n+\frac{1}{2}, n+3, -z\right),$$

где $z = \alpha/(1-\alpha)$, $B(\alpha, \beta)$ — бета-функция, ${}_2F_1(a, b, c, z)$ — гипергеометрическая функция.

Выражения (8) справедливы во всей резонансной области плазмы с точностью до поправок порядка $k_0^2 l^2$. Основная особенность тензора ξ_{np}^A — отличие от нуля компонент ξ_{13}^A и ξ_{23}^A и наличие зависимости всех компонент от $n_2(\chi)$ и угла χ . Это следствие учета пространственной дисперсии в исходном выражении (2). Отметим, что полученные компоненты тензора $\varepsilon_{np}^{eff}(\omega, \mathbf{x})$ удовлетворяют известным соотношениям симметрии (см., например, [11, 12]).

$$\varepsilon_{np}(\omega, \mathbf{x}) = \varepsilon_{np}^*(-\omega, -\mathbf{x}), \quad \varepsilon_{np}(\omega, \mathbf{x}, \mathbf{H}) = \varepsilon_{pn}(\omega, -\mathbf{x}, -\mathbf{H}).$$

2. Асимптотические разложения компонент тензора ξ_{np}^A вблизи границ резонансной области. Границы резонансной области $v=1-u$ и $v=1$ в терминах переменной α соответствуют $\alpha=0$ и $\alpha=1$. При $0 < \alpha < 1$ компоненты тензора ξ_{np}^A ведут себя регулярно. Представляет интерес анализ поведения тензора эффективной диэлектрической проницаемости вблизи границ резонансной области. Из выражений (8) при $\alpha \rightarrow 0$ получаем

$$\begin{aligned} \xi_{11}^A = \frac{\pi P}{2u} \left\{ \left[1+u - \frac{\alpha}{2} (1+2u-3u^2) \right] - \alpha(1+u) n_2^2(\chi) + 3\alpha(1+3u) \times \right. \\ \left. \times n_2^2(\chi) \sin^2 \chi \right\}, \end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned} \xi_{22}^A = \frac{\pi P}{2u} \left\{ \left[1+u - \frac{\alpha}{2} (1+2u-3u^2) \right] - \alpha(1+u) n_2^2(\chi) + 3\alpha(3+u) \times \right. \\ \left. \times n_2^2(\chi) \sin^2 \chi \right\}. \end{aligned}$$

$$\xi_{33}^A = \frac{\pi P}{4u} (1-u)^2 \alpha, \quad \xi_{12}^A = i \frac{\pi P}{4\sqrt{u}} (1 - 3\alpha + 6\alpha n_2^2(\chi) \sin^2 \chi).$$

С точностью до членов порядка $n_2^2(\chi) (k_0 l)^2$ компоненты ξ_{13}^A и ξ_{23}^A равны нулю. Мы видим, что при $\alpha \rightarrow 0$ поведение компонент тензора регулярно. При $\alpha=0$ влияние пространственной дисперсии полностью исчезает и отличны от нуля только

$$\xi_{11}^A = \xi_{22}^A = \pi(1+u) \frac{P}{2u}, \quad \xi_{12}^A = i \frac{\pi P}{4\sqrt{u}}.$$

Из (8) при $\gamma=1-\alpha \rightarrow 0$ следует

$$\xi_{11}^A = \frac{P}{u} (1 + 2n_2^2(\chi)),$$

(10)

$$\xi_{22}^A = \frac{P}{u} (1 + 2n_2^2(\chi) + 8n_2^2(\chi) \sin^2 \chi),$$

$$\xi_{33}^A = \frac{P}{u} [\ln \gamma^{-1} - 1,3u + 0,7 - 2n_2^2(\chi) (\ln \gamma^{-1} -$$

$$-0,3u - 1,2) + 4n_2^2(\chi) \sin^2 \chi + 12n_2^2(\chi) \cos^2(\chi) (\ln \gamma^{-1} + 1,9)].$$

Компоненты ξ_{12}^A , ξ_{13}^A , ξ_{23}^A с точностью до членов порядка не ниже, чем $(k_0 l)^2$, равны нулю — тензор диагонален. Однако влияние пространственной дисперсии при $1-\alpha \rightarrow 0$ остается существенным. В выражениях (10) присутствует зависимость от параметров падающей волны. В пределах $1-\alpha \rightarrow 0$ компонента ξ_{33}^A имеет логарифмическую особенность, что, однако, не накладывает сильных ограничений на применимость полученных результатов. Условие $|\xi_{33}^A| \ll 1$ нарушается лишь в очень тонком слое вблизи границы резонансной области $1-\alpha \ll \exp[-2(4\pi)^2 \times \lambda k_0 R / \delta_R^2]$. Интегралы типа $\int_0^1 (1-\alpha)^{-1/2} |\xi_{33}^A(\alpha)| d\alpha$ являются сходящимися. Поскольку при расчете поглощения обыкновенных волн в резонанском слое магнитоактивной плазмы возникают интегралы с особенностями только указанного типа, в этих задачах могут быть использованы результаты настоящей работы.

Авторы выражают благодарность Ю. А. Рыжову за обсуждение результатов работы.

ЛИТЕРАТУРА

- Рыжов Ю. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1978. Т. 21. № 3. С. 316.
- Рыжов Ю. А. // ЖЭТФ. 1977. Т. 27. № 1. С. 141.
- Тепловые нелинейные явления в плазме. — Горький: ИПФ АН СССР, 1979.
- Эффекты искусственного воздействия мощным радиоизлучением на ионосферу Земли. — М.: ИЗМИРАН, 1983. С. 192.
- Денисенко П. Ф., Водолазкин В. И., Фаер Ю. Н., Болтыкова Л. Н. // Геомагнетизм и аэрономия. 1987. Т. 27. С. 504.
- Гершман Б. Н., Ерухимов Л. М., Яшин Ю. В. Волновые явления в ионосферной космической плазме. — М.: Наука, 1984. — 392 с.
- Yeh K. C., Liu C. H. // Proc. IEEE. 1982. V. 70. P. 342.
- Ерухимов Л. М., Метелев С. А., Мясников Е. Н. и др. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 2. С. 208.
- Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую радиофизику. Ч. 2. Случайные поля. — М.: Наука, 1978.
- Прудников А. П., Брычков Ю. А., Маричев О. И. Интегралы и ряды. Элементарные функции. — М.: Наука, 1981.
- Александров А. Ф., Богданович Л. С., Рухадзе А. А. Основы электродинамики плазмы. — М.: Высшая школа. 1978.—407 с.

12. Гинзбург В. Л. Распространение электромагнитных волн в плазме. — М.: Наука, 1967.

Научно-исследовательский институт физики
при Ростовском университете

Поступила в редакцию
19 декабря 1988 г.

DIELECTRICAL PROPERTIES OF THE COLLISIONLESS MAGNETOACTIVE PLASMA WITH THE POWER-TYPE SPECTRUM OF RANDOM IRREGULARITIES

A. G. Bronin, P. F. Denisenko, G. A. Zhbankov, N. A. Zabotin

Dielectric properties of the collisionless magnetoactive plasma with random irregularities in the case of the extraordinary-wave resonance are studied. The electron density irregularities are described by the three-dimensional spectrum given by the formula $\Phi(p) \propto (p^2 + k_m^2)^{-2} \exp(-p^2 l^2/4)$, where $k_m = 2\pi/L$, l and L are minimal and maximal scales of irregularities. In the case of $l \ll L$ the spectrum becomes a power-type one. Spatial dispersion is taken into account and anti-Hermitian components of the effective dielectric constant tensor are obtained.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Лукьянчикова Н. Б. Флуктуационные явления в полупроводниках и полупроводниковых приборах. — М.: Радио и связь, 1990 (II кв.). — 21 л.

Рассмотрены современные методы теоретического анализа флуктуационных явлений в полупроводниках. Приведены рекомендации по их применению при исследовании шумовых характеристик различных приборов: фоторезисторов, полевых и биполярных транзисторов, фото- и светодиодов, лавинно-пролетных диодов, транзисторных элементов микросхем и др. Изложены методы шумовой спектроскопии уровней, а также методы экспериментального определения источников шума в электронных приборах.

Для научных работников, специализирующихся в области физики полупроводников, полупроводниковых приборов, микросхем и приборов оптоэлектроники.

Тараненков В. Г., Шанин О. И. Адаптивная оптика. — М.: Радио и связь, 1990 (I кв.). — 8,5 л.

Излагаются состояние и проблемы развития новой техники управления параметрами излучения и коррекции оптических систем, основанной на принципах адаптивной оптики. Представлены основные области ее применения: передача световой энергии на расстояние, наземные и космические телескопы, термоядерная энергетика и др.

Для широкого круга инженерно-технических работников, занимающихся перспективными направлениями оптики и квантовой электроники.

Колесник А. Г., Голиков И. А., Чернышев В. И. Математические модели ионосферы. — Томск: Радио и связь, Томск. отд-ние, 1990 (II кв.). — 14 л.

Рассмотрены вопросы моделирования ионосферных каналов: конкретные модели высоко-, средне- и низкоширотной ионосферы; глобальные модели ионосферы. Приведены результаты численных экспериментов, полученные на моделях. Данна физическая интерпретация наиболее важных пространственно-временных вариаций параметров ионосферной плазмы в задачах распространения радиоволн через ионосферный канал связи.

Для научных работников.

Манаев Е. И. Основы радиоэлектроники. — 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Радио и связь, 1990 (III кв.). — 33 л.

Излагаются основы радиоэлектроники. Описываются элементы электронных цепей. Рассматриваются основные электронные устройства: усилители, генераторы, модуляторы, детекторы и т. п., методы передачи и приема сигнала, влияние шумов и помех. По сравнению со вторым изданием (1985 г.) полнее отражены вопросы применения интегральных микросхем, полевых транзисторов, операционных усилителей. Введена новая глава, посвященная микропроцессорам.

Для широкого круга специалистов; работающих в различных областях радиоэлектроники; может быть полезна студентам вузов радиотехнических и радиофизических специальностей.

УДК 621.372.413

ДОБРОТНОСТЬ ЭКРАНИРОВАННЫХ НЕОДНОРОДНО ЗАПОЛНЕННЫХ РЕЗОНАТОРОВ

A. B. Гуреев

Анализируются факторы, влияющие на величину собственной добротности экранированных неоднородно заполненных резонаторов. Определяющим из них является тип колебания резонатора. Диэлектрические типы колебания характеризуются высокой омической и низкой диэлектрической парциальными добротностями. Для экранного типов колебания имеет место обратная ситуация. Рассматриваются вопросы оптимизации параметров резонатора с целью увеличения его собственной добротности.

Собственная добротность является одной из важнейших характеристик резонатора. Резонаторы с более высокой добротностью обеспечивают меньшие потери и большую крутизну характеристики затухания СВЧ фильтров, более высокую стабильность частоты генераторов. В настоящее время в устройствах СВЧ широкое применение находят неоднородно заполненные резонаторы, к числу которых относится, например, экранированный диэлектрический резонатор. Неоднородность заполнения приводит к качественному изменению свойств резонаторов, что, в частности, отражается на характере зависимости его собственных частот и собственной добротности от геометрических, диэлектрических и других параметров. Свойства таких резонаторов являются предметом исследования настоящей работы.

1. Расчет добротности экранированных СВЧ резонаторов. В экранированных резонаторах в отсутствие потерь на излучение имеют место два вида потерь — омические в металлических стенах экрана и диэлектрические* в среде, заполняющей резонатор, которые характеризуются, соответственно, толщиной скин-слоя δ_c и тангенсом угла диэлектрических потерь $\operatorname{tg} \delta$. В предположении малости δ_c и $\operatorname{tg} \delta$, которое в рассматриваемой задаче считается выполненным всюду, соответствующие парциальные добротности можно записать в виде [1, 2]

$$Q_m = k_m (R/\delta_c), \quad Q_d = k_d / \operatorname{tg} \delta, \quad (1)$$

где R — характерный размер резонатора, $k_m = 2W/(R \int_s \mu |H_t|^2 dS)$, $k_d = W/(2W_d)$, W — энергия электромагнитного поля, запасенная в резонаторе, W_d — энергия электрического поля, запасенная в области с диэлектрическими потерями, S — поверхность металлического экрана, ограничивающего резонатор, H_t — тангенциальная составляющая магнитного поля на S , μ — магнитная восприимчивость среды, заполняющей резонатор. При расчете и анализе добротности резонатора удобно использовать формулы [3, 4]

$$k_m = k_0 f_0 / (R \partial f_0 / \partial \Delta), \quad k_d = f_0 / (2 \varepsilon \partial f_0 / \partial \varepsilon), \quad (2)$$

где $\partial f_0 / \partial \Delta$ — чувствительность собственной частоты резонатора f_0 к нормальному возмущению металлических стенок экрана [4, 5], ε — диэлектрическая проницаемость среды, заполняющей резонатор, $\partial f_0 / \partial \varepsilon$ — чувствительность собственной частоты к изменению ε ,

$$k_0 = 1 - \int_s \varepsilon |E_n|^2 dS / \int_s \mu |H_t|^2 dS,$$

E_n — нормальная компонента электрического поля на экране.

* Если в этой среде имеются и магнитные потери, то они учитываются аналогично диэлектрическим.

В однородно заполненных резонаторах $k_d = 1$, а значение коэффициента k_m зависит от геометрической формы и типа колебания резонатора [5, 6].

Простые расчетные соотношения для k_m резонаторов, имеющих форму обобщенного цилиндра, приведены в [5]. В случае однородно заполненных резонаторов, форма которых близка к сферической, можно воспользоваться формулами из [6].

2. Типы колебаний и добротность экранированных неоднородно заполненных резонаторов. Особенности добротности неоднородно заполненных резонаторов рассмотрим на примере широко используемой в устройствах СВЧ структуры — изготовленного из материала с высокой ϵ цилиндрического диэлектрического резонатора (ДР) в цилиндрическом экране (рис. 1). На рис. 2 изображены рассчитанные по [7] зависимости его нормированной собственной частоты [1] $\nu = 2\pi f_0 r/c$

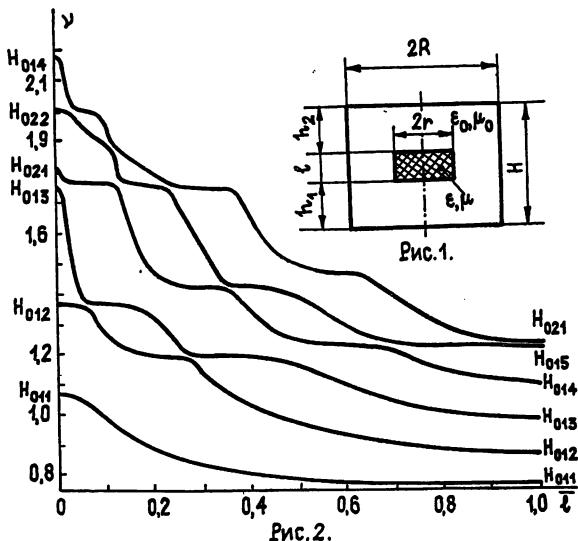


Рис. 2.

(r — радиус ДР, c — скорость света в вакууме) шести низших типов осесимметричных H -колебаний от одного из геометрических параметров, характеризующих структуру — нормированной высоты ДР $\bar{l} = l/H$, где H — высота экрана; $\epsilon/\epsilon_0 = 10$; $H/R = 1,6$; $R/r = 4$; $h_1 = h_2$. Возможные значения \bar{l} лежат в пределах от 0 до 1. Минимальное значение \bar{l} соответствует полому резонатору, образованному цилиндрическим экраном, максимальное значение — резонатору, образованному отрезком экранированного диэлектрического волновода. Анализ кривых на рис. 2 показывает, что нормированные собственные частоты рассматриваемой структуры лежат либо вблизи значений ν ДР с бесконечно удаленным экраном, либо вблизи значений ν полого резонатора, образованного экраном. В первом случае колебания исследуемой структуры представляют собой колебания открытого ДР, слабо возмущенные экраном, во втором — колебания полого резонатора, образованного экраном, слабо возмущенные диэлектриком. В соответствии с этим естественно разделить колебания экранированного ДР на колебания диэлектрического и экранного типов. Свойства колебаний диэлектрического типа определяются параметрами, характеризующими диэлектрическую шайбу l , r , ϵ , и практически не зависят от размеров экрана H и R . Для экранных типов колебания имеет место обратная ситуация. На рис. 2 диэлектрическим типам соответствуют участки кривых с крутой зависимостью ν от \bar{l} , а экранным типам — участки кривых с пологой зависимостью ν от \bar{l} . При сближении нормированных собственных частот экранных и

диэлектрических типов колебаний происходит плавное преобразование одного типа в другой, причем в очень узком диапазоне изменения параметра \bar{l} [8–10]. Такие преобразования типов колебаний имеют место для каждой из кривых, изображенных на рис. 2. Чем выше тип колебания, тем большее число преобразований он испытывает при изменении \bar{l} от минимального до максимального значений.

Очевидно, что у экранного типов колебания потери в металле значительно больше, чем у диэлектрических, когда электромагнитное поле сосредоточено, в основном, внутри диэлектрического образца. С другой стороны, потери в диэлектрике много больше у диэлектрических типов колебания. Следовательно,

$$k_m^{\ddagger} \ll k_d^{\ddagger}, \quad k_d^{\ddagger} \gg k_d^{\ddagger}, \quad (3)$$

где верхними индексами « \ddagger » и « \ddagger » обозначены, соответственно, коэффициенты, относящиеся к экранным и диэлектрическим типам колебания.

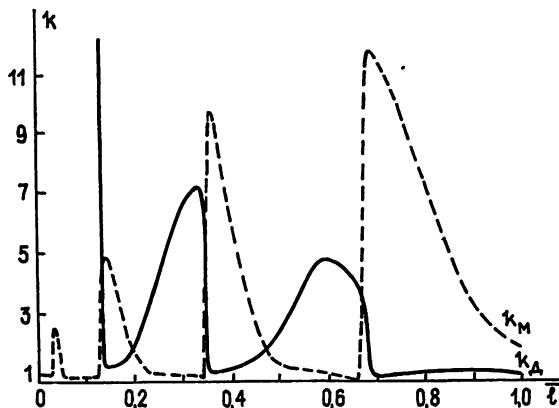


Рис. 3.

Этот вывод хорошо согласуется с расчетными данными, приведенными на рис. 3, где изображены зависимости от \bar{l} вычисленных по [1] коэффициентов k_m и k_d одного из приведенных на рис. 2 типов колебания (четвертого). Как видим, экранным типам колебаний (участки с пологой зависимостью $v(\bar{l})$ на рис. 2) соответствуют высокие значения k_d и низкие k_m , диэлектрическим типам колебаний (участки с крутой зависимостью $v(\bar{l})$ на рис. 2) — низкие значения k_d и высокие k_m . При преобразовании типов колебаний происходит резкое изменение этих коэффициентов и соответствующих парциальных добротностей.

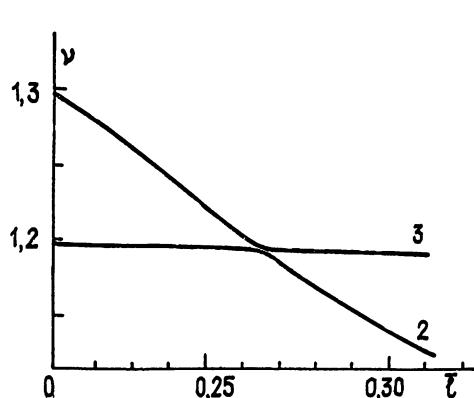


Рис. 4.

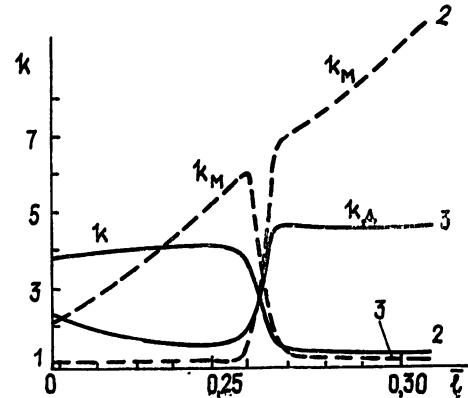


Рис. 5.

При преобразовании типов колебаний два колебания «обмениваются» асимптотами, к которым стремятся их собственные частоты при больших расстроиках, что показано на рис. 4 для преобразования второго и третьего типов осесимметричных H -колебаний в окрестности $\tilde{l}=0,27$. Вместе с асимптотами происходит «обмен» всеми свойствами колебаний [$\delta^{(1)}$] и, в частности, величинами парциальных добротностей колебаний, что показано на рис. 5 на примере коэффициентов k_m и k_d для преобразования типов колебаний, изображенного на рис. 4.

Заключение. Учет рассмотренных в настоящей работе явлений весьма важен при проектировании устройств на основе неоднородно заполненных резонаторов, поскольку, как показано выше, неоольшие отклонения параметров резонатора могут приводить к существенному изменению его основных характеристик, в частности, величины собственной добротности. Выбор оптимальных размеров резонатора, при которых его собственная добротность максимальна, зависит от конкретного соотношения величин $\operatorname{tg} \delta$ и δ_c/R . Ясно, что рабочий тип колебания должен быть экранным, если $\operatorname{tg} \delta > \delta_c/R$, и диэлектрическим, если $\operatorname{tg} \delta < \delta_c/R$. В случае же примерного равенства $\operatorname{tg} \delta \approx \delta_c/R$ можно повысить собственную добротность резонатора, выбрав его геометрические и диэлектрические параметры такими, чтобы рабочий тип колебания соответствовал режиму преобразования типов колебаний. Тогда диэлектрические потери оказываются невысокими из-за слабой концентрации электромагнитного поля внутри диэлектрического образца, а омические — из-за малости наводимого в металлических стенках экрана тока. В результате, коэффициенты k_m и k_d и, соответственно, парциальные добротности Q_m и Q_d значительно превышают свои минимальные значения.

ЛИТЕРАТУРА

- Гуреев А. В. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33. № 3. С. 625.
- Взятышев В. Ф., Добромыслов В. С., Калиничев В. И., Куимов В. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1987. Т. 30. № 1. С. 79.
- Ландшафт Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Наука. 1982. С. 433.
- Гуреев А. В. // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. № 6. С. 1058.
- Гуреев А. В. // Радиотехника. 1988. № 5. С. 79.
- Ильинский А. С., Слепян Г. Я. Колебания и волны в электродинамических системах с потерями. — М.: Гос. ун-т, 1983. С. 98.
- Веселов Г. И., Гуреев А. В. // Электронная техника. Сер. 10. Микроэлектронные устройства. 1982. № 2. С. 11.
- Краснушкин П. Е., Федоров Е. Н. // Радиотехника и электроника. 1972. Т. 17. № 6. С. 1129.
- Краснушкин П. Е. // Радиотехника и электроника. 1974. Т. 19. № 7. С. 1345.
- Мележик П. Н., Погодинчук А. Е., Тучкин Ю. А., Шестопалов В. П // ДАН СССР. 1988. Т. 300. № 6. С. 1356.

Московский институт
электронной техники

Поступила в редакцию
18 октября 1988 г.

Q-FACTOR OF SHIELDED INHOMOGENEOUSLY FILLED RESONATORS

A. V. Gureev

The shielded dielectric resonator properties are considered. There are two classes of modes in such resonators. The first of them is a class of dielectric modes which are characterized by small metal and large dielectric losses. Another modes are called screen ones and characterized by large metal and small dielectric losses. At the certain parameters a mode transformations are possible.

УДК 621.372.8

О РАСПРОСТРАНЕНИИ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН В ВОЛНОВОДАХ С НЕЛИНЕЙНЫМ ЗАПОЛНЕНИЕМ

Х. С. Арутюнян, К. А. Барсуков

Методом последовательных приближений решена задача о распространении электромагнитных волн в регулярном волноводе, заполненном нелинейным кубическим диэлектриком. Найдена зависимость постоянной распространения волн от амплитуды. Исследовано отражение ТЕ- и ТМ-волн от границы нелинейного диэлектрика в волноводе, получены выражения для коэффициентов отражения и трансформации волн. Показано, что для ТМ-волн существует аналог угла Брюстера в волноводе с нелинейным заполнением.

Исследование распространения электромагнитных волн в нелинейных средах с диэлектрической проницаемостью вида

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0(\omega) + 2\alpha(\omega) |\mathbf{E}|^2 \quad (1)$$

при произвольных значениях электрического поля связано с большими математическими трудностями. Точное решение уравнений Максвелла для стационарных волн можно получить лишь в одномерном случае. Для двумерных задач построение таких точных решений, по-видимому, нереально. Правда в [1, 2] сделана попытка распространить свойства точного одномерного решения на большее число измерений, однако здесь возможны только качественные выводы.

Пространственная же структура волноводных полей существенно неодномерна. Тем не менее ввиду более широкого применения нелинейных материалов в технике СВЧ, особенно при решении технологической задачи создания материалов с сильной нелинейностью и малыми потерями, необходимо иметь соответствующую теорию. Первое приближение при создании теории нелинейных волноводов, естественно, должно касаться малой нелинейности заполнения волновода [3].

Ниже мы рассмотрим особенности распространения волн в волноводе с заполнением, обладающим проницаемостью (1), методом последовательных приближений. Везде будет предполагаться, что стенки волновода идеально проводящие, сечение волновода произвольно и для его поперечного сечения известны системы собственных функций, заполнение волновода обладает исчезающими малыми потерями.

Рассмотрим сначала распространение ТЕ-волн в бесконечно длинном регулярном волноводе с ортонормированной системой собственных функций поперечного сечения волновода $\psi_n(x, y)$. ТЕ-волны в волноводе будем описывать через потенциал — продольную составляющую магнитного вектора H_z (ось z совпадает с осью волновода). Можно показать исключением из системы уравнений Максвелла поперечных составляющих векторов E и H , что функция H_z удовлетворяет уравнению

$$\Delta H_z + k_0^2 \epsilon H_z - k_0^2 \lambda_n^{-2} (\nabla_{\perp} H_z \nabla_{\perp} \epsilon) = 0, \quad (2)$$

где $\nabla_{\perp} = e_x \frac{\partial}{\partial x} + e_y \frac{\partial}{\partial y}$, e_x, e_y — орты соответствующих осей, $k_0 = \omega/c$,

λ_n^* — собственные значения второй краевой задачи для поперечного сечения волновода.

При решении уравнения (2) используем метод последовательных приближений в предположении малости коэффициента нелинейности α .

За нулевое приближение возьмем выражение

$$\hat{H}_{zn}^{(0)} = A_0 \hat{\psi}_n(x, y) e^{i\hat{\gamma}_n z}, \quad (3)$$

где

$$\hat{\gamma}_n^2 = \hat{\gamma}_n^{(0)2} + \alpha \hat{g}_n = k_0^2 \epsilon_0 - \lambda_n^2 + \alpha \hat{g}_n.$$

В выражение постоянной распространения мы ввели малый член $\alpha \hat{g}_n$ с неизвестным коэффициентом \hat{g}_n , учитывающим зависимость скорости распространения волны от ее амплитуды по аналогии с определением зависимости частоты колебаний нелинейного осциллятора от его амплитуды (см., например, [4], с. 25). Как определяется параметр \hat{g}_n , будет ясно из дальнейшего изложения.

Решение уравнения (2) ищем в виде

$$H_z = H_{zn}^{(0)} + \alpha H_{zn}^{(1)}. \quad (4)$$

Второе слагаемое в правой части (4) удовлетворяет уравнению

$$\Delta H_{zn}^{(1)} + (\hat{\gamma}_n^2 + \lambda_n^2) H_{zn}^{(1)} = [\hat{g}_n \hat{\psi}_n(x, y) + \hat{\Phi}_n(x, y)] A_0 e^{i\hat{\gamma}_n z}, \quad (5)$$

где

$$\hat{\Phi}_n(x, y) = A_0^2 k_0^4 \lambda_n^{-6} \operatorname{div} [(\nabla_{\perp} \hat{\psi}_n)(\nabla_{\perp} \hat{\psi}_n)^2].$$

Для решения уравнения (5) разложим его правую часть по собственным функциям $\hat{\psi}_n(x, y)$. Тогда $\hat{\Phi}_n(x, y)$ можно записать в виде

$$\hat{\Phi}_n(x, y) = A_0^2 k_0^4 \lambda_n^{-6} \left[\sum_{m=0}^{\infty} \hat{\mu}_{mn} \hat{\psi}_m(x, y) + \hat{\mu}_{nn} \hat{\psi}_n(x, y) \right], \quad (6)$$

где

$$\hat{\mu}_{mn} = \int \operatorname{div} [(\nabla_{\perp} \hat{\psi}_n)(\nabla_{\perp} \hat{\psi}_n)^2] \hat{\psi}_m d\Sigma \quad (7)$$

и интегрирование в (7) ведется по поперечному сечению волновода. Штрих у знака суммы означает отсутствие в ней слагаемого с $m=n$.

Подстановка (6) в (5) приводит к следующему уравнению:

$$\begin{aligned} \Delta H_{zn}^{(1)} + (\hat{\gamma}_n^2 + \lambda_n^2) H_{zn}^{(1)} &= [(\hat{g}_n + A_0^2 k_0^4 \lambda_n^{-6} \hat{\mu}_{nn}) A_0 \hat{\psi}_n(x, y) + \\ &+ A_0^3 k_0^4 \lambda_n^{-6} \sum_{m=0}^{\infty} \hat{\mu}_{mn} \hat{\psi}_m(x, y)] e^{i\hat{\gamma}_n z}. \end{aligned} \quad (8)$$

Первое слагаемое в уравнении (8) при решении дает секулярный член, неограниченно растущий с координатой. Этот нефизический эффект исключается выбором параметра \hat{g}_n :

$$\hat{g}_n = - A_0^2 k_0^4 \lambda_n^{-6} \hat{\mu}_{nn}. \quad (9)$$

Решая уравнение (8), с учетом соотношения (9) получаем следующее выражение для $H_{zn}^{(1)}$:

$$H_{zn}^{(1)} = \frac{A_0^3 k_0^4}{\lambda_n^6} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\hat{\mu}_{mn} \hat{\psi}_m(x, y)}{\hat{\gamma}_n^2 - \hat{\gamma}_m^2} e^{i\hat{\gamma}_n z} + \sum_{m=0}^{\infty} \hat{h}_{mn} \hat{\psi}_m(x, y) e^{i\hat{\gamma}_m z}. \quad (10)$$

В (10) коэффициент \hat{h}_{mn} определяют амплитуды волн, являющихся решением уравнения (8) без правой части, а суммирование распространяется по всем модам с $\hat{\gamma}_m^2 > 0$. Определяются эти коэффициенты из условий возбуждения нелинейных волн в волноводе. Заметим, что кроме основной волны в волноводе одновременно возникают все моды, причем их постоянные распространения

$$\hat{\gamma}_m^2 = k_0^2 \epsilon_0 - \hat{\lambda}_m^2 - \alpha A_0^2 k_0^4 \lambda_n^{-6} \hat{\psi}_{nn}$$

зависят от амплитуды невозмущенного поля.

Полное поле в волноводе с нелинейным заполнением определяется из соотношения (4) после подстановки в него выражений нулевого и первого приближений по (3) и (10).

Выше мы получили выражения для поля ТЕ-волны в волноводе с безграничным нелинейным заполнением. Теперь рассмотрим задачу отражения ТЕ-волны от границы полубесконечного диэлектрика.

Итак, пусть граница раздела двух сред совпадает с плоскостью $z=0$, причем будем считать, что при $z<0$ в волноводе вакуум, а при $z>0$ — нелинейная среда с диэлектрической постоянной вида (1). На границу диэлектрика со стороны отрицательных z падает ТЕ-волну с известной амплитудой A . Поле при $z < 0$ ищем в виде суммы падающей и отраженной волн:

$$H_{zn}^{(-)} = A [\hat{\psi}_n(x, y) e^{i\hat{\Gamma}_n z} + \sum_{m=0}^{\infty} \hat{R}_{mn} \hat{\psi}_m(x, y) e^{-i\hat{\Gamma}_m z}], \quad (11)$$

где $\hat{\Gamma}_m^2 = k_0^2 - \hat{\lambda}_m^2$ — постоянная распространения волны в вакууме. На границе раздела должны выполняться соотношения

$$H_{zn}^{(-)} = H_{zn}^{(+)}, \quad \frac{\partial H_{zn}^{(-)}}{\partial z} = \frac{\partial H_{zn}^{(+)}}{\partial z}, \quad (12)$$

где $H_{zn}^{(+)}$ — полное поле при $z>0$, определяемое выражением

$$H_{zn}^{(+)} = (A_0 + \alpha \hat{h}_{nn}) \hat{\psi}_n(x, y) e^{i\hat{\gamma}_n z} + \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{\alpha A_0^3 k_0^4}{\hat{\lambda}_n^6} \cdot \frac{\hat{\mu}_{mn}}{\hat{\lambda}_n^2 - \hat{\lambda}_m^2} e^{i\hat{\gamma}_n z} + \alpha \hat{h}_{mn} e^{i\hat{\gamma}_m z} \right) \hat{\psi}_m(x, y). \quad (13)$$

Решение будем проводить для двух случаев: $m=n$ и $m \neq n$. Из граничных условий (12), и выражений (11), (13) в случае $m=n$ получаем следующую систему уравнений:

$$A(1 + \hat{R}_{nn}) = A_0 + \alpha \hat{h}_{nn}, \quad \hat{\gamma}_n A(1 - \hat{R}_{nn}) = \hat{\gamma}_n (A_0 + \alpha \hat{h}_{nn}). \quad (14)$$

Так как в правые части уравнений (14) входят малые поправки, пропорциональные α , то последовательным приближением по α получим

$$\hat{R}_{nn} = \hat{R}_{nn}^{(0)} + \alpha \hat{R}_{nn}^{(1)} = \hat{R}_{nn}^{(0)} \left[1 - \frac{4\alpha A^2 \hat{\Gamma}_n^3 k_0^2 \hat{\mu}_{nn}}{\hat{\lambda}_n^6 \hat{\gamma}_n^{(0)} (\epsilon_0 - 1) (\hat{\Gamma}_n + \hat{\gamma}_n^{(0)})^2} \right], \quad \hat{h}_{nn} = \hat{R}_{nn}^{(1)} A. \quad (15)$$

В случае же $m \neq n$ аналогично имеем

$$\hat{R}_{mn} = \frac{8\hat{\Gamma}_n^3 k_0^4 (\hat{\gamma}_m^{(0)} - \hat{\gamma}_n^{(0)}) \hat{\mu}_{mn}}{\hat{\lambda}_n^6 (\hat{\lambda}_n^2 - \hat{\lambda}_m^2) (\hat{\Gamma}_m + \hat{\gamma}_m^{(0)}) (\hat{\Gamma}_n + \hat{\gamma}_n^{(0)})^3} \alpha A^2,$$

$$\hat{a}\hat{h}_{mn} = - \frac{8\hat{\Gamma}_n^3 k_0^4 (\hat{\Gamma}_m + \hat{\gamma}_m^{(0)}) \hat{\mu}_{mn}}{\hat{\lambda}_n^6 (\hat{\lambda}_n^2 - \hat{\lambda}_m^2) (\hat{\Gamma}_m + \hat{\gamma}_m^{(0)}) (\hat{\Gamma}_n + \hat{\gamma}_n^{(0)})^3} \alpha A^3.$$

Из выражения (15) видно, что в области $z < 0$ (вакуум) коэффициент отражения на основной гармонике несколько уменьшается (при $\alpha > 0$) по сравнению с коэффициентом отражения нулевого приближения $\hat{R}_{nn}^{(0)}$. Кроме того, появляется весь набор мод с коэффициентами \hat{R}_{mn} (коэффициентами трансформации), причем среди них есть затухающие моды. При $z \geq 0$ (нелинейная среда) суммирование необходимо распространить на все значения m и здесь также существуют затухающие моды.

Рассмотрим частный случай волновода прямоугольного поперечного сечения со сторонами a и b , заполненного при $z \geq 0$ нелинейной средой. Подстановка в выражение (7) собственных функций второй краевой задачи для поперечного сечения волновода дает для коэффициентов $\hat{\mu}_{mn}$ соотношение

$$\begin{aligned} \hat{\mu}_{mn} = & - \frac{1}{ab} \left\{ \left(\frac{9}{4} \hat{\lambda}_n^4 - 4 \frac{n^2 n'^2 \pi^4}{a^2 b^2} \right) \delta_{nm} \delta_{n'm'} + \right. \\ & + \left[\frac{1}{4} \left(\frac{n^2 \pi^2}{a^2} - 3 \frac{n'^2 \pi^2}{b^2} \right) \hat{\lambda}_n^2 + \frac{1}{2} \left(\frac{n^4 \pi^4}{a^4} - 3 \frac{n'^4 \pi^4}{b^4} \right) + 2 \frac{n^2 n'^2 \pi^4}{a^2 b^2} \right] \delta_{nm} \delta_{3n'm'} - \\ & - \left[\frac{1}{4} \left(3 \frac{n^2 \pi^2}{a^2} - \frac{n'^2 \pi^2}{b^2} \right) \hat{\lambda}_n^2 + \frac{1}{2} \left(3 \frac{n^4 \pi^4}{a^4} - \frac{n'^4 \pi^4}{b^4} \right) - 2 \frac{n^2 n'^2 \pi^4}{a^2 b^2} \right] \delta_{3nm} \delta_{n'm'} - \\ & \left. - \frac{3}{4} \hat{\lambda}_n^4 \delta_{3nm} \delta_{3n'm'} \right\}. \end{aligned}$$

Отсюда видно, что при падении на границу нелинейной среды волны $H_{nn}^{(0)}$, в волноводе могут возбуждаться нелинейные волны $H_{nn'}^{(1)}$, $H_{n3n'}^{(1)}$, $H_{3nn'}^{(1)}$ и $H_{3n3n'}^{(1)}$.

Пусть со стороны отрицательных z на границу раздела падает волна $H_{11}^{(0)}$. Тогда в волноводе могут возникнуть только нелинейные волны $H_{11}^{(1)}$, $H_{18}^{(1)}$, $H_{31}^{(1)}$ и $H_{33}^{(1)}$, причем в зависимости от частоты падающей волны моды $H_{13}^{(1)}$, $H_{31}^{(1)}$ и $H_{33}^{(1)}$ могут оказаться затухающими. В самом деле, постоянная распространения волны $H_{nn}^{(0)}$, в вакууме дается выражением

$$\hat{\Gamma}_n^2 = k_0^2 - \hat{\lambda}_n^2,$$

откуда видно, что при $\hat{\lambda}_n^2 \leq k_0^2 \leq \hat{\lambda}_m^2$ высшие моды в волноводе при $z < 0$ не могут распространяться. В нелинейной среде затухание волн будет определяться как частотой падающей волны, так и свойствами диэлектрика.

На рис. 1 приведены графики изменения коэффициента отражения \hat{R}_{11} в зависимости от параметра $k_0 a$ при различных значениях $\alpha A^2 / a^2$ в предположении, что волновод заполнен нелинейным диэлектриком

с $\epsilon_0=8$, а $a=2b$. Из этого рисунка видно, что с увеличением частоты падающей волны коэффициент отражения основной волны R_{11} уменьшается, причем при больших значениях $\alpha A^2/a^2$ коэффициент отражения уменьшается быстрее, чем при малых амплитудах падающей волны.

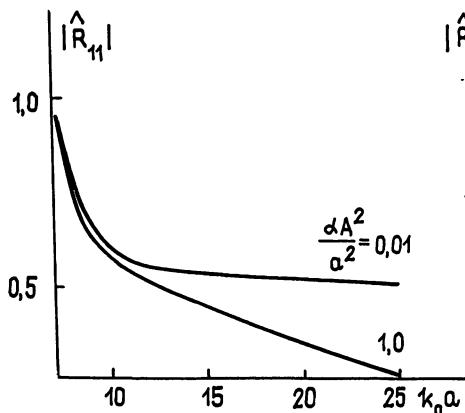


Рис. 1.

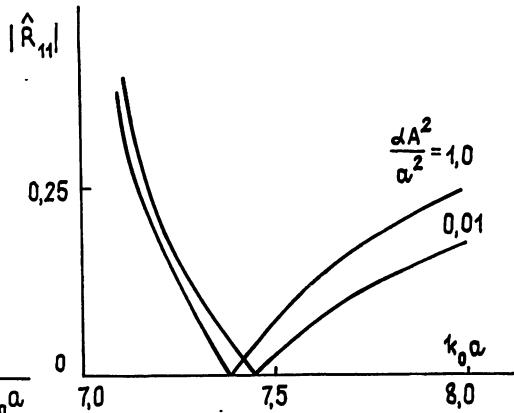


Рис. 2.

Обратимся теперь к исследованию особенностей распространения и отражения от плоской границы ТМ-волн в волноводе с нелинейным заполнением. Метод расчета будет совпадать в основном с приведенным выше, поэтому его изложение приведем в сокращенном виде.

Для описания ТМ-поля в качестве потенциала выберем составляющую электрического вектора E_z , удовлетворяющую уравнению

$$\Delta E_z + k_0^2 \epsilon E_z + \frac{1}{\epsilon} \frac{\partial}{\partial z} (E_{\perp} \epsilon) = 0. \quad (16)$$

Опуская промежуточные выкладки, выпишем решение уравнения (16):

$$E_z = A_0 \psi_n(x, y) e^{i \gamma_n z} + \frac{\alpha A_0^3}{\epsilon_0} \sum_{m=0}^{\infty} \frac{\mu_{mn} \psi_m(x, y)}{\lambda_n^2 - \lambda_m^2} e^{i \gamma_m z} + \sum_{m=0}^{\infty} h_{mn} \psi_m(x, y) e^{i \gamma_m z}, \quad (17)$$

где $\psi_n(x, y)$ — ортонормированные собственные функции первой краевой задачи для поперечного сечения волновода, λ_n — собственные значения задачи,

$$\mu_{mn} = \int \left[k_0^2 \epsilon_0 f_n \psi_n - (k_0^2 \epsilon_0 - \lambda_n^2) \lambda_n^{-2} (\nabla_{\perp} \psi_n \nabla_{\perp} f_n) \right] \psi_m d\Sigma,$$

$$f_n(x, y) = (k_0^2 \epsilon_0 - \lambda_n^2) \lambda_n^{-4} (\nabla_{\perp} \psi_n)^2 + \psi_n^2, \quad \gamma_n^2 = k_0^2 \epsilon_0 - \lambda_n^2 + \alpha g_n = \gamma_n^{(0)2} + \frac{\alpha A_0^2}{\epsilon_0} \mu_{nn}.$$

Постоянные h_{mn} в выражении (17) определяются, как и в случае ТЕ-волн, условиями возбуждения.

Рассмотрим теперь отражение ТМ-волны от полубесконечного нелинейного диэлектрика, занимающего полупространство $z > 0$. На границе раздела при $z=0$ должны выполняться следующие граничные условия:

$$E_z^{(-)} = \epsilon E_z^{(+)}, \quad \frac{\partial E_z^{(-)}}{\partial z} = \frac{\partial E_z^{(+)}}{\partial z} + \frac{1}{\epsilon_0 \lambda_n^2} \frac{\partial}{\partial z} (\nabla_{\perp} E_z \nabla_{\perp} \epsilon). \quad (18)$$

Пусть при $z < 0$

$$E_z^{(-)} = A [\psi_n(x, y) e^{i \gamma_n z} + \sum_{m=0}^{\infty} R_{mn} \psi_m(x, y) e^{-i \gamma_m z}],$$

а при $z > 0$ поле определяется выражением (17). Тогда из граничных условий (18) для основной гармоники получим

$$R_{nn} = R_{nn}^{(0)} + \alpha R_{nn}^{(1)} = \frac{\epsilon_0 \Gamma_n - \gamma_n^{(0)}}{\epsilon_0 \Gamma_n + \gamma_n^{(0)}} \left[1 + \frac{8\Gamma_n^3 \gamma_n^{(0)} (\eta_{nn} - \lambda_n^{-2} \beta_{nn}) \alpha A^2}{(\epsilon_0 \Gamma_n - \gamma_n^{(0)})(\epsilon_0 \Gamma_n + \gamma_n^{(0)})^3} \right].$$

$$h_{nn} = - \frac{8\Gamma_n^3 \alpha A^3 (\epsilon_0 \Gamma_n \eta_{nn} + \lambda_n^{-2} \gamma_n^{(0)} \beta_{nn})}{\epsilon_0 (\epsilon_0 \Gamma_n + \gamma_n^{(0)})^4}.$$

Для R_{mn} и h_{mn} граничные условия дают выражения

$$R_{mn} = - \frac{8\Gamma_n^3 \alpha A^2}{(\epsilon_0 \Gamma_m + \gamma_m^{(0)})(\epsilon_0 \Gamma_n + \gamma_n^{(0)})^3} \left[\frac{\mu_{mn}(\gamma_n^{(0)} - \gamma_m^{(0)})}{\lambda_n^2 - \lambda_m^2} + \lambda_n^{-2} \gamma_n^{(0)} \beta_{mn} \right],$$

$$h_{mn} = - \frac{8\Gamma_n^3 \alpha A^3}{\epsilon_0 (\epsilon_0 \Gamma_m + \gamma_m^{(0)})(\epsilon_0 \Gamma_n + \gamma_n^{(0)})^3} \left[\frac{\mu_{mn}(\epsilon_0 \Gamma_m + \gamma_m^{(0)})}{\lambda_n^2 - \lambda_m^2} + \lambda_n^{-2} \gamma_n^{(0)} \beta_{mn} \right],$$

где

$$\eta_{nn} = \int f_n \psi_n^2(x, y) d\Sigma, \quad \beta_{mn} = \int (\nabla \perp \psi_n \nabla \perp f_n) \psi_m(x, y) d\Sigma.$$

Как известно [5], в линейном случае для ТМ-волн существует аналог угла Брюстера в волноводе, т. е. отсутствует отражение волны от границы раздела сред. Это условие получается из требования равенства нулю $R_{nn}^{(0)}$:

$$\epsilon_0 \Gamma_n = \gamma_n^{(0)} \quad \text{или} \quad k_0^2 = \frac{\epsilon_0 + 1}{\epsilon_0} \lambda_n^2. \quad (19)$$

В нелинейном случае должен быть равен нулю полный коэффициент отражения на основной гармонике R_{nn} . Это приводит к тому, что частота, на которой отсутствует отражение от границы, смещается по отношению к частоте, определяемой (19). На рис. 2 приведены графики изменения R_{11} в зависимости от параметра $k_0 a$ для значений $\alpha A^2/a^2 = 0,01$ и $\alpha A^2/a^2 = 1,0$ при $\epsilon_0 = 8$ для прямоугольного волновода с $a = 2b$. Как видно из этого рисунка, увеличение амплитуды поля приводит к смещению частоты нулевого отражения в сторону низких частот.

В заключение отметим, что наличие нелинейного аналога угла Брюстера дает возможность экспериментального определения параметра нелинейности α при известных ϵ_0 и A .

ЛИТЕРАТУРА

1. Елеонский В. М., Силин В. П. // ЖЭТФ. 1969. Т. 56. Вып. 2. С. 574.
2. Елеонский В. М., Силин В. П. // ЖЭТФ. 1969. Т. 57. Вып. 2(8). С. 478.
3. Keller J. B., Millman M. H. // Phys. Rev. 1969. V. 181. № 5. Р. 1730.
4. Мигулин В. В., Медведев В. И., Мустель Е. Р., Парыгин В. Н. Основы теории колебаний. — М.: Наука, 1978.
5. Арутюнян Х. С., Беглоян Э. А., Лазиев Э. М., Оксузян Г. Г. Препринт ЕрФИ ЕФИ-286(11)-78. — Ереван, 1978.

Поступила в редакцию
3 ноября 1988 г.

ON THE PROPAGATION OF ELECTROMAGNETIC WAVES IN WAVEGUIDES WITH NONLINEAR FILLING

Kh. S. Arutyunyan, K. A. Barsukov

The problem of the propagation of electromagnetic waves in a regular waveguide filled by nonlinear cubic dielectric is solved by step-by-step method. The dependence of the propagation constant of a wave on the amplitude is found. The reflection of TE- TM-waves by the boundary of nonlinear dielectric in waveguide is investigated, the expressions for coefficients of reflection and transformation of waves are obtained. It is shown that for TM-waves there exists an analog of Brewster angle in waveguide with nonlinear filling.

УДК 621.396.67.01

РЕШЕНИЕ H -ПЛОСКОСТНОЙ ЗАДАЧИ ИЗЛУЧЕНИЯ ИЗ ДВУМЕРНОГО РУПОРА СО СЛОЖНЫМ КУСОЧНО-ЛИНЕЙНЫМ КОНТУРОМ

В. П. Пьянков, В. П. Чумаченко

Рассмотрена двумерная H -плоскостная задача излучения электромагнитных волн из рупора с кусочно-линейным контуром. Решение построено в виде разложения по базису, составленному из функций Матье, отнесенных к отдельным звеньям контура. Результаты расчетов сравниваются с данными других авторов. Приведены рассчитанные характеристики излучения коробчатых рупоров и секториальных рупоров с толстыми стенками.

Для расчета характеристик излучения рупорных антенн в настоящее время наибольшее распространение получили апертурный [1] и асимптотические методы [2, 3]. Апертурный метод дает удовлетворительные результаты в том случае, если удачно предугадывается распределение поля по апертуре рупора, что трудно сделать для рупоров сложной конфигурации. У асимптотических методов область применения ограничена в силу их асимптотического характера. К тому же спектр модельных задач, решенных к настоящему времени асимптотическими методами, недостаточно широк для расчета характеристик рупоров сложной конфигурации.

В данной работе предлагается метод решения H -плоскостной задачи излучения электромагнитных волн из двумерного рупора сложной конфигурации, контур которого образован из прямолинейных отрезков (рис. 1). При этом предполагается, что рупор в рассматриваемой плоскости имеет конечные размеры, к рупору примыкает полубесконечный плоский волновод, возбуждаемый волной H_{mo} , поверхности волновода и рупора идеально проводящие. Допустимы несимметрия рупора, конечная толщина стенок волновода и рупора, наличие изломов у стенок рупора, присутствие в раскрыве рупора многоугольных проводящих вставок и т. п.

Предлагаемый подход разработан на основе методики [4, 5]: анализа H -плоскостного многоугольного волноводного узла. При решении задачи на основе функций Матье [6] строится базис, тесно связанный со сложной геометрией рупора, что позволяет брать для достижения требуемой точности сравнительно невысокий порядок системы алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложения искомого поля по этому базису. Методику можно отнести к строгим в том смысле, что она учитывает влияние на излучение рупорных мод высших типов и токов на внешней поверхности рупора и части, примыкающего волновода. Метод обеспечивает совместное решение так называемых (по терминологии апертурного метода) внутренней и внешней подзадач задачи излучения, с учетом их взаимосвязи.

1. Построение алгоритма. Рассматриваемая задача сводится к нахождению компоненты электрического поля $u = E_z$ (см. рис. 1а), удовлетворяющей уравнению Гельмгольца

$$\Delta u + k^2 u = 0, \quad k = 2\pi/\lambda, \quad (1)$$

при однородных граничных условиях Дирихле

$$u|_S = 0, \quad (2)$$

где λ — длина волны, S — контур всей поверхности волновода и рупора.

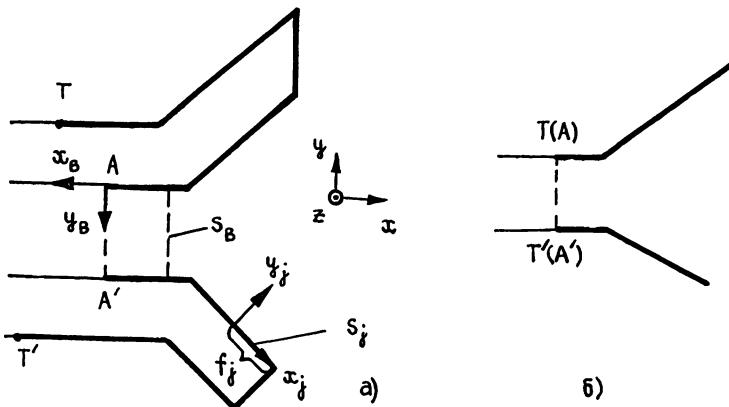


Рис. 1.

Внутри волновода, в регулярной его части, на некотором расстоянии от горла рупора проведем перпендикулярно пластинам волновода плоскость $A-A'$ (рис. 1а). А на внешних сторонах стенок волновода контур ограничим некоторыми точками T и T' . Ломанные линии $A-T$ и $A'-T'$ разобьем на конечное число отдельных прямолинейных звеньев S_j ($j=1, N$). Для каждого звена S_j введем декартову (x_j, y_j) и эллиптическую (ξ_j, η_j) системы координат, связанные между собой соотношениями

$$x_j = f_j \operatorname{ch} \xi_j \cos \eta_j, \quad y_j = f_j \operatorname{sh} \xi_j \sin \eta_j, \quad (3)$$

где f_j — половина длины j -го звена. Для волновода согласно рис. 1а введем декартову систему координат (x_b, y_b) .

Из физических соображений ясно, что на внешних сторонах пластин волновода значения поля и его производных левее точек T и T' будут малы, если T , T' выбраны на достаточно больших расстояниях от раскрыва рупора. Пренебрегая этими значениями поля и его производных, и исходя из результатов работы [4], искомую функцию u можно представить везде вне регулярной части волновода, находящейся левее плоскости $A-A'$, в виде

$$u = \int_0^a \left[\frac{\partial u_b}{\partial x_b} G - \frac{\partial G}{\partial x_b} u_b \right] \Big|_{x_b'=0} dy_b + \sum_{j=1}^N u_j, \quad (4)$$

где a — ширина волновода, G — функция Грина свободного пространства, u_b — искомое решение задачи (1), (2) в регулярной части волновода, u_j ($j=1, N$) — функции, для которых выполняются соотношения

$$u_j = \frac{2}{\pi} \int_0^\pi u_j|_{\xi_j'=0} \left[\sum_{n=0}^{\infty} \frac{\operatorname{Me}_n^{(2)}(\xi_j, q_j)}{\operatorname{Me}_n^{(2)}(0, q_j)} \operatorname{ce}_n(\eta_j, q_j) \operatorname{se}_n(\eta_j', q_j) \right] d\eta_j', \quad (5)$$

ce_n , $\operatorname{Me}_n^{(2)}$ — функции Матье [6], $q_j = (f_j k/2)^2$.

Если из формулы (4) выразить $u_j|_{\xi_j'=0}$ с учетом граничного условия (2) и подставить в соотношения (5), а также приравнять в некоторой плоскости S_B , находящейся в регулярной части волновода правее

плоскости $A-A'$ (см. рис. 1а), величину u , представленную в виде (4), величине u_b , то получим систему интегро-дифференциальных уравнений относительно искомых функций u_j ($j=1, N$) и u_b :

$$u_j = -\frac{2}{\pi} \int_0^{\pi} \left[\sum_{l \neq j} u_l + \int_0^a \left(\frac{\partial u_b}{\partial x_b''} G - \frac{\partial G}{\partial x_b''} u_b \right) \Big|_{x_b''=0} dy_b'' \right] \Big|_{\xi'_j=0} \times \\ (6)$$

$$\times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{Me_n^{(2)}(\xi_j, q_j)}{Me_n^{(2)}(0, q_j)} ce_n(\eta_j, q_j) ce_n(\eta'_j, q_j) d\eta'_j, \quad j=\overline{1, N};$$

$$u_b = \left[\sum_{l=1}^N u_l + \int_0^a \left(\frac{\partial u_b}{\partial x_b'} G - u_b \frac{\partial G}{\partial x_b'} \right) \Big|_{x_b'=0} dy_b' \right] \Big|_{S_B}. \quad (7)$$

Исходя из соотношений (5), будем искать функции u_j в виде рядов:

$$u_j = \sum_{n=0}^{\infty} D_n^j ce_n(\eta_j, q_j) \frac{Me_n^{(2)}(\xi_j, q_j)}{Me_n^{(2)}(0, q_j)}, \quad j=\overline{1, N}. \quad (8)$$

Для функции u_b используем представление в виде разложения по собственным волнам волновода:

$$u_b = \sum_{n=1}^{\infty} B_n \psi_n(y_b) \exp(-\gamma_n x_b) + A_m \psi_m(y_b) \exp(\gamma_m x_b), \quad (9)$$

где $\psi_n(y_b) = \sqrt{2/a} \sin(n\pi y_b/a)$, $\gamma_n = \sqrt{(n\pi/a)^2 - k^2}$, A_m — заданная амплитуда возбуждающей волновод волнны типа H_{m0} .

Подставив (8), (9) в (6), (7) и спроектировав (6) на базис $\{ce_l(\eta_j, q_j)\}_{l=0}^{\infty}$, а (7) — на базис $\{\psi_l(y_b)\}_{l=1}^{\infty}$, получим систему линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов разложений D_n^j , B_n [4], которую, как показано в [5], можно решить методом редукции.

В случае, когда стенки волновода и рупора полагаются бесконечно тонкими, плоскость $A-A'$ проводится через точки T и T' (рис. 1б). И разбиение на прямолинейные звенья S_j осуществляется правее плоскости $A-A'$ ($T-T'$). Если точки T и T' выбрать так, чтобы плоскость $A-A'$ осталась перпендикулярной пластинам волновода, то вид формулы (4) и всех последующих выкладок не изменится.

Описанный алгоритм был реализован в виде программы для ЭВМ серии ЕС на языке Фортран-4. Программа предназначена для расчета диаграмм направленности (ДН) излучения в дальней зоне и коэффициентов отражения B_n .

2. Тестовые задачи. В качестве основной тестовой задачи была выбрана задача излучения из открытого конца плоского волновода с бесконечно тонкими стенками (рис. 2а), для которой известно точное аналитическое решение [7]. На этой задаче было выяснено, как влияет на точность вычислений характеристики излучения расстояние b от раскрытия до точек T , T' . На рис. 2б показаны нормированные ДН по полю $F(\phi)/F(0)$, соответствующие параметру $q=a/\lambda=0,6$. Сплошная линия — точная ДН [7], штриховые линии — ДН, рассчитанные при $b/\lambda = 0,03; 0,30; 3,00$. Из рисунка видно, что алгоритм обеспечивает вычисление ДН с достаточно высокой точностью во всех направлениях, кроме узкого сектора заднего полупространства, в котором рассчитанная ДН имеет лепесток, отсутствующий у точной. С ростом b убывает мак-

суммой этого лепестка (рис. 2в), приходящийся на направление $\phi = 180^\circ$, а также его ширина. Ошибка вычисления ДН в секторе фиктивного лепестка не превышает величины его максимума и для ДН по мощности мала даже при $b/\lambda = 0,03$.

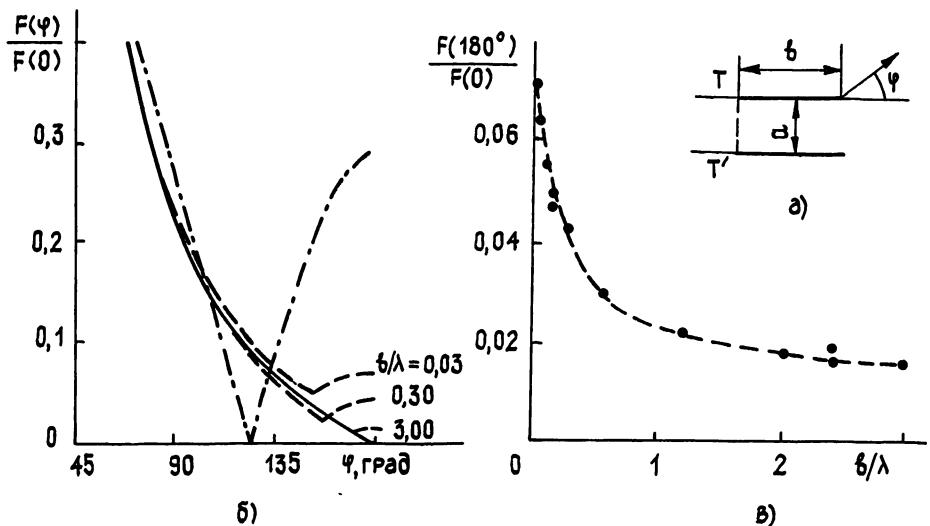


Рис. 2.

Появление фиктивного заднего лепестка в рассчитанной ДН связано с обрывом рассматриваемого контура в точках T и T' , т. е. по сути с учетом токов не на всей внешней поверхности пластин волновода, а только на некоторой части. Подобный лжелепесток, но больших размеров имеет ДН (штрихпунктирная линия на рис. 2б), получаемая по методу Кирхгофа, при этом внешние поверхностные токи полагаются везде равными нулю, а поле в апертуре волновода считается равным полю регулярного волновода.

С точки зрения точности вычисления характеристик излучения достаточным является задание $b \approx \lambda$. Дальнейшее увеличение b не приводит к заметному изменению результатов счета (см. рис. 2в). В переднем полупространстве погрешности практически определяются только числом слагаемых в разложениях (8), (9) и мало зависят от b . При выборе порядка усечения этих рядов согласно [4], так чтобы обеспечивался расчет элементов матрицы рассеяния с точностью $\sim 0,001$, при $q=0,6$ и $b=(0,6 \div 1,2)\lambda$ абсолютная ошибка вычисления $F(\phi)/F(0)$ в направлениях от 0 до 135° не превышает 0,001. В окрестности же направления $\phi = 180^\circ$ максимум погрешности определяется графиком на рис. 2в. С уменьшением длины волны зависимость результатов счета от b уменьшается и точность вычислений во всех направлениях растет. Поэтому в рабочем диапазоне волн, обычно находящемся в пределах $\lambda = (1,05 \div 1,6)a$, ошибка вычислений ДН при $b \approx \lambda$ не больше указанных выше значений. Коэффициент отражения B_1 при этом вычисляется с точностью до 0,001.

Алгоритм был проверен также на структурах с более сложной конфигурацией, для которых найдены методом факторизации строгие решения [8, 9]. Для волновода с толстыми стенками результаты расчетов совпали с данными публикации [8] по ДН с графической точностью, по коэффициентам отражения с точностью, определяемой числом слагаемых в разложениях (8), (9). При этом расчеты показали, что у волновода со стенками толщиной d коэффициент B_1 и ДН (по крайней мере в секторе от 0 до 110°) практически равны соответствующим характеристикам волновода с бесконечно тонкими стенками, если последний имеет фланец с размером R (см. рис. 3), равным d .

Рассчитанные для волновода с конечным фланцем, ДН с графической точностью совпали с ДН [9] волновода с бесконечным фланцем при $R \geq 4\lambda$ для $q=0,6$ и $R \geq \lambda$ для $q=1,2$. В расчетах стенки волновода и фланца полагались бесконечно тонкими. На рис. 3 кружочками изображена зависимость $|B_1|$ от параметра q , полученная авторами настоящей статьи для волновода с фланцем длиной $R=0,5\lambda$, а сплошной линией — для волновода с бесконечным фланцем, в соответствии с работой [9]. Как видно из рисунка, эти зависимости практически одинаковы, что согласуется с данными статьи [8]. В [8] показано, что у волновода с толстыми стенками при $d \geq 0,5\lambda$ коэффициент отражения B_1 практически не зависит от d .

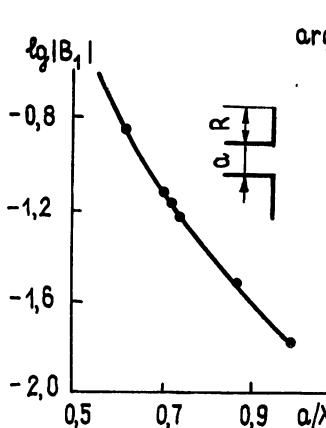


Рис. 3.

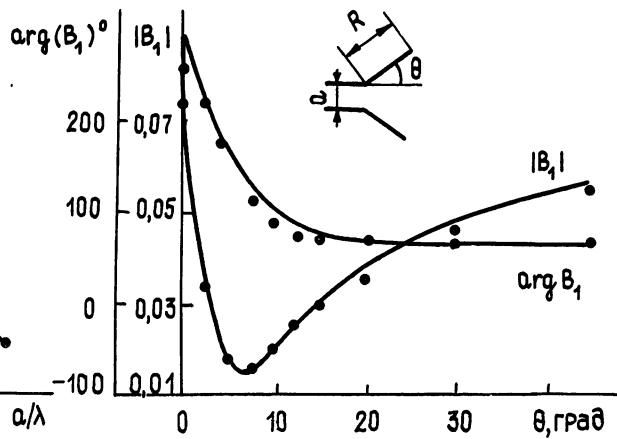


Рис. 4.

Результаты расчетов характеристик излучения и согласования секториальных рупоров с бесконечно тонкими стенками удовлетворительно совпадают с данными других авторов. К примеру, на рис. 4 при $q=0,733$ и $R=\lambda$ в зависимости от половины угла раскрыва рупора θ нанесена величина B_1 , полученная методом интегральных уравнений в работе [10] (сплошная линия) и по предлагаемому алгоритму («кружочки»). В этих расчетах порядок итоговой системы линейных алгебраических уравнений (СЛАУ) относительно коэффициентов разложений (8), (9) брался равным 24, а времени счета на ЭВМ ЕС-1033 затрачивалось менее 2 мин на один рупор.

3. Секториальный рупор с толстыми стенками. На рис. 5 показаны нормированные ДН по полю в дальней зоне секториальных рупоров со стенками толщиной $d=0,2\lambda$ и шириной волновода $a=0,75\lambda$ при $R=\lambda$ и различных полууглах раскрыва рупора θ (рис. 5а) и при $\theta=5^\circ$ и различных R (рис. 5б). Сплошными линиями проведены ДН рупоров с толстыми стенками, штриховыми — с бесконечно тонкими. Торцы стенок рупоров полагались срезанными в плоскости раскрыва рупора. Из рисунка видно, что с ростом величины раскрыва рупора A уменьшается разность между ДН рупоров с толстыми и бесконечно тонкими стенками. При $A \geq 1,5\lambda$ и $d \leq 0,2\lambda$ в средней части диапазона волн ($q=0,75$) разность между нормированными ДН по полю не превышает 0,02, а коэффициенты отражения B_1 практически равны.

Были произведены расчеты и для рупоров, у которых торцы пластин рупора скошены перпендикулярно самим пластинам. ДН таких рупоров близки ДН рупоров предыдущей конфигурации, изображенных на рис. 5, при тех же исходных данных.

4. Коробчатый рупор. В монографии [11] сформулировано утверждение, что коробчатые рупоры (см. рис. 6а) имеют при фиксированной величине раскрыва A наименьшую ширину ДН, если длина «коробки» L определена из условия противофазности волн H_{10} и H_{30} в раскрыве:

$$L = \pi / (\gamma_1 - \gamma_3), \quad (10)$$

где $\gamma_1 = 2\pi\sqrt{1 - 0,25(\lambda/A)^2}/\lambda$, $\gamma_3 = 2\pi\sqrt{1 - 2,25(\lambda/A)^2}/\lambda$. Численная проверка этого предположения была произведена для двумерных «коробчатых» рупоров с бесконечно тонкими стенками волновода и «коробки». Расчеты показали, что оптимальная L близка к получаемой из условия (10). Например, при $q = a/\lambda = 0,71$ и $A = (2,2 \div 2,4)a$ величина L , определяемая из условия (10), больше оптимальной примерно на $0,1\lambda$, а ДН на уровне 0,1 мощности не шире, чем на 1° . При больших A отличие еще меньшее. Поэтому в дальнейшем все расчеты производились для рупоров с длиной, соответствующей условию (10).

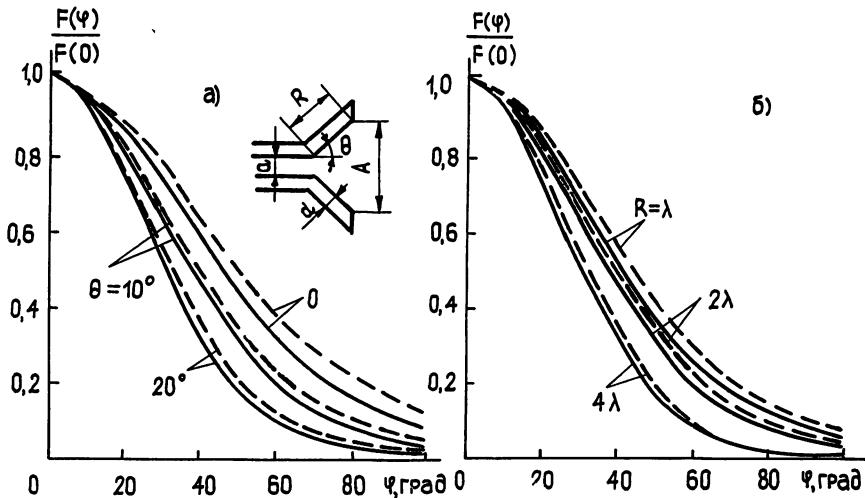


Рис. 5.

На рис. 6 показаны рассчитанные нормированные ДН по полю в дальней зоне при различных величинах A (рис. 6а), зависимости от A/a модуля B_1 (штриховая линия рис. 6б), полуширины $\Phi_{0,1}$ главного лепестка ДН на уровне 0,1 мощности (сплошная линия рис. 6б), уровня бокового лепестка (УБЛ) (сплошная линия рис. 6в) и положения максимума бокового лепестка (штриховая линия рис. 6в).

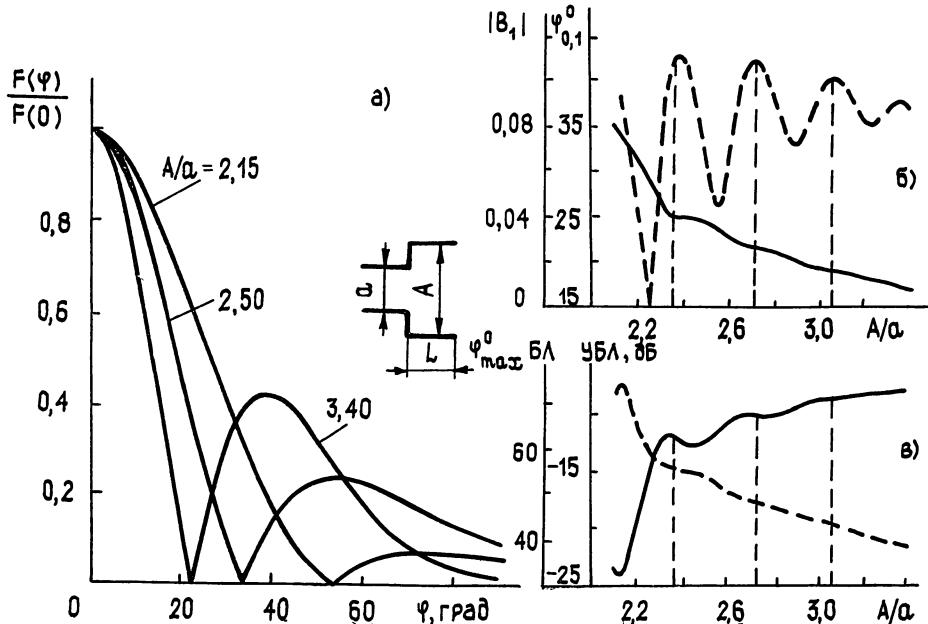


Рис. 6.

Вертикальные штриховые линии на рис. 6б соответствуют таким значениям A , при которых из условия (10) получается $L=\lambda; 1,5\lambda; 2\lambda$ (в порядке следования слева направо). Все данные на рис. 6 получены для $q=0,71$. Время счета на ЭВМ ЕС-1033 составило, например, для рупора с $A/a=2,15$ около 3 мин при порядке СЛАУ, равном 32.

Из рис. 6 видно, что с увеличением A сужается главный лепесток, однако УБЛ преимущественно растет. При этом боковой лепесток приближается к главному направлению излучения. Отметим, что максимумы $|B_1|$, «полочки» в графике $\phi_{0,1}$ (рис. 6б) и особенности в графиках рис. 6в находятся в окрестностях точек A/a , при которых $L=\lambda; 1,5\lambda; 2\lambda$.

График зависимости $\phi_{0,1}$ от A/a (рис. 6б) условно можно разделить на 3 участка: 1) $2,12 \leq A/a < 2,34$; 2) $2,34 \leq A/a \leq 2,46$; 3) $A/a > 2,46$. На первом участке с увеличением A происходит наиболее интенсивное уменьшение ширины ДН по сравнению с другими участками, а УБЛ ниже $-11,8$ дБ. На этом участке график $|B_1|$ имеет наиболее глубокий минимум, равный нулю в окрестности $A/a=2,26$. На втором участке $\phi_{0,1} \approx \text{const}$, а УБЛ снижается с уровня $-11,8$ дБ до $-12,9$ дБ. Поэтому на этом участке можно отдать предпочтение крайней правой точке $A/a=2,46$ (если позволяют ограничения на габариты), тем более в ней $|B_1|$ меньше, чем в случае $A/a=2,34$, на небольшую величину. На третьем участке главный лепесток ДН сужается с увеличением A не так интенсивно, как на первом участке, а УБЛ, начиная с $A/a=2,67$, равен или больше -10 дБ.

Выводы. Предлагаемый метод обладает высокой степенью алгоритмичности и позволяет автоматизировать расчет характеристик двумерных H -плоскостных рупоров с кусочно-линейным контуром в широком диапазоне изменения их геометрических параметров. Разработанная программа может быть использована для анализа и выбора оптимальной геометрии конкретных излучающих структур.

Данные, полученные при исследовании характеристик излучения и согласования секториальных рупоров с толстыми стенками и коробчатых рупоров, будут полезными при разработке антенных конструкций.

ЛИТЕРАТУРА

1. Айзенберг Г. З., Ямпольский В. Г., Терешин О. Н. Антенны УКВ. — М.: Связь, 1977. Ч. 1. С. 260.
2. Боровиков В. А., Кинбер Б. Е. Геометрическая теория дифракции. — М.: Связь, 1978.
3. Калошин В. А., Эйдус А. Г. // Радиотехника и электроника. 1983. Т. 28. № 1. С. 17.
4. Чумаченко В. П. // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31. № 12. С. 2335.
5. Чумаченко В. П. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33. № 8. С. 1600.
6. Мак-Лахлан Н. В. Теория и приложения функций Маттея. — М.: ИЛ, 1953.
7. Вайнштейн Л. А. Теория дифракции и метод факторизации. — М.: Сов. радио, 1966.
8. Журав С. М. // Радиотехника и электроника. 1985. Т. 30. № 3. С. 448.
9. Воскресенский Т. В., Журав С. М., Коршунов С. Ю. // Радиотехника и электроника. 1986. Т. 31. № 7. С. 1441.
10. Okamoto Naomichi, Kimura Tepenogli. // Trans. Int. Electro. and Commun. Eng. Jap. 1976. V. B59. № 1. P. 25.
11. Антенны сантиметровых волн. — М.: Сов. радио, 1950. Т. 2.

Запорожский машиностроительный
институт

Поступила в редакцию
27 декабря 1988 г.

SOLUTION OF H -PLANE RADIATION PROBLEM FOR TWO-DIMENSIONAL HORN WITH COMPLEX PIECEWISE LINEAR CONTOUR

V. P. P'yankov, V. P. Chumachenko

Two-dimensional H -plane radiation of electromagnetic waves from a horn having piecewise linear boundary is considered. The method of solution is based on expansion using Mathieu functions related to linear chains of boundary. The radiation characteristics for boxlike horns and sectortype ones with thick walls are given. Comparison of the results with other authors' data is proved to be satisfactory.

УДК 621.372.09

ОТРАЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ ОТ СЛОИСТОГО ПЛАЗМЕННОГО СГУСТКА, ДВИЖУЩЕГОСЯ В ВОЛНОВОДЕ

A. Г. Нерух, Н. А. Хижняк, П. Е. Минко

Рассмотрено взаимодействие электромагнитной волны со слоистым плазменным сгустком, движущимся в волноводе. Показано, что влияние стратификации сгустка на коэффициент отражения имеет резонансный характер. Произведен сравнительный анализ коэффициента отражения для одного двойного слоя и пакета двойных слоев.

Известно, что отражение электромагнитной волны от движущейся границы сопровождается умножением частоты и усилением амплитуды отраженной волны [1–5]. При этом коэффициент отражения может принимать максимальное значение даже при малых скоростях движения среды [6]. Все эти результаты получены в предположении, что среда, движущаяся вместе с границей, является однородной. Если же среда имеет слоистую структуру, то можно ожидать появления резонансных эффектов. В данной работе исследуется отражение электромагнитной волны от движущегося в прямоугольном регулярном волноводе слоистого плазменного сгустка конечной толщины.

Исследование этого явления производится с помощью характеристической матрицы [7, 8]. Пусть плазменный сгусток, ограниченный нормальными к оси волновода плоскостями и заполняющий все поперечное сечение, движется вдоль волновода со скоростью v . На сгусток падает волна E_0 , имеющая частоту ω и постоянную распространения $k = \frac{1}{c} \sqrt{\omega^2 - \omega_{kp}^2}$, где ω_{kp} — критическая частота волновода для данной моды колебаний. Среда внутри сгустка представляет собой пакет N двойных слоев холодной изотропной плазмы с толщинами в системе покоя волновода l_1 , l_2 и ленгмюровскими частотами ω_{e1} , ω_{e2} . Тогда характеристическая матрица сгустка определяется выражением

$$M_{2N} = \exp \left[-i \frac{\gamma^2 \beta \omega^*}{c} N(l_1 + l_2) \right] \begin{pmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{pmatrix}, \quad (1)$$

в котором элементы матрицы с помощью соотношений $M_{ii} = -U_{N-2}(a) + U_{N-1}(a)m_{ii}$, $M_{ij} = U_{N-1}(a)m_{ij}$ выражаются через элементы матрицы одного двойного слоя:

$$\begin{aligned} m_{11} &= \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 - \frac{x_2}{x_1} \sin \alpha_1 \sin \alpha_2, \\ m_{12} &= i \frac{\omega^*}{c} \left(\frac{1}{x_2} \cos \alpha_1 \sin \alpha_2 + \frac{1}{x_1} \sin \alpha_1 \sin \alpha_2 \right), \\ m_{21} &= i \frac{c}{\omega^*} (x_1 \sin \alpha_1 \cos \alpha_2 + x_2 \cos \alpha_1 \sin \alpha_2), \\ m_{22} &= \cos \alpha_1 \cos \alpha_2 - \frac{x_1}{x_2} \sin \alpha_1 \sin \alpha_2, \quad \alpha_i = \gamma^2 x_i l_i, \end{aligned} \quad (2)$$

где $\gamma^2 = 1/(1-\beta^2)$, $\beta = v/c$, $\kappa_i = (1/c)\sqrt{(\omega^*)^2 - \Omega_i^2/\gamma^2}$, $\omega^* = \omega - vk$, $\Omega_i^2 = \omega_{rp}^2 + \omega_{el}^2$. Функции $U_N(a) = \sin(N+1)\psi \sin^{-1}\psi$ — многочлены Чебышева второго рода с аргументом

$$a = \cos\psi = \cos\alpha_1 \cos\alpha_2 - \frac{1}{2} \left(\frac{\kappa_1}{\kappa_2} + \frac{\kappa_2}{\kappa_1} \right) \sin\alpha_1 \sin\alpha_2. \quad (3)$$

С помощью характеристической матрицы легко определяются параметры отраженной и прошедшей через сгусток волн. При этом оказывается, что частота прошедшей волны не меняется, а частота отраженной волны, как и в случае однородного сгустка, равна $\omega_1 = 2\gamma^2\omega^* - \omega$.

Амплитудный коэффициент отражения определяется выражением

$$R_{2N} = P(A_1 + iB_1)(A_2 + D\Phi_N + iB_2)^{-1}, \quad (4)$$

где

$$\begin{aligned} A_1 &= (p - \varepsilon)[\mu^2 R_1(R_2^2 - 1) + R_2(R_1^2 - 1)] \sin\alpha_1 \sin\alpha_2, \\ A_2 &= [p\mu^2 R_1(R_2^2 - 1) + \varepsilon R_2(R_1^2 - 1)] \sin\alpha_1 \sin\alpha_2 - \\ &\quad - [\varepsilon\mu^2 R_1(R_2^2 - 1) + pR_2(R_1^2 - 1)] \cos\alpha_1 \cos\alpha_2, \end{aligned} \quad (5)$$

$$B_1 = 4R_1R_2(p \sin\alpha_1 \cos\alpha_2 + \varepsilon\mu^2 \cos\alpha_1 \sin\alpha_2),$$

$$B_2 = 2[pR_2(R_1^2 + 1) \sin\alpha_1 \cos\alpha_2 + \varepsilon\mu^2 R_1(R_2^2 + 1) \cos\alpha_1 \sin\alpha_2],$$

$$D = pR_2(R_1^2 - 1) + \varepsilon\mu^2 R_1(R_2^2 - 1).$$

В этих выражениях $R_1 = (q - \sqrt{q^2 - 1})^2$, $R_2 = (1/\mu^2)(q - \sqrt{q^2 - \mu^2})^2$, $p = \sqrt{q^2 - \mu^2}$, $\varepsilon = \sqrt{q^2 - 1}$, $q = \gamma(c k - \beta \omega) \omega_{el}^{-1}$; $\mu = \omega_{el}/\omega_{el}$ — параметр стратификации сгустка; $P = \omega_1 \omega^{-1}$ — коэффициент умножения частоты, причем произведение PR_1 представляет собой амплитудный коэффициент отражения полубесконечного сгустка; параметр q характеризует прозрачность сгустка, так как при $q < 1$ внутренние волны становятся затухающими; функция $\Phi_N = \sin(N-1)\psi \sin^{-1}N\psi$ представляет собой пакетный множитель.

Энергетический коэффициент отражения равен $\bar{R}_{2N} = \frac{v_{gR}}{v_{g0}} R_{2N} R_{2N}^* = \frac{v_{gR}}{v_{g0}} P^2 \bar{R}_{2N}$, где $v_{gR,0}$ — групповые скорости отраженной и падающей

волн. Первый множитель $\frac{v_{gR}}{v_{g0}} P^2$ зависит только от параметров волновода и скорости сгустка как целого и принимает свое наибольшее значение, которое может достигать величин порядка $10^2 - 10^3$, при условии $q \approx 1$, что при определенных соотношениях между параметрами плазмы и волновода может выполняться и при малых значениях скорости сгустка [6]. Собственно внутренняя структура сгустка входит в выражение для коэффициента отражения через второй множитель \bar{R}_{2N} . Хотя его зависимость от параметров q , $\alpha_{1,2}$ такая же, как и в случае неподвижного сгустка, наличие движения добавляет еще одну возможность варьировать эти параметры путем изменения скорости сгустка.

Так как наибольшая эффективность первого множителя в коэффициенте отражения достигается при $q \geq 1$, то влияние стратификации на второй множитель \bar{R}_{2N} рассмотрим именно при таком значении параметра q . При произвольной толщине слоев в случае слабой стратификации ($\mu \approx 1$) выражение для \bar{R}_{2N} имеет простой вид:

$$\bar{R}_{2N} = [1 + 4\varepsilon^2 \operatorname{ctg}^2 N(\alpha_1 + \alpha_2)]^{-1}. \quad (6)$$

Из (6) следует, что наибольшее значение, которое может принимать \bar{R}_{2N} при выполнении условия $2\tg N\psi = \tg \psi$, равно единице.

В случае сильной стратификации выражение для \bar{R}_{2N} зависит от того, какой слой плотнее, первый или второй. Если плотность первого слоя значительно меньше, чем плотность второго, т. е. $\mu \gg 1$, то все коэффициенты в (5) становятся комплексными. Пакетный множитель остается вещественным, так же как и величина a , которую в этом случае можно записать в виде $a = \cos \alpha_1 \operatorname{ch} \alpha'_1 + (\mu/2\varepsilon) \sin \alpha_1 \operatorname{sh} \alpha'_1$, где $\alpha'_1 = \mu \gamma (\omega_{e1}/c) l_2$. Обозначив одним и двумя штрихами соответственно действительную и мнимую части каждого коэффициента, для \bar{R}_{2N} будем иметь

$$\bar{R}_{2N} = \frac{|A_1|^2 + |B_1|^2 + 2(B'_1 A''_1 - A'_1 B''_1)}{|D|^2 \Phi_N^2 + 2(F_1 D' + F_2 D'') \Phi_N + F_1^2 + F_2^2}, \quad (7)$$

где $F_1 = A'_1 - B''_1$, $F_2 = A''_1 + B'_1$.

Знаменатель в (7) принимает минимальное значение, равное $|D|^{-2}(F_1 D'' - F_2 D')^2$, при величине пакетного множителя

$$\Phi_{\text{рез}} = -|D|^{-2}(F_1 D' + F_2 D''). \quad (8)$$

Так как для одного двойного слоя $\Phi_1 = 0$, то в том случае, когда число N двойных слоев удовлетворяет условию (8), коэффициент отражения пакета будет превосходить коэффициент отражения двойного слоя. Это превышение можно характеризовать коэффициентом превышения $S = \bar{R}_{2N} \max \bar{R}_{12}^{-1}$, который в данном случае стратификации будет определяться выражением

$$S = |D|^2 \frac{F_1^2 + F_2^2}{(F_1 D'' - F_2 D')^2}. \quad (9)$$

Анализ выражений (8) и (9) в силу их сложности можно провести только численным способом. Так как целью данной работы является выяснение принципиальной возможности резонансного влияния стратификации густоты на эффективность умножения частоты отраженной волны, то более детальное рассмотрение этого проведем в случае, легче поддающемся анализу, а именно в случае сильной стратификации, когда первый слой значительно плотнее второго ($\mu \ll 1$). В этом случае все коэффициенты вещественные и выражение для \bar{R}_{2N} примет вид

$$\bar{R}_{2N} = \frac{A_1^2 + B_1^2}{(A_2 + D\Phi_N)^2 + B_2^2}. \quad (10)$$

Условие резонанса будет определяться равенством

$$A_2(\alpha_1, \alpha_2) + D\Phi_N(a) = 0, \quad (11)$$

при этом коэффициент превышения будет равен

$$S = 1 + \left(\frac{A_2}{B_2} \right)^2 = 1 + \frac{a^2}{(\cos \alpha_1 \sin \alpha_2 + (1/2\varepsilon) \sin \alpha_1 \cos \alpha_2)^2}. \quad (12)$$

Так как $\psi = \arccos a$, то для пакетного множителя можно выписать явную зависимость от a , например

$$\Phi_1 = 0, \quad \Phi_2 = \frac{1}{2a}, \quad \Phi_3 = \frac{2a}{4a^2 - 1}, \quad \Phi_4 = \frac{4a^2 - 1}{4a(2a^2 - 1)},$$

$$\Phi_5 = \frac{4a(2a^2-1)}{16(a^2-1)^2+20(a^2-1)+5}, \dots$$

В рассматриваемом случае $\mu \ll 1$, и так как $\varepsilon \ll 1$, то $A_2 \approx -aD$. С учетом этого условия (11) примет вид $\Phi_N(a) - a = 0$. Используя формулы (13), можно найти корни этого уравнения. Например, для $N=2, 3, 4, 5$ они будут равны:

$$\begin{aligned} N=2, \quad a_{1,2} &= \pm 1/\sqrt{2}, \\ N=3, \quad a_1 &= 0, \quad a_{2,3} = \pm \sqrt{3}/2, \\ N=4, \quad a_{1-4} &= \pm \sqrt{1/2 \pm 1/2\sqrt{2}}, \\ N=5, \quad a_1 &= 0, \quad a_{2-5} = \pm \sqrt{1 + \frac{-6 \pm \sqrt{20}}{16}}. \end{aligned} \tag{14}$$

Эти значения корней на плоскости (α_1, α_2) определяют линии, на которых коэффициент превышения принимает значения, определяемые выражением (12). Экстремальные значения коэффициента превышения на этих линиях, т. е. при условии (11), равны

$$S_1 = \frac{1}{1-a^2} \quad \text{при } \alpha_1 = k\pi, \quad \cos \alpha_2 = (-1)^k a, \tag{15}$$

$$S_2 = \frac{1}{1-4\varepsilon^2 a^2} \quad \text{при } \alpha_1 = \frac{\pi}{2} + k\pi, \quad \sin \alpha_2 = (-1)^{k+1} 2\varepsilon a,$$

где $k = 0, 1$.

В первом случае $S_1 \rightarrow \infty$ при $a \rightarrow 1$, что согласно тенденции, прослеживаемой в (14), будет происходить при увеличении числа слоев. Однако множитель \bar{R}_{2N} остается при этом малой величиной. Действительно, подставив в (10) значения $\alpha_1 = k\pi$ и $\cos \alpha_2 = (-1)^k a$, найдем, что $\bar{R}_{2N} \simeq \frac{1}{4} \mu^4$, тогда как $\bar{R}_{12} = \frac{1}{4} \mu^4 (1-a^2)$. Более эффективным оказывается второй случай, которому соответствует значение коэффициента превышения S_2 . В этом случае $\bar{R}_{2N} \simeq (1-4\varepsilon^2 a^2)^{-1}$, $\bar{R}_{12} \simeq 1$. Следовательно, при увеличении $4\varepsilon^2 a^2$ растет как коэффициент превышения, т. е. относительная величина множителя \bar{R}_{2N} , так и его абсолютная величина.

Зависимость \bar{R}_{2N} от скорости сгустка удобно проследить, если ввести геометрические толщины слоев в системе покоя сгустка, $l_{01,2} = \gamma l_{1,2}$.

Тогда для оптических толщин будем иметь $\alpha_1 = \varepsilon \frac{\omega_{e1}}{c} l_{01}$, $\alpha_2 = p \frac{\omega_{e1}}{c} l_{02}$.

Так как при $\mu \ll 1$ и $q \approx 1$ величина $p \approx 1$, а $\varepsilon = \sqrt{q^2 - 1} = \frac{1}{\omega_{e1}} \sqrt{(\omega')^2 - \Omega_1^2}$, где $\omega' = \gamma(\omega - vk)$ — частота падающей волны, пересчитанная в систему покоя сгустка, то согласно второму результату в (15) найдем, что множитель \bar{R}_{2N} будет иметь резонансный максимум при $\frac{1}{c} \sqrt{(\omega')^2 - \Omega_1^2} l_{01} = \frac{\pi}{2} + k\pi$,

$$= \frac{\pi}{2} + k\pi, \quad \sin \frac{\omega_{e1}}{c} l_{02} = (-1)^{k+1} \frac{2}{c \omega_{e1}} \sqrt{(\omega')^2 - \Omega_1^2} a, \quad k = 0, 1.$$

Из этих условий следует, что резонансная толщина первого слоя определяется только плотностью плазмы этого слоя и скоростью дви-

жений, тогда как толщина второго слоя определяется также и резонансной величиной параметра a . Так как при этом множитель R_{2N} превышает единицу, то можно заключить, что влияние стратификации сгустка на коэффициент отражения имеет резонансный характер и путем подбора параметров слоев можно достичь значительного увеличения эффективности отражения, а следовательно, и эффективности умножения частоты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландэкер К. В кн.: Миллиметровые и субмиллиметровые волны. — М.: ИЛ, 1959. С. 179; Ламперт М. А. Там же. С. 145.
2. Файнберг Я. Б., Ткалич В. С. // ЖТФ. 1959. Т. 29. Вып. 4. С. 491.
3. Курилко В. И. // ЖТФ. 1961. Т. 31. Вып. 8. С. 899.
4. Островский Л. А., Степанов Н. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1971. Т. 14. № 4. С. 489.
5. Столяров С. Н. // Эйнштейновский сборник. — 1975—1976. — М.: Наука, 1978. С. 152.
6. Нерух А. Г., Хижняк Н. А. // Изв. вузов. Радиофизика. 1983. Т. 26. № 12. С. 1601.
7. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. — М.: Наука, 1970. Гл. 1. — 856 с.
8. Abelés F. // Ann. Phys. 1950. V. 5. № 11—12. P. 708.

Харьковский институт
радиоэлектроники

Поступила в редакцию
9 ноября 1988 г.,
после переработки
5 июня 1989 г.

ELECTROMAGNETIC WAVE REFLECTION FROM THE STRATUM PLASMA CLUSTER WHICH IS MOVING IN THE WAVEGUIDE

A. G. Nerukh, N. A. Khizhnyak, P. E. Minko

Electromagnetic wave interaction with a stratum plasma cluster, which is moving in the waveguide, has been examined. The resonance influence of the cluster stratification on the reflectance has been shown. The comparative analysis is made of the reflectance for one double layer and a package of double layers.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Александров Е. Б., Хвostenko Г. И., Чайка М. П. Интерференция атомных состояний. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990 (IV кв.). — 15 л.

Рассмотрены явления интерференции атомных состояний, лежащие в основе новых методов определения атомных констант и применений в магнитометрии. Описание дано как на классическом языке, так и в квантовомеханическом формализме. Основное внимание удалено пересечению и антипересечению уровней квантовым биениям, параметрическому резонансу. Затронуты и смежные вопросы (магнитный резонанс, оптическая накачка лазеров и пр.) в их связи с интерференцией атомных состояний.

Для научных сотрудников, инженеров, преподавателей, аспирантов и студентов физических специальностей вузов.

Ананьев Ю. А. Оптические резонаторы и лазерные пучки. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990 (I кв.). — 20 л.

Рассмотрены процессы формирования когерентного излучения в оптических резонаторах; анализируются факторы, определяющие пространственную структуру лазерного излучения. Даны рекомендации по выбору типа и параметров резонаторов; приведены сведения о различных методах воздействия на расходимость и другие характеристики излучения путем видоизменения резонаторов и внесения в них дополнительных элементов.

Для специалистов, занимающихся разработкой и применением лазеров, а также вопросами дифракции и теории оптических систем. Может быть рекомендована студентам вузов.

УДК 532.783; 535.24

РАССЕЯНИЕ И ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА СЛУЧАЙНО-НЕОДНОРОДНЫМИ СЛОЯМИ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛОВ

А. П. Якимович

Рассмотрено рассеяние света случайно-неоднородными текстурами жидких кристаллов, имеющих ограниченный и равномерный[пространственно-частотный спектр. Получена зависимость интенсивности поляризационных компонент рассеянного излучения от толщины рассеивающего слоя. Найдена также зависимость величины контраста изображения ЖК устройств на основе эффектов светорассеяния от толщины слоя и размера неоднородностей.

В устройствах модуляции светового излучения на основе жидкых кристаллов (ЖК) в качестве непрозрачного состояния часто используются случайно-неоднородные текстуры ЖК, интенсивно рассеивающие свет [1–3]. Имеется большое число экспериментальных работ, посвященных исследованию светорассеяния такими случайно-неоднородными слоями ЖК. Теоретическое рассмотрение этого вопроса, проведенное в небольшом числе работ, основано на некоторых упрощенных моделях рассеивающей среды. Так, в [4] рассеивающая среда представлена в виде случайно-модулированной фазовой решетки, в [5] — в виде статистического ансамбля диэлектрических дисков, в [6] — диэлектрических шаров, в [7] — доменов с «жесткими» границами, а в [8] — набором кольцевых дисклиниаций. В настоящей работе рассматривается более общая модель случайно-неоднородного слоя ЖК, согласно которой флуктуации диэлектрической проницаемости среды имеют непрерывный и ограниченный пространственно-частотный спектр.

Диэлектрическая проницаемость случайно-неоднородной текстуры ЖК. Диэлектрическая проницаемость жидких кристаллов описывается следующим тензором:

$$\hat{\varepsilon} = \varepsilon_{\perp} \delta_{ij} + \Delta \varepsilon n_i n_j, \quad (1)$$

где ε_{\perp} , ε_{\parallel} — значения диэлектрической проницаемости перпендикулярно и параллельно оси молекул ЖК, $\Delta \varepsilon = \varepsilon_{\parallel} - \varepsilon_{\perp}$ — величина анизотропии диэлектрической проницаемости, $n_i = \cos \alpha_i$ — компоненты директора \mathbf{n} в выбранной системе координат.

Будем считать, что в случайно-неоднородных текстурах все направления директора \mathbf{n} равновероятны. Представим диэлектрическую проницаемость $\hat{\varepsilon}$ в виде суммы скаляра $\bar{\varepsilon}$ — ее среднего значения и тензора, связанного с флуктуациями направления директора:

$$\hat{\varepsilon} = \bar{\varepsilon} + \varepsilon_{ij}, \quad (2)$$

где $\bar{\varepsilon} = (1/3)(2\varepsilon_{\perp} + \varepsilon_{\parallel})$, а $\varepsilon_{ij}(\mathbf{r})$ — случайные функции координат, средние значения которых равны нулю ($\langle \varepsilon_{ij} \rangle = 0$). Компоненты тензора подчиняются следующим соотношениям:

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}, \quad \sum_{i=1}^3 \varepsilon_{ii} = 0. \quad (3)$$

Для упрощения последующих выкладок будем рассматривать двумерное сечение слоя ЖК (рис. 1а) и представим случайные функции ε_{ij} в виде двумерных рядов Фурье:

$$\varepsilon_{ij}(r) = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N \varepsilon_{ij}^{nm} \cos(K_{nm} r + \varphi_{ij}^{nm}), \quad (4)$$

где ε_{ij}^{nm} , φ_{ij}^{nm} , K_{nm} — амплитуды, фазы и векторы парциальных решеток текстуры.

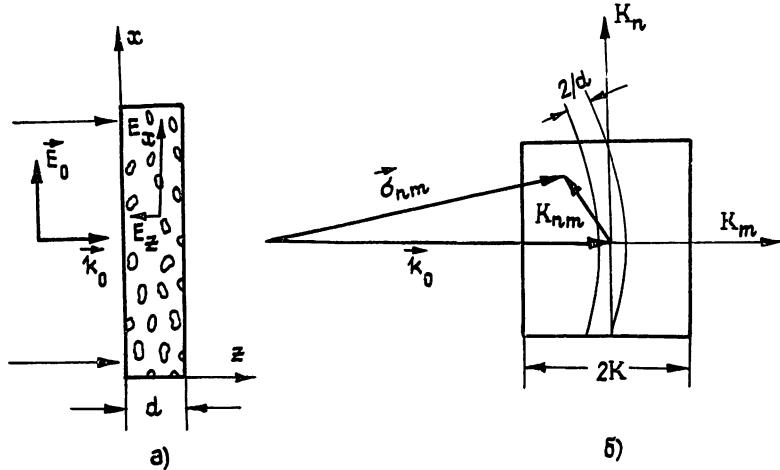


Рис. 1.

В силу равномерности углового распределения n математические ожидания $M[\varepsilon_{ij}^{nm}]$ для различных значений индексов n , m и фиксированных i , j равны, а случайные фазы φ_{ij}^{nm} распределены равномерно в интервале $0 \div 2\pi$. На рис. 1б в координатах K_n и K_m показан пространственно-частотный спектр слоя ЖК, ограниченный областью $|K_n| < K$, $|K_m| < K$, размеры которой K определяются минимальным размером неоднородностей $K = 2\pi/\Lambda_{\min}$.

В дальнейшем нам понадобятся еще такие характеристики тензора диэлектрической проницаемости $\overset{\wedge}{\epsilon}$, как дисперсия или среднеквадратичное отклонение его компонент. Для рассматриваемого случая равномерного углового распределения n легко получить

$$D[\varepsilon_{ii}] = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N |\varepsilon_{ii}^{nm}|^2 = (\Delta\epsilon)^2 \left\langle \left(\cos^2 \alpha_i - \frac{1}{3} \right)^2 \right\rangle = \frac{4}{45} (\Delta\epsilon)^2; \quad (5)$$

$$D[\varepsilon_{ij}] = \sum_{n=1}^N \sum_{m=1}^N |\varepsilon_{ij}^{nm}|^2 = (\Delta\epsilon)^2 \langle (\cos \alpha_i \cos \alpha_j)^2 \rangle = \frac{1}{9} (\Delta\epsilon)^2. \quad (6)$$

Формулы (2) — (6), содержат все необходимые нам в дальнейшем параметры и описывают любые случайно-неоднородные текстуры нематических ЖК и текстуры холестериков и смектиков без учета холестерической или смектической спирали, т. е. в тех случаях, когда условие Брэгга при дифракции на этих решетках не выполняется и этими решетками можно пренебречь.

Структура рассеянного поля и система связанных уравнений. Пусть на слой ЖК падает линейно-поляризованный световой волна a_0 . Будем считать, для определенности, что ее волновой вектор k_0 направлен по оси z , а вектор электрического поля — по оси x (рис. 1а). Эта волна, дифрагируя на всех объемных решетках слоя ЖК ε_{ij}^{nm} ,

порождает волны рассеяния первого порядка с амплитудами α_{nm} и волновыми векторами $\sigma_{nm} = k_0 - K_{nm}$. Волны рассеяния 1-го порядка, распространяясь в слое ЖК, в свою очередь дифрагируют на всех решетках слоя ЖК и создают волны рассеяния 2-го порядка α_{nmlk} с волновыми векторами $\sigma_{nmlk} = \sigma_{nm} - K_{lk}$. Точно так же волны рассеяния 2-го порядка порождают волны 3-го порядка и т. д.

Будем считать, что размеры пространственно-частотного спектра слоя ЖК невелики ($K \ll k_0$), так что направления распространения волн всех порядков рассеяния отличаются незначительно. Пренебрегая наклонами волн и малой неподвижностью поля, обусловленной анизотропией ЖК, амплитуду каждой волны любого порядка рассеяния можно представить в виде двух компонент, поляризованных по осям x и y , т. е. $\alpha_{...m} = ea_{x...m} + fa_{y...m}$, где e, f — единичные векторы по осям x и y соответственно. Тогда суммарное волновое поле в слое ЖК можно записать в следующем виде:

$$E = ea_{x0} e^{-ik_0 r} + \sum_n \sum_m (ea_{xnm} + fa_{ynm}) e^{-i\sigma_{nm} r} + \\ + \sum_n \sum_m \sum_p \sum_q (ea_{xnmpq} + fa_{ynmpq}) e^{-i\sigma_{xnmpq} r} + \dots, \quad (7)$$

где $a_0(z)$, $a_{n...m}(z)$ — медленно меняющиеся амплитуды падающей волны и волн порядков рассеяния.

В (7) и далее для упрощения записи мы опускаем пределы суммирования, подразумевая, что суммирование проводится по всем значениям пар индексов $nm \dots pq$, исключая одновременное равенство нулю любой пары символов ($n=m \neq 0, p=q \neq 0$).

Подставляя (7) и (2) в волновое уравнение, в приближении медленно меняющихся амплитуд можно получить следующую систему дифференциальных уравнений для определения неизвестных амплитуд x -компонент поля:

$$c_0 a'_{x0} = -i \sum_n \sum_m x_{xx}^{*nm} a_{xnm} - i \sum_n \sum_m x_{xy}^{*nm} a_{ynm}; \quad (8)$$

$$c_{Lnm} a'_{xLnm} = -i x_{xx}^{*nm} a_{xL} - i x_{xy}^{*nm} a_{yL} - i \vartheta_{Lnm} a_{xLnm} - \\ - i \sum_p \sum_q x_{xx}^{*pq} a_{xLnpq} - i \sum_p \sum_q x_{xy}^{*pq} a_{yLnpq}, \quad (9)$$

и совершенно аналогичные уравнения для y -компонент поля, в которых все индексы x заменены на y , а y — на x . Индекс L в (8), (9) и далее означает любую группу пар символов.

В уравнениях (8) и (9)

$$x_{ij}^{nm} = \frac{\epsilon_{ij}^{nm}}{4\varepsilon} e^{i\varphi_{ij}^{nm}}, \quad c_L = \frac{\sigma_{Lz}}{k_0}, \quad \vartheta_L = \frac{k_0^2 - \sigma_L^2}{2k_0} \quad (10)$$

— расстройка условия Брэгга.

Полученные уравнения (8) и (9) имеют простой физический смысл: каждая компонента любой волны L -го порядка рассеяния получает энергию от двух компонент поля соответствующей волны $(L-1)$ -го порядка рассеяния и рассеивается в две группы волн с параллельной и ортогональной поляризацией $(L+1)$ -го порядка рассеяния.

Границные условия для этой системы заданы в плоскости $z=0$:

$$a_{x0}(0) = 1, \quad a_{y0}(0) = a_{xL}(0) = a_{yL}(0) = 0. \quad (11)$$

Решение системы связанных уравнений в случае равномерного спектра ЖК. В решении мы будем полностью следовать работе [9], в которой рассмотрено рассеяние волн в случайно-неоднородных изо-

тропных средах. Согласно этой работе ограничимся некоторым L -помощником рассеяния, считая, что интенсивности следующих порядков рассеяния пренебрежимо малы. Отбрасывая в $(L+1)$ -й паре уравнений для x - и y -компонент двойные суммы, пропорциональные амплитудам $(L+2)$ -го порядка рассеяния, и интегрируя эти уравнения с учетом граничных условий, можно получить амплитуды компонент волн $(L+1)$ -го порядка, выраженные через амплитуды соответствующих волн L -го порядка. Подставляя полученные значения в L -е уравнения, получаем уравнения для определения амплитуд L -го порядка через волны более низкого порядка рассеяния:

$$c_L a'_{xL} = -ix_{xx}^{nm} a_{xL-1} - ix_{xy}^{nm} a_{yL-1} - i\vartheta_L a_{xL} - \int_0^z [f_{xx}(z-z') + f_{xy}(z-z')] a_{xL}(z') dz', \quad (12)$$

где

$$f_{ij} = \sum_n \sum_m |\chi_{ij}^{nm}|^2 c_{Lnm}^{-1} \exp(-i\vartheta_{Lnm} z / c_{Lnm}),$$

и совершенно аналогичное выражение для a'_{yL} .

В уравнении (12) опущены слагаемые вида

$$\int_0^z \sum_n \sum_m \frac{\chi_{ii}^{nm} \chi_{ij}^{*nm}}{c_{Lnm}} \exp[-i\vartheta_{Lnm}(z-z')/c_{Lnm}] dz' = 0, \quad (13)$$

пропорциональные взаимной корреляционной функции компонент тензора ϵ , или $R(\chi_{ii}, \chi_{ij})$, которые в силу некоррелированности углов ориентации директора относительно осей x и y равны нулю. Это следует из определения χ_{ij}^{nm} — формулы (10), где χ_{ij}^{nm} содержат независимые случайные фазовые множители. Поэтому элементы двойной суммы в (13) также содержат случайные фазовые множители, и их сумма равна нулю, в то время как суммы f_{ij} , определенные в (12), не содержат случайных фазовых множителей и поэтому не равны нулю. Физически равенство интеграла (13) нулю означает, что рассеяние каждой поляризационной компоненты волн не зависит от величины другой компоненты.

Аналогично [9], переходя от суммирования к интегрированию, для равномерного и достаточно широкого пространственно-частотного спектра слоя ЖК ($K \gg 1/d$, d — толщина слоя) можно получить следующие выражения для функций f_{ij} :

$$f_{ij}(z) = 2\alpha_{ij}\delta(z), \quad \alpha_{ij} = \pi k_0^2 D[\epsilon_{ij}] / \bar{\epsilon}^2 K. \quad (14)$$

Подставляя далее (14) в (12), получаем следующее простое уравнение для амплитуд волн L -го порядка:

$$c_L a'_{xL} = -ix_{xx}^{nm} a_{xL-1} - ix_{xy}^{nm} a_{yL-1} - (i\vartheta_L + \alpha_{xx} + \alpha_{xy}) a_{xL}. \quad (15)$$

Интегрируя (15) и подставляя результат в предыдущие уравнения, легко проверить, что уравнение (15) является справедливым для любого порядка рассеяния. Уравнение (15) показывает, что, как и в изотропной случайно-неоднородной среде [9], процесс многократного рассеяния в анизотропной среде также сводится к экспоненциальному ослаблению всех волн с тем отличием, что постоянная ослабления представляет собой сумму двух констант: α_{xx} — характеризующей изотропное рассеяние, т. е. без изменения поляризации рассеянных волн, и α_{xy} — анизотропное рассеяние с изменением поляризации на ортогональную. Постоянная ослабления или коэффициент экстинкции также пропорционален дисперсии диэлектрической проницаемости среды и об-

ратно пропорционален ширине пространственно-частотного спектра K (т. е. пропорционален размерам неоднородностей Λ_{\min}). Согласно объяснению в [9], это связано с тем, что чем шире пространственно-частотный спектр среды K , тем меньшая относительная часть случайных решеток среды удовлетворяет условию Брэгга (т. е. их векторы попадают в разрешенную полосу ширины $1/\alpha$ (рис. 1)), и поэтому дифракция на этих решетках или суммарное рассеяние с увеличением K уменьшается. Используя выражения для $D[\varepsilon_{ij}]$ из (5) и (6), можно записать

$$\alpha_{xx} = \alpha_{yy} = \frac{4}{45} \alpha_0, \quad \alpha_{xy} = \alpha_{yx} = \frac{1}{9} \alpha_0, \quad \alpha_0 = \frac{\pi(\Delta\varepsilon)^2 k_0^2}{2\varepsilon^2 K}. \quad (16)$$

Из формул (16) следует $\alpha_{ij} > \alpha_{ii}$, т. е. вклад анизотропной дифракции в суммарное рассеяние волн несколько больше вклада изотропной дифракции.

Интегрируя уравнение (15), получаем рекуррентную формулу для определения амплитуд всех волн рассеяния:

$$a_{xL} = -i \int_0^z \exp[-(i\vartheta_L + \alpha)(z-z')] \times \\ \times [\kappa_{xx}^{nm} a_{xL-1}(z') + \kappa_{xy}^{nm} a_{yL-1}(z')] dz', \quad (17)$$

где $\alpha = \alpha_{xx} + \alpha_{xy}$, и аналогичное уравнение для a_{yL} .

Начальные данные для этой последовательности определяются из граничных условий

$$a_{x0} = e^{-\alpha z}, \quad a_{y0} = 0. \quad (18)$$

Для практических применений большее значение, чем амплитуды, имеют распределение интенсивностей волн рассеяния по глубине, индикатриса рассеянного излучения и его поляризационные характеристики. Найдя из (17) амплитуды волн порядков рассеяния и затем аналогично [9] суммируя их интенсивности с использованием равенства (13), можно получить, что распределение суммарной интенсивности порядков рассеяния по глубине подчиняется следующему закону:

$$J_L(z) = \sum_L c_L [|a_{xL}|^2 + |a_{yL}|^2] = \frac{(2az)^L}{L!} e^{-2az}. \quad (19)$$

Выражение (19) показывает, что для интенсивности порядков рассеяния, если не принимать во внимание поляризационные характеристики излучения, имеется полная аналогия со случайно-неоднородной изотропной средой [9]. В этой же работе приводится графический вид распределения (19).

Индикатриса рассеянных волн, согласно вышеназванной работе, определяется через многократные свертки сечения пространственно-частотного спектра ЖК и распределение (19). Более подробное количественное описание индикатрисы рассеянных волн требует задания точного вида пространственно-частотного спектра ЖК, что выходит за рамки данной работы.

Поляризационные характеристики рассеянного излучения. При распространении в случайно-неоднородном слое ЖК волны с линейной поляризацией в рассеянном излучении появляются компоненты поля с ортогональной поляризацией, а на достаточно большой глубине интенсивности волн обеих поляризаций становятся равными. Найдем суммарные интенсивности волн с поляризацией, параллельной и перпендикулярной поляризации падающей волны, соответственно, J_1 и J_\perp , для

каждого сечения слоя ЖК. Для этого представим α в (19) в виде суммы изотропной и анизотропной компонент, сделаем разложение биномов $(\alpha_{xx} + \alpha_{xy})^L$ и просуммируем эти выражения. Каждое слагаемое вида $\alpha_{xx}^l \alpha_{xy}^{L-l}$ представляет собой суммарную интенсивность волн, полученных l -кратной изотропной дифракцией и $(L-l)$ -кратной анизотропной. Так как две последовательные анизотропные дифракции дают волну с исходной поляризацией, то можно утверждать, что при много-кратной дифракции поляризацию падающей волны будут иметь волны рассеяния, полученные четным числом актов анизотропного рассеяния и любого числа изотропного, а ортогональную — полученные нечетным числом актов анизотропного рассеяния и также любого числа актов изотропного рассеяния. Сгруппировав затем слагаемые с четными и нечетными показателями степеней α_{xy} , можно получить следующие выражения для J_{\parallel} и J_{\perp} :

$$J_{\parallel} = e^{-\tilde{z}} \left[1 + \frac{\tilde{z}^2}{2!} + \frac{\tilde{z}^4}{4!} + \dots \right] = e^{-\tilde{z}} \cosh \tilde{z}; \quad (20)$$

$$J_{\perp} = e^{-\tilde{z}} \left[\tilde{z} + \frac{\tilde{z}^3}{3!} + \frac{\tilde{z}^5}{5!} + \dots \right] = e^{-\tilde{z}} \sinh \tilde{z}, \quad (21)$$

где $\tilde{z} = 2\alpha_{xy}z$.

Как видно, распределение интенсивностей J_{\parallel} и J_{\perp} по глубине зависит только от α_{xy} , т. е. только от дисперсии анизотропной компоненты тензора диэлектрической проницаемости ЖК, что физически хорошо понятно. Изотропное рассеяние не изменяет соотношения между J_{\parallel} и J_{\perp} , а перераспределение энергии между J_{\parallel} и J_{\perp} происходит только благодаря анизотропной дифракции.

Легко проверить, что $J_{\parallel} + J_{\perp} = 1$, т. е. суммарная интенсивность сохраняется. На рис. 2 графически показано распределение интенсивностей J_{\parallel} и J_{\perp} по глубине в слое ЖК. На этом же рисунке кривая J_0 дает распределение интенсивности падающей волны по глубине $J_0 = \exp(-2\alpha z)$, а пунктирная кривая J'_{\parallel} дает долю параллельной компоненты в рассеянном излучении ($J'_{\parallel} = J_{\parallel} - J_0$). Интересно отметить, что в рассеянном излучении доля ортогональной компоненты всегда несколько больше доли параллельной.

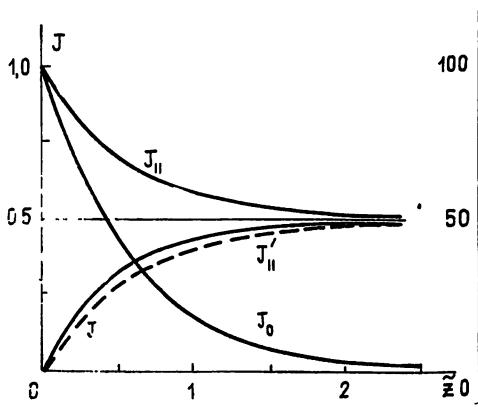


Рис. 2.

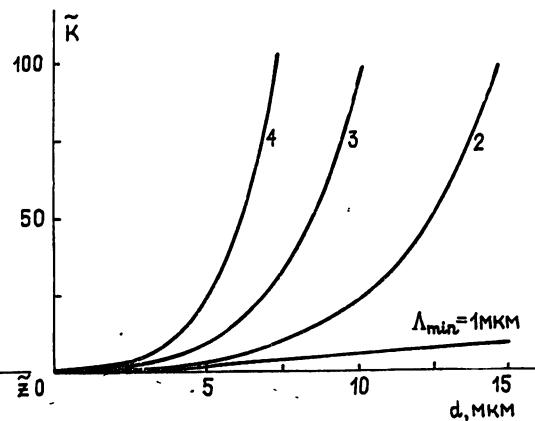


Рис. 3.

Как уже отмечалось, это связано с тем, что $\alpha_{xy} > \alpha_{xx}$. Как видно из графиков, полное рассеяние падающей волны и деполяризация излучения осуществляется на одной и той же глубине. Следует также отметить, что полученные результаты справедливы для интегральной интенсивности волнового поля. А локально, например для крайних бо-

ковых направлений распространения рассеянных волн, соотношения J_{\parallel} и J_{\perp} будут отличаться от вышеприведенного.

Контраст ЖК устройств на основе эффектов светорассеяния. На основе вышеизложенной теории рассмотрим практический вопрос о контрасте изображения в ЖК устройствах, использующих эффекты светорассеяния. Будем считать, что прозрачному состоянию в отсутствие светорассеяния соответствует коэффициент пропускания слоя ЖК, равный единице. При включении светорассеяния и последующей фильтрации рассеянного излучения интенсивность остаточного фонового уровня будет равна интенсивности прошедшей волны нулевого порядка, т. е. будет равна $J_0(d) = \exp(-2\alpha d)$, где d — толщина слоя ЖК, а α — суммарный декремент рассеяния, определенный в (17) и (16). Тогда контраст изображения \tilde{K} можно записать следующим образом:

$$\tilde{K} = \frac{1 - J_0(d)}{J_0(d)} = e^{2\alpha d} - 1. \quad (22)$$

На рис. 3 показана графически зависимость контраста \tilde{K} от толщины слоя ЖК d для различных значений минимального размера неоднородностей $\Lambda_{\min} = 1, 2, 3, 4$ мкм, при значениях параметров ЖК $\varepsilon = 1,6$; $\Delta\varepsilon = 0,2$ и длине световой волны $\lambda = 0,63$ мкм. Видно, что контраст очень сильно зависит от размера неоднородностей и существенно возрастает с их увеличением. Это хорошо известный экспериментальный факт. Так, при переходе от холестерического случайнорассеивающего состояния к прозрачному нематическому непосредственно перед просветлением наблюдается максимум светорассеяния и максимум контраста. Этот факт в рамках предлагаемой теории объясняется тем, что перед просветлением происходит укрупнение доменов (увеличение Λ_{\min}), уменьшение ширины пространственно-частотного спектра и соответственно этому увеличение светорассеяния. Согласно рис. 3 для получения $\tilde{K} > 100$ с применением толщины слоя ЖК < 10 мкм оптимальные размеры неоднородностей > 3 мкм. При этом, конечно, следует иметь в виду, что с увеличением размера неоднородностей индикаторика рассеянного излучения сужается и возрастают трудности при фильтрации рассеянного излучения.

Как следует из (16), α обратно пропорционально квадрату длины волны света. Поэтому величина \tilde{K} существенно зависит от длины волны света.

В настоящей работе построена теория многократного рассеяния света в случайнорассеивающих анизотропных средах. Основные ограничения данной теории в случае применения ее к жидким кристаллам следующие. При выводе уравнений связанных волн мы пренебрегаем вторыми производными амплитуд, что допустимо, если неоднородности плавные, т. е. в слое ЖК нет «стенок» и дисклиниаций, или же их количество мало по сравнению с общим числом неоднородностей.

Другое допущение связано с предположением об ограниченности и равномерности пространственно-частотного спектра текстур ЖК. К сожалению, вопрос о виде пространственно-частотного спектра различных текстур ЖК в литературе не исследован. Можно лишь отметить, что отклонение реального спектра от равномерного в большей степени скажется на индикаторике рассеянного излучения, которая определяется непосредственно через спектр, и незначительно скажется на результатах настоящей работы: на поляризационных характеристиках рассеянного излучения и на контрасте изображения, которые не требуют полного описания пространственно-частотного спектра, а определяются че-

результатом дисперсии компонент тензора диэлектрической проницаемости, т. е. через моменты второго порядка.

Автор благодарит Б. Я. Зельдовича и В. И. Татарского за полезное обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

- Хейлмайер Г., Занони Л., Бартон Л. // ТИИЭР. 1968. Т. 56. № 7. С. 24.
- Assouline G., Leiba E. // Rev. Techn. Thomson CSF. 1969. V. 1. P. 483.
- Каретников А. А., Томилин М. Г., Чирков В. Н. // ЖТФ. 1985. Т. 55. № 11. С. 2953.
- Бабак Э. В., Лебедев В. И., Томилин М. Т. // Опт. и спектр. 1979. Т. 46. Вып. 3. С. 532.
- Самодурова И. Д., Сонин А. С., Успенский А. Б. // Опт. и спектр. 1974. Т. 36. Вып. 6. С. 1165.
- Гитин А. В. // В сб.: Оптика жидких кристаллов. Материалы III отраслевого семинара. — Л., 1984. С. 115.
- Дализа А. Л., Сеймур Р. И // ТИИЭР. 1983. Т. 61. № 7. С. 224.
- De Gennes P. // J. Phys Lett. (France), 1974. V. 35. P. 217.
- Якимович А. П. // Изв. вузов. Радиофизика. 1989. Т. 32. № 3. С. 307.

Поступила в редакцию
28 октября 1988 г.

LIGHT SCATTERING AND DEPOLARIZATION BY LIQUID CRYSTALS ACCIDENTALLY-HETEROGENEOUS LAYERS

A. P. Yakimovich

A theory of the light waves propagation and multiple scattering in accidentally-heterogeneous anisotropic media is formed in the present work. It is shown that during the light scattering in anisotropic media the scattering decrement consists of two parts that correspond to isotropic and anisotropic scattering and are evaluated via medium dielectric constant tensor component dispersions. Taking the extended theory as a basis, light scattering by accidentally-heterogeneous textures of liquid crystals having bounded and uniform spatial frequency spectrum is considered. The ratio of scattered radiation polarization component intensity and scattering layer thickness is obtained. The dependence of the image contrast of liquid crystals devices based on light scattering effects on the layer thickness and heterogeneity dimension is found too.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Гринфилд Дж. Транзисторы и линейные ИС: Руководство по анализу и расчету: Пер. с англ. — М.: Мир, 1990 (III кв.). — 37 л.

В книге специалиста из США излагаются вопросы анализа и расчета транзисторных и линейных интегральных схем. Изложение ведется последовательно — от физических основ полупроводниковой электроники и принципов действия транзистора до расчета многоакадемичных усилителей, усилителей мощности, источников питания, резонансных и операционных усилителей. Материалложен чрезвычайно доступно и наглядно. В приложениях приводятся соотношения для расчета параметров и характеристик схем, а также программа на Бейсике для вычисления коэффициента усиления каскада на полевом транзисторе.

Для студентов и преподавателей вузов по специальностям электронные приборы и микроэлектроника.

Силади М. Электронная и ионная оптика: Пер. с англ. — М.: Мир, 1990 (IV кв.), — 41 л.

Обширная монография известного американского физика, посвященная электронной и ионной оптике, которая находит сейчас все более широкое применение при создании ускорителей элементарных частиц, электронно-лучевых приборов, сканирующих аналитических приборов, спектрометров, установок для субмикронной литографии. Математический аппарат ориентирован на моделирование процессов и вычисления с использованием ЭВМ, причем моделирование основано на аналогии между геометрической оптикой и законами движения заряженных частиц в электромагнитном поле.

Для научных работников, инженеров и аспирантов, специализирующихся в области электронно-лучевых приборов, ускорителей элементарных частиц, а также полупроводниковой микролитографии.

УДК 621.391.822:621.375

ИССЛЕДОВАНИЕ НИЗКОЧАСТОТНЫХ ШУМОВ БИПОЛЯРНЫХ ТРАНЗИСТОРОВ

A. С. Лучинин

Приведены данные о низкочастотных шумах 25 типов современных СВЧ биполярных транзисторов. Показано, что транзисторы делятся на две группы: а) содержащие только источники фликер-шума со спектром вида $1/f^\gamma$, при $\gamma \approx 1$; б) со значительным преобладанием генерационно-рекомбинационного и взрывного шума. Транзисторы этих групп различаются видом спектра, интенсивностью шумов и зависимостью спектральной плотности от тока. Подтверждена применимость существующих эквивалентных шумовых схем для большинства типов и экземпляров транзисторов.

Исследованию низкочастотных шумов в полупроводниковых приборах неизменно уделяется много внимания [1–8]. Интерес вызывают до сих пор нераскрытая природа возникновения некоторых их составляющих, а также стремление уменьшить их влияние при решении технических задач. Для разрешения названных проблем нужны экспериментальные данные о низкочастотных шумах, этих данных в настоящее время недостаточно [1].

В работе проведено экспериментальное исследование низкочастотных шумов ряда типов современных биполярных транзисторов. Цель исследования: определение и сравнение шумовых свойств разных типов транзисторов; выявление особенностей и закономерностей поведения количественных характеристик шумов при изменении режимов работы транзисторов; проверка применимости существующих эквивалентных шумовых схем и моделей (в частности, разработанной в [4]) к современным транзисторам.

Измерения шумовых характеристик транзисторов выполнены на установке, показанной на рис. 1, включающей в себя: исследуемый транзистор, малошумящий усилитель (МШУ), анализатор спектра типа С5-3 (АС) и осциллограф (О). Программа измерений строилась исходя из задачи и проверки правильности эквивалентной шумовой схемы биполярных транзисторов, учитывающей низкочастотные шумы типа $1/f$ [2] и совпадающей с ней в малосигнальном режиме модели [4]. Для этого измерены спектры флуктуаций коллекторного тока в режимах «холостого хода» (ХХ) и «короткого замыкания» (КЗ) без отрицательной обратной связи в цепи эмиттера ($R_e=0$) и с отрицательной обратной связью ($R_e \neq 0$). Измерены также спектры флуктуаций тока эмиттера в режимах ХХ и КЗ. При этом измерительный усилитель подключался к сопротивлению R_b (рис. 1). Режим ХХ обеспечивался включением большого сопротивления R_b в базовую цепь (существенно пре-восходящее входное сопротивление транзистора). Режим КЗ достигался подключением емкости C к базе транзистора (емкостное сопротивление выбиралось малым по сравнению с объемным сопротивлением базы транзисторов). Перечисленные измерения проведены при различных токах коллектора и напряжениях между коллектором и эмиттером для 30 типов транзисторов, по 5–50 экземпляров каждого типа. Кроме этого для пяти типов проведены измерения спектров флуктуаций токов эмиттерного и коллекторного $p-n$ -переходов в диодном включении (схема измерения также показана на рис. 1). У ряда типов транзисторов измерены токи $p-n$ -переходов при обратном смещении. У всех

исследованных транзисторов контролировалось значение коэффициента передачи базового тока β .

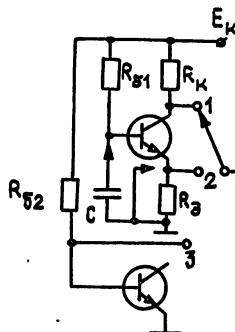


Рис. 1.

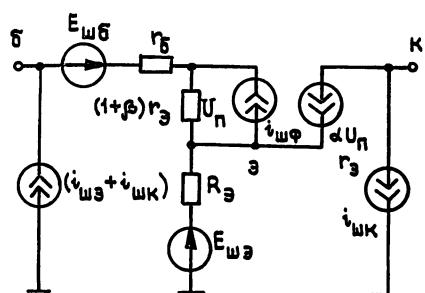


Рис. 2.

Для сопоставления экспериментальных результатов с теоретическими представлениями рассмотрим эквивалентную шумовую схему биполярного транзистора рис. 2 [2, 9]. Изображенная схема справедлива для низких частот, в ней учтены дробовые шумы $p-n$ -переходов, тепловые шумы сопротивления базы r_b и сопротивления, включенного в цепь эмиттера R_e , а также низкочастотные шумы — источник тока $i_{\text{шф}}$ [2]. Источники шумовых токов и э. д. с. имеют следующие спектральные плотности [9]:

$$S_{i_{\text{шф}}} = 4kT/r_e - 2qI_e, \quad S_{i_{\text{шк}}} \approx 2qI_k, \quad (1)$$

$$S_{E_{\text{шб}}} = 4kT r_b, \quad S_{E_{\text{шэ}}} = 4kT R_e, \quad S_{i^*_{\text{шф}} i_{\text{шк}}} = 2kT \alpha / r_e,$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, q — заряд электрона, $r_e = kT/(qI_e)$ — диффузионное сопротивление эмиттерного перехода, I_e и I_k — соответственно токи эмиттера и коллектора, α и β — коэффициенты передачи эмиттерного и базового токов.

Спектральная плотность $S_{i_{\text{шф}}}$ определяется экспериментально.

Соотношения (1) записаны для низких частот без учета реактивностей. Выходная проводимость транзистора принята равной нулю. Взаимные спектральные плотности источников шума, за исключением $i_{\text{шф}}$ и $i_{\text{шк}}$, также считаются равными нулю [9].

По эквивалентной схеме можно определить значения шумовых токов, протекающих через все электроды в различных режимах работы. Для коллекторного тока они описываются следующими соотношениями: составляющая, обусловленная источником низкочастотного шума $i_{\text{шф}}$

$$S_{i_{\text{шф}}} = \left[\frac{R_b + r_b + R_e}{R_b + r_b + (1+\beta)(R_e + r_e)} \right]^2 \beta^2 S_{i_{\text{шф}}}, \quad (2)$$

где R_b — сопротивление, включенное между базой и эмиттером (в режиме ХХ $R_b = \infty$, при КЗ $R_b = 0$);

составляющая, обусловленная тепловым и дробовым шумами, в режиме ХХ

$$S_{i_{\text{шк}}} = 2(\beta + \alpha) q I_e = 2(\beta + \alpha) k T / r_e, \quad (3)$$

в режиме КЗ

$$S_{i_{\text{шк}}} = 4kT \left\{ r_b + R_e + \frac{r_b^2}{2\beta r_e} + \frac{1}{\beta r_e} \left[\frac{R_e^2}{2} + r_e R_e + \frac{\alpha r_b^2}{\beta} + r_b(r_e + R_e) + \frac{\beta r_e^2}{2\alpha} \right] \right\} \times \\ \times \left[\frac{\beta}{r_b + (1+\beta)(R_e + r_e)} \right]^2. \quad (4)$$

Чтобы рассчитать шумовые токи, необходимо знать параметры эквивалентной схемы, входящие в соотношения (2)–(4). Значения всех параметров, за исключением $S_{i\text{шф}}$, по крайней мере приближенно приводятся в справочниках по транзисторам. Данные о величине низкочастотных шумов разных типов транзисторов практически отсутствуют.

Если предположить, что эквивалентная шумовая схема, показанная на рис. 2, справедлива для всех транзисторов, то в соответствии с (2) спектральную плотность источника низкочастотного шума можно определить по результатам измерения флюктуаций коллекторного тока в режиме ХХ:

$$S_{i\text{шф}} = S_{i\text{шкф}}/\beta^2, \quad (5)$$

где $S_{i\text{шкф}}$ — спектральная плотность флюктуаций коллекторного тока, обусловленных источником шумового тока $i_{\text{шф}}$.

В табл. 1 приведены результаты таких измерений для 25 типов транзисторов. Для удобства восприятия и сравнения с данными других авторов измеренные спектры флюктуаций коллекторного тока аппроксимированы двумя часто используемыми соотношениями [3, 5]

$$S(\Omega) = \frac{S_n}{(I_k/I_{kn})^\alpha (\Omega/\Omega_n)^\gamma}; \quad (6)$$

$$S_{i\text{шкф}}(f) = K I_k^{\alpha_1} / f^\gamma. \quad (7)$$

Первое соотношение описывает нормированные к постоянной составляющей коллекторного тока I_k флюктуации этого тока, S_n — значение спектральной плотности относительных флюктуаций тока коллектора, определенное при токе I_{kn} на частоте Ω_n , $\Omega = 2\pi f$ — угловая частота, α и γ — показатели степеней, характеризующие закон изменения спектральной плотности.

Второе представляет собой спектральную плотность ненормированных флюктуаций коллекторного тока. Размерность $S_{i\text{шкф}} — A^2/\text{Гц}$, показатель степени $\alpha_1 = 2 - \alpha$, K — постоянный коэффициент, имеющий размерность $A^{(2-\alpha_1)}/\text{Гц}^{(1-\gamma)}$.

В таблице представлены усредненные значения всех параметров, входящих в соотношения (6) и (7), минимальные и максимальные значения коэффициентов S_n и α , отмеченные среди исследованных экземпляров, количество исследованных экземпляров транзисторов N и значения тока коллектора I_{kn} , при которых определены величины S_n . Для всех типов транзисторов $f_n = 10^3$ Гц.

Измерения шумовых характеристик транзисторов выявили ряд особенностей и закономерностей в их поведении.

1. Имеется значительный разброс (более 20 дБ) уровней низкочастотных шумов отдельных экземпляров одного типа транзисторов. В результате многие типы могут быть объединены в группы с примерно одинаковым диапазоном уровней. Анализ данных, представленных в табл. 1, показывает, что объединение возможно по признаку максимальной мощности транзисторов. На рис. 3 изображены гистограммы распределения транзисторов по уровням шума для трех групп. По оси ординат отложено количество экземпляров N , попадающих в интервал 3 дБ спектральной плотности относительных флюктуаций коллекторного тока на частоте 10^3 Гц в режиме ХХ. К группе 1 отнесены мало мощные транзисторы; к группе 2 — транзисторы средней мощности: 2T635, 2T640, 2T642, 2T647; к группе 3 отнесены мощные транзисторы, перечисленные в табл. 1. Гистограммы построены для токов коллектора соответственно по группам 5, 30 и 100 мА.

На гистограммах 1 и 3 штриховкой выделены участки, соответствующие малошумящим экземплярам транзисторов: 1—2T3107, 2T3108, МП28; 3—2T919. Среди этих типов имеется много экземпляров, выделяющихся пониженным уровнем низкочастотных шумов.

Таблица 1

Тип транзи-стора	N , шт.	$A_{\text{хв}}, \text{MA}$	$S_u, \frac{\text{дБ}}{\Gamma_U}, f_u = 10^3 \text{ Гц}$		γ	α		$K, \frac{A^2 - \alpha}{\Gamma_{U1} - \Gamma}$	α_1
			мин.	сред.		макс.	мин.	сред.	
МП 28	10	0,5	-136	-133	1	0,2	0,3	0,6	5 · 10 ⁻¹²
		5	-142	-136	1	0,2	0,3	0,6	5 · 10 ⁻¹²
КТ 3107	20	0,5	-134	-123	1	0,5	0,6	1	5 · 10 ⁻¹²
		5	-142	-129	1	0,5	0,6	1	5 · 10 ⁻¹²
1Г 308	10	5	-135	-130	1	-0,5	0	0,3	1 · 10 ⁻¹⁰
1Г 311	10	5	-125	-122	1	0,3	0,6	1,2	9 · 10 ⁻¹²
2Г 312	10	5	-137	-125	1	0,4	0,6	1,3	3 · 10 ⁻¹¹
2Г 325	10	5	-136	-132	1	0,2	0,8	1,1	1,7 · 10 ⁻¹²
2Г 326	10	5	-135	-132	1	0,4	0,6	0,8	2,5 · 10 ⁻¹²
2Г 368	10	5	-134	-131	1	0,3	0,5	1,3	2,8 · 10 ⁻¹²
2Г 371	10	5	-136	-133	1	0,5	0,8	1,4	7 · 10 ⁻¹³
2Г 3101	8	5	-133	-127	1	0,8	1	1,4	1 · 10 ⁻¹²
2Г 3115	5	5	-127	-125	1	0,7	1,2	1,6	5 · 10 ⁻¹³
2Г 3124	5	5	-125	-124	1	0,8	0,9	1	3,4 · 10 ⁻¹²
2Г 3132	5	5	-123	-118	1	1	1,3	1,8	1,6 · 10 ⁻¹²
2Г 635	50	30	-147	-140	1	0,2	0,5	1	1,7 · 10 ⁻¹²
2Г 640	10	30	-149	-140	1	0,4	1	2	3,8 · 10 ⁻¹³
2Г 642	15	30	-147	-137	1	0	0,75	2	1,4 · 10 ⁻¹²
2Г 647	8	30	-126	-123	1	1,6	1,8	2	2,3 · 10 ⁻¹³
2Г 610	10	100	-139	-128	1	0,5	0,7	1,4	6 · 10 ⁻¹²
2Г 904	5	100	-141	-139	1	0,6	1	1,4	1,2 · 10 ⁻¹²
2Г 911	7	100	-143	-135	1	0,4	1	1,6	3 · 10 ⁻¹²
2Г 913	10	100	-144	-138	1	0,5	1,1	2	1,3 · 10 ⁻¹²
2Г 919	10	100	-151	-143	1	0,4	0,8	1,3	8 · 10 ⁻¹³
2Г 937	10	100	-151	-137	1	0,5	1,2	1,8	1,3 · 10 ⁻¹²
2Г 922	5	200	-147	-142	1	0,6	0,8	1,2	1,7 · 10 ⁻¹²
2Г 930	5	500	-149	-145	1	0,6	1	1,2	1,4 · 10 ⁻¹²

Рис. 5.

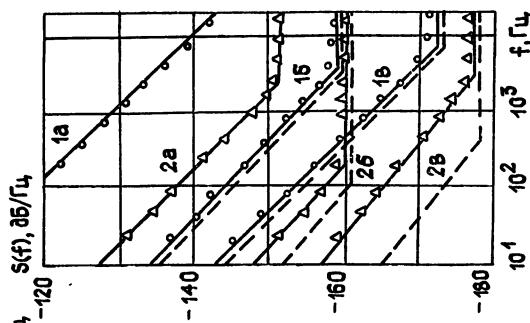


Рис. 4.

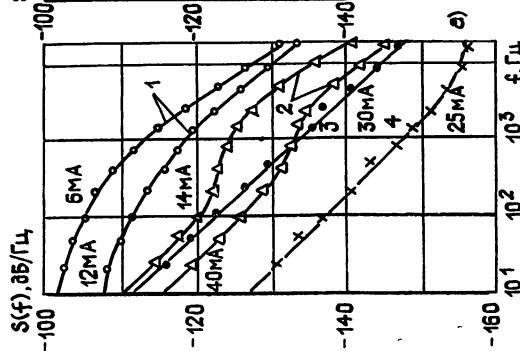
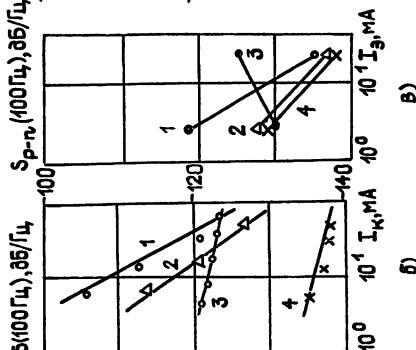
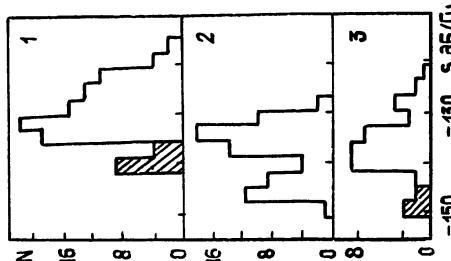


Рис. 3.



Гистограммы показывают, что уровень относительных флюктуаций коллекторного тока мощных транзисторов существенно ниже, чем у маломощных. Гистограммы обладают значительной асимметрией (особенно 1 и 3 без учета заштрихованных областей). Отметим, что транзисторы, попадающие в окрестность максимумов гистограмм 1 и 3, имеют спектр низкочастотного шума, очень точно описывающийся законом $1/f$.

2. Существует взаимосвязь между видом спектра низкочастотного шума и зависимостью спектральной плотности шума от тока коллектора. На рис. 4: а) показаны спектры шума четырех экземпляров транзисторов 2T642A; б) изображены зависимости спектральной плотности относительных флюктуаций коллекторного тока на частоте 100 Гц для этих экземпляров от тока коллектора; в) для сравнения показаны зависимости спектральной плотности относительных флюктуаций токов эмиттерных $p-n$ -переходов тех же транзисторов в диодном включении от тока эмиттера. Подобное сочетание графиков характерно для всех исследованных в работе типов транзисторов.

На основании рис. 4 все транзисторы можно разделить на две группы. К группе «а» следует отнести транзисторы, спектр шума которых подчиняется закону $1/f^\gamma$ с коэффициентом γ , весьма близким к единице — кривые 3 и 4 на рис. 4а. Такому виду спектра соответствует слабая зависимость спектральной плотности относительных флюктуаций коллекторного тока от величины тока ($\alpha < 0,5$) и пониженный уровень шумов транзисторов, рис. 4б. К группе «б» относятся транзисторы, спектр шума которых существенно отличается от закона $1/f$, рис. 4а: кривые 1 и 2. Таким спектрам сопутствует более сильная зависимость спектральной плотности от тока ($1 < \alpha < 2$), рис. 4б, а также более высокий уровень шумов транзисторов.

Источники низкочастотных шумов в транзисторах этих двух групп, очевидно, имеют различную природу [10]. Транзисторы первой группы содержат источники фликер-шума со спектром $1/f$. Уровень шумов этих транзисторов не зависит от температуры (в работе измерения проводились в диапазоне $+20^\circ$ — $+80^\circ$ С). Разброс уровней шумов среди транзисторов группы «а» значительно меньше общего разброса. Существует некоторое минимальное значение спектральной плотности фликер-шума, характерное для определенного типа или даже группы типов транзисторов (рис. 3).

Усредненный коэффициент γ в табл. 1 определен только по экземплярам транзисторов первой группы.

В транзисторах группы «б» преобладающее влияние оказывают источники генерационно-рекомбинационного (ГР) и взрывного шума. У этих транзисторов наблюдается существенная зависимость уровня шума от температуры. При нагревании транзисторов от $+20^\circ$ до $+80^\circ$ С спектральная плотность снижается на 3—10 дБ и повышается частота перегиба в спектрах ГР и взрывного шума.

По виду спектра, по зависимости спектральной плотности относительных флюктуаций тока коллектора от величины тока и по температурной зависимости спектральной плотности ГР и взрывной шумы не различаются. Возникает предположение, что ГР и взрывной шумы сходны по природе.

Интенсивность ГР и взрывного шумов сильно меняется от экземпляра к экземпляру. Это приводит к изменению наклона графиков зависимости спектральной плотности шумов от тока. По табл. 1 можно наблюдать относительную долю транзисторов группы «б». Если количество их велико, среднее значение показателя α близко к максимальному значению, если невелико — к минимальному.

3. Практически не существует связи между уровнями шумов транзисторов и их $p-n$ -переходов в диодном включении. На рис. 4в для четырех экземпляров транзисторов 2T642A изображены зависимости спектральной плотности относительных флюктуаций тока эмиттерного перехода от величины тока. Примерно такими же флюктуациями обла-

дает коллекторный переход. Из рис. 4в видно количественное несовпадение S_{p-n} со спектральными плотностями флуктуаций тока транзисторов, показанными на рис. 4б. Количественное сходство законов изменения спектральных плотностей для транзисторов 1 и 2 не является характерным для других экземпляров и типов транзисторов. Например, у транзисторов 2T635 и 2T325 шумы $p-n$ -переходов вообще измерить не удалось из-за их малости. Различие в уровнях шумов транзисторов 2T3132 и их $p-n$ -переходов составляет 20—30 дБ. Кроме того спектр шумов $p-n$ -переходов транзисторов 1 и 2 (рис. 4в) имеет вид $1/\gamma^2$ и $\gamma \approx 1$. Это указывает на различие механизмов возникновения шумов в $p-n$ -переходах и в транзисторах в целом.

4. Отсутствует связь уровня низкочастотного шума с коэффициентом передачи базового тока β и с величиной обратного тока $p-n$ -переходов. Не замечено также влияния напряжения между коллектором и эмиттером на уровень шумов транзисторов обеих групп.

5. Исследование шумовых характеристик транзисторов в различных режимах (перечисленных выше) и сопоставление экспериментальных результатов с расчетами уровней шума по формулам (1)—(4) показало, что эквивалентная схема, изображенная на рис. 2, правильно описывает свойства большинства исследованных типов и экземпляров транзисторов обеих выделенных групп. Однако имеются экземпляры транзисторов, свойства которых неполностью отражаются этой схемой. На рис. 5 показаны спектры относительных флуктуаций коллекторного тока двух экземпляров транзисторов 2T640A в трех режимах работы: а) режим ХХ, $R_s=0$; б) режим КЗ, $R_s=0$; в) режим КЗ, $R_s=22$ Ом—сплошными кривыми. Пунктиром изображены рассчитанные уровни шумов (спектральная плотность S_i определена по результатам измерения уровня шума в режиме ХХ). Как видно, для экземпляра 1 расхождение измеренных и рассчитанных результатов не превышает 1—2 дБ, что может быть отнесено на счет погрешностей измерения и неточности знания параметров транзистора. Для экземпляра 2 имеется расхождение в области преобладания фликер-шума: в режиме б) — на 3,5 дБ, в режиме в) — 7 дБ, что указывает на наличие неучтенных источников фликер-шума эквивалентной схемой, рис. 2. В области преобладания белого шума и для этого экземпляра расчеты подтверждаются экспериментом. Подобное сопоставление проведено для нескольких типов транзисторов (2T635, 2T640, 2T642, 2T325, 2T368, 2T371, 2T3132, 2T919) при различных токах коллектора.

Несоответствие эквивалентной схемы (рис. 2) свойствам транзисторов чаще наблюдается для низкочастотных шумов. Встречаются экземпляры, у которых уровень низкочастотного шума в режиме КЗ более высок, чем в режиме ХХ. Такой эффект наблюдался у некоторых экземпляров транзисторов 2T918, 2T911, 2T3108, 2T391. Это указывает на наличие дополнительного источника шума в области базы, причиной которого может быть, например, плохое качество базового контакта. Довольно часто в режиме КЗ уровень низкочастотного шума оказывается выше расчетного (рис. 5, кривая 2б). Возможно, это также обусловлено названным дополнительным источником.

У некоторых транзисторов, в частности 2T325, наблюдался повышенный по сравнению с расчетным (на 4—6 дБ) уровень шумов с равномерной спектральной плотностью. Такое отличие можно связать с избыточным белым шумом, описанным в [8].

6. Измерения флуктуаций эмиттерного тока также показали справедливость эквивалентной схемы рис. 2. В режиме ХХ их уровень совпадает с уровнем флуктуаций коллекторного тока для всех исследованных экземпляров транзисторов. В режиме КЗ флуктуации тока эмиттера имеют значительно меньший уровень, чем флуктуации тока коллектора (при КЗ, $R_s \neq 0$), и их не удается измерить из-за собственных шумов измерительного усилителя. Эти результаты соответствуют схеме рис. 2.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Богословский Н. Н., Якимов А. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 6. С. 675.
2. Plumbe J. L., Cheneau E. R. // IEEE Trans. 1963. V. ED-10. № 6. Р. 304.
3. Логачев В. А., Сахаров Б. А., Козлов С. А. // Техника средств связи, Сер. Радиоизмерительная техника. 1977. Вып. 2. С. 24.
4. Лучинин А. С. // Изв. вузов. Радиофизика. 1980. Т. 23. № 3. С. 317.
5. Кулешов В. Н., Янушевский Г. Д., Леготин В. Н., Пигалина Е. И. // В сб.: Стабилизация частоты и прецизионная радиотехника. ВИМИ, 1983. Ч. 2. С. 76.
6. Zhang X. N., Van der Ziel A., Morkoc H.—Noise in Physical Systems and 1/f Noise—1985. Proc. 8 Int. Conf., Rome. 1986. P. 397.
7. Kiss L. B., Kleinpenning T. G. M. // Physica. 1987. V. BC-145. Р. 181.
8. Лукьяниченко Н. В., Гароар Н. Н., Мартыка М. В. и др. // Радиотехника и электроника. 1988. 1. 33. № 2. С. 400.
9. Транзисторы. Параметры, методы измерений и испытаний / Под ред. И. Г. Бергельсона, Ю. А. Каменецкого, И. Ф. Николаевского. — М.: Сов. радио. 1968. С. 161.
10. Букингем М. Шумы в электронных приборах и системах. — М.: Мир, 1986. С. 130.

Уральский политехнический
институт

Поступила в редакцию
25 октября 1988 г.

INVESTIGATION OF LOW-FREQUENCY NOISE OF BIPOLAR TRANSISTORS

A. S. Luchinin

Low-frequency noise data for 25 types of modern super-high frequency bipolar transistor is given. It is shown that there are two groups of transistors: a) containing only flicker-noise sources with spectra of $1/f^{\gamma}$ type; b) with a considerable predominance of a generation-recombination and burst noises. The transistors of these groups differ in kind of spectra, noise intensity and spectral density dependence on the collector current. The utility of existent noise equivalent circuits for majority of types and specimens of transistors is confirmed. But there exist some specimens which characteristics are not absolutely described by these equivalent circuits.

ИНФОРМАЦИЯ О НОВЫХ КНИГАХ

Одулов С. Г., Соскин М. С., Хижняк А. И. Лазеры на динамических решетках: Оптические генераторы на четырехволновом смешении. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990 (III кв.). — 19 л.

На основе современной теории квазивырожденного четырехволнового смешения изложены физические основы нового класса оптических генераторов — лазеров на динамических решетках, способных генерировать пучки с исправленным либо обращенным волновым фронтом. Проведено детальное обсуждение результатов по их реализации, исследованию и использованию в волоконной связи, гироскопах, в системах обработки информации, ассоциативной памяти и др.

Для научных работников, инженеров-исследователей, аспирантов и студентов, специализирующихся в области квантовой электроники, нелинейной оптики, голограмии, физики, конденсированного состояния.

Виноградова М. Б., Руденко О. В., Сухоруков А. С. Теория волн: Учеб. руководство. — 2-е изд., перераб. и доп. — М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1990 (II кв.). — 25 л.

Изложены общие вопросы теории волн. Рассмотрены закономерности распространения сигналов в линейных и нелинейных средах с разнообразными физическими свойствами. Использованы современные методы упрощения уравнений, позволяющие дать как детальное описание явлений, так и наглядную физическую интерпретацию. Новое издание (1-е изд. — 1979 г.) содержит задачи с ответами или решениями. Внесен ряд изменений и дополнений, отразивших прогресс в физике и методике преподавания предмета.

Для студентов и аспирантов физических специальностей вузов, а также научно-технических работников, занимающихся вопросами радиофизики и распространения волн.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 551.521.32

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА МЕХАНИЗМА ДИМЕРНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ РАДИОВОЛН В ЗЕМНОЙ АТМОСФЕРЕ

В. М. Плечков, К. С. Станкевич

По программам ТРОПЭКС-72 и АТЭП-74 с борта НИС «Академик Курчатов» были проведены измерения полной массы водяного пара (Q , г/см²) в акваториях Атлантического океана при повышенном влагосодержании ($\rho \sim 20-25$ г/м³) с использованием одновременно двух методов зондирования: аэрологического и радиометрического на длине волны $\lambda = 1,30$ см (в линии поглощения водяного пара). Результаты были опубликованы в [1, 2]. В настоящей работе эти данные проанализированы с целью получения информации о поглощении радиоволн в димерах водяного пара. Этот механизм предложен для объяснения избыточного поглощения в водяном паре [3, 4], впоследствии некоторые параметры уточнены в [5].

Коэффициент поглощения в димерах как функция метеопараметров приведен в [3] и с учетом температурной зависимости, ревизованной в [5], имеет вид

$$\gamma_{\text{дим}} \left[\frac{\partial B}{\text{км}} \right] = \gamma(\lambda) \left(\frac{\rho}{7,5} \right)^3 \left(\frac{T}{293} \right)^{-9}. \quad (1)$$

Численная величина коэффициента поглощения на $\lambda = 1,30$ см при $T = 293$ К, $\rho = 7,5$ г/м³, $P = 760$ мм рт. ст., энергии связи молекул водяного пара в димере $E = 4,5$ Ккал/моль и ширине линии поглощения $\Delta\nu/c = 1,6$ см⁻¹ равна $\gamma_{\text{дим}} [\text{дБ}/\text{км}] = 0,004$ [5]. Также показано, что при $\lambda > 0,7$ см коэффициент поглощения $\gamma_{\text{дим}}$ линейно зависит от ширины линии. С учетом этого представим (1) как

$$\gamma_{\text{дим}} \left[\frac{\partial \delta}{\text{км}} \right] = \gamma \left(\lambda = 1,3, \frac{\Delta\nu}{c} = 1,6 \right) \left(\frac{\Delta\nu/c}{1,6} \right) \left(\frac{\rho}{7,5} \right)^2 \left(\frac{T}{293} \right)^{-9}. \quad (2)$$

Предполагается, что концентрация димеров равна [4]

$$\rho_{\text{дим}} [\text{г}/\text{м}^3] = 0,00119 T^{-1,7} e^{(502,9c - 81,4)/T} (\rho [\text{г}/\text{м}^3])^2. \quad (3)$$

Неопределенность величины $\rho_{\text{дим}}$ создается энергией связи E , которая недостаточно хорошо установлена. Если исключить (3) из (2) и предполагать, что концентрация димеров измерена экспериментально $\rho_{\text{дим}}^{\text{эксп}}$, то коэффициент поглощения равен

$$\gamma_{\text{дим}} \left[\frac{\partial B}{\text{км}} \right] = 0,545 \left(\frac{\Delta\nu/c}{1,6} \right) \rho_{\text{дим}}^{\text{эксп}} \left(\frac{T}{293} \right)^{-2,8}. \quad (4)$$

При радиометрических измерениях определяется полное вертикальное поглощение $\tau = \gamma_{\text{дим}} H_{\text{эфф}}$, где $H_{\text{эфф}}$ — эффективная высота распределения димеров. Она может быть вычислена на основании (2), и для вертикальных профилей стандартной атмосферы она равна $H_{\text{эфф}} \approx 1,5$ км при эффективной высоте водяного пара, равной 2,4 км, имевшей место в районах зондирования [1]. Таким образом, вертикальное поглощение в димерах на $\lambda = 1,30$ см равно

$$\tau_{\text{дим}} [\text{Неп}] = 1,5 \cdot 10^{-3} \left(\frac{\Delta\nu/c}{1,6} \right) \left(\frac{\rho_0}{7,5} \right)^2 \left(\frac{T}{293} \right)^{-9} \quad (5)$$

или

$$\tau_{\text{дим}} [\text{Неп}] = 0,188 \left(\frac{\Delta\nu/c}{1,6} \right) \rho_{\text{дим}}^{\text{эксп}} \left(\frac{T}{293} \right)^{-2,8}. \quad (6)$$

Радиометрическим методом измеряется полное влагосодержание атмосферы с учетом данных об оптической толщине, которая равна

$$\tau_{\text{Н.О.}} = 0,062 Q (1 - 10^{-3} Q). \quad (7)$$

Второй член в скобках учитывает изменение полуширины линии поглощения водяного пара из-за мономерных соударений [6]

$$\left(\frac{\Delta v}{c}\right)_{H_2O} = 0,087 \left(\frac{P}{760}\right) \left(\frac{318}{T}\right)^{1/2} (1 + 0,0046\rho) \quad (8)$$

и даже при максимальных влажностях вносит поправку не более 0,1%. Если есть димерное поглощение, то оно несколько увеличивает измеряемую величину τ_{H_2O} и, следовательно, интерпретируемую на основании (7) величину полного влагосодержания, обозначим ее Q_p . При высокой абсолютной влажности $\rho=20 \text{ г}/\text{м}^3$ предполагаемое (на основании (3)) отношение плотностей газовых компонент равно $\rho_{\text{дим}}/\rho = 0,26\%$. Следовательно, влияние димеров на влагосодержание (Q_d) при аэрологическом зондировании находится за пределами достижимых точностей. Поэтому для обнаружения димеров водяного пара была исследована зависимость $Q_p - Q_d$ в широком диапазоне величин абсолютной влажности от 3 г/м³ до 25 г/м³.

Данные одновременного аэрологического и радиометрического зондирования, полученные в эксперименте ТРОПЭКС-72 и АТЭП-74, были дополнены аналогичными измерениями на материке при величинах влагосодержания 1—3 г/см². Всего при обработке было использовано 85 парных значений $Q_p - Q_d$, полученных при безоблачной атмосфере. Среднее значение, найденное методом наименьших квадратов, дает

$$Q_p = 1,004 Q_d \text{ при погрешности нахождения среднего } \Delta Q = \pm 0,1 \text{ г}/\text{см}^2 \text{ в интервале интегральной водности } 3,5-6 \text{ г}/\text{см}^2.$$

Таким образом, в пределах ошибки не было обнаружено отклонения от линейной зависимости $Q_p - Q_d$. Оценку верхней границы поглощения радиоволн димерами водяного пара можно сделать, считая, что это дополнительное поглощение заключено внутри ошибки

$$\Delta \tau_{H_2O} = 6,2 \cdot 10^{-2} \Delta Q = 6,2 \cdot 10^{-3} \text{ Неп} < \tau_{\text{дим}}^{\text{эксп}} \quad (9)$$

и в пересчете на коэффициент поглощения

$$\Upsilon_{\text{дим}} [\text{дБ}/\text{км}] < 0,02. \quad (10)$$

Наибольший интерес представляют большие влагосодержания, $\rho > 6 \text{ г}/\text{см}^2$, которые были измерены при абсолютной влажности на поверхности $\rho_0 = 20-25 \text{ г}/\text{м}^3$ и температуре $T \approx 300 \text{ К}$. Этим условиям на основании (5) соответствовала бы оптическая толщина $\tau_{\text{дим}} = 10^{-2} \text{ Неп}$ или $\Upsilon_{\text{дим}} [\text{дБ}/\text{км}] = 0,03$.

Согласовать эти оценки с (9) и (10) можно, предполагая, что полуширина линии димера $\Delta v/c < 1 \text{ см}^{-1}$. Вместе с тем в [5] отмечено, что $\Delta v/c = 1,30 \text{ см}^{-1}$ хорошо согласуется с оценками газокинетических сечений соударений молекул воды с димерами. Поэтому рассмотрим другую возможность интерпретации и найдем, используя (6), плотность димеров $\rho_{\text{дим}}^{\text{эксп}} < 0,035 \text{ г}/\text{м}^3$.

Расчет по формуле (3) при энергии связи $\mathcal{E} = 4,5 \text{ Ккал}/\text{моль}$ дает $\rho_{\text{дим}} = 0,063 \text{ г}/\text{м}^3$, т. е. минимум в 1,8 раза больше $\rho_{\text{дим}}^{\text{эксп}}$. Расхождение может быть устранено, если энергия связи меньше принятой и равна $\mathcal{E} < 4,15 \text{ Ккал}/\text{моль}$.

Таким образом, из проведенного эксперимента получено, что верхняя граница полного вертикального поглощения в димерах не превосходит 2% от поглощения в мономерах, при этом плотность димеров в атмосфере составляет менее 0,3% от плотности мономеров.

В заключение заметим, что метод исследования зависимости $Q_p - Q_d$ является оптимальным для обнаружения димеров водяного пара в свободном пространстве. Большие точности при оценке параметров могут быть достигнуты при увеличении статистики данных, а также при радиозондировании атмосферы на длине волны 8 мм.

ЛИТЕРАТУРА

- Мельников А. А., Плечков В. М., Романов Ю. А., Стрежнева К. М. ТРОПЭКС-72 // Труды Межведомственной геофизической экспедиции по программе национального Атлантического тропического эксперимента — Л Гидрометеориздат, 1974. С. 197.
- Ершов А. Т., Плечков В. М. // Изв АН СССР ФАО 1977. Т. 13, № 1. С. 102.
- Викторова А. А., Жевакин С. А. // ДАН. 1970. Т. 194. № 3. С. 540.
- Викторова А. А., Жевакин С. А. // ДАН. 1970. Т. 194. № 2. С. 291.
- Жевакин С. А. Томск. Материалы VIII Всесоюзного симпозиума по спектроскопии высокого разрешения. Из-во Томского физ-го СО АН СССР, 1988. С. 120.
- Becker G. B., Autler S. H. Phys Rev. 1946. T. 70. C. 300.

Научно-исследовательский
радиофизический институт

Поступила в редакцию
15 июня 1989 г.

ПОСТРОЕНИЕ ИЗОБРАЖЕНИЙ ИСТОЧНИКОВ ШИРОКОПОЛОСНОГО РАДИОИЗЛУЧЕНИЯ ПО ФУНКЦИЯМ КОГЕРЕНТНОСТИ

A. M. Герман

Большая группа задач наблюдательной астрономии связана с построением изображений протяженных космических источников. С этой целью широко используются многоэлементные интерферометры с переменными базами, реализующими идею апертурного синтеза [1, 2]. Если при этом излучение линейного источника регистрируется в относительно узкой полосе частот (или само излучение узкополосно), то задача восстановления пространственного распределения энергетической яркости (изображения) источника по функциям когерентности сводится к решению следующего интегрального уравнения [1, 2]:

$$y_0(x) = \int_{-1}^1 I(g) \exp(j\alpha x g) dg, \quad (1)$$

где $y_0(x)$ — регистрируемая реализация функции когерентности, $I(g)$ — искомое радиоизображение, $\alpha = \pi M = \text{const}$, M — число элементов углового разрешения, укладывающихся на источнике.

Требование узкополосности означает в данном случае, что

$$M \ll f_0/\Delta f, \quad (2)$$

где f_0 — центральная частота, а Δf — ширина полосы частот регистрируемого излучения.

Если при регистрации из широкого спектра излучения источника вырезается лишь узкий участок, то тем самым ограничивается чувствительность системы, поскольку отношение сигнал/шум $Q \sim \sqrt{\Delta f T}$, где T — время когерентного накопления [2, 3]. Вместе с тем расширение полосы частот регистрации, увеличивающее чувствительность, может привести к тому, что условие узкополосности (2) перестанет выполняться. В этом случае задача построения радиоизображения усложняется и требует решения следующего интегрального уравнения, отличающегося от (1) ядром:

$$y(x) = \int_{-1}^1 I(g) \rho_0(xg) \exp(j\alpha x g) dg, \quad (3)$$

где $\rho_0(t)$ — нормированная функция корреляции комплексной огибающей регистрируемого излучения. При $\rho_0(t) = 1$ (3) переходит в (1).

В данной работе получено решение уравнения (3), т. е. задачи восстановления радиоизображения (пространственного распределения энергетической яркости) протяженного линейного источника широкополосного излучения с известным спектром мощности по функции когерентности.

Идея решения состоит в том, чтобы свести новую задачу (3) к традиционной (1), решение для которой известно и имеет следующий вид [3]:

$$I(g) = \sum_{k=0}^{\infty} c_k \sqrt{2\pi\lambda_k/\alpha} \varphi_k(g), \quad (4a)$$

где

$$c_k = \int_{-1}^1 y_0(x) \varphi_k(x) dx, \quad (4b)$$

$\{\varphi_k\}$ — система вытянутых волновых сфероидальных функций, которые являются, как известно из [5, 6], собственными функциями данной задачи, λ_k — собственные числа для функций φ_k ($k = 0, 1, \dots$).

Для реализации такого подхода следует лишь построить оператор P : $P y(x) = y_0(x)$. Тогда решение (1) в виде (4a), (4b) будет одновременно и решением (3). Такой оператор удается построить, если представить функцию корреляции в виде полинома

$$\rho_0(xg) = \sum_{n=0}^N a_{2n} (xg)^{2n}, \quad (5)$$

который содержит только четные степени в силу четности $\rho_0(xg)$.

Нетрудно показать, что оператор P^{-1} , обратный к интересующему нас, будет дифференциальный оператор Эйлера

$$P^{-1} = \sum_{n=0}^N b_{2n} x^{2n} D^{2n}, \quad (6)$$

где $b_{2n} = (-1)^n a_{2n} \alpha^{-2n}$, $D = d/dx$.

Таким образом, интересующая нас задача сводится к решению уравнения Эйлера

$$P^{-1}y_0(x) = y(x) \quad (7)$$

и подстановки полученного решения в (4a), (4b). Для этого воспользуемся результатами изложенными в [7, 8], что приводит к следующему решению:

$$y_0(x) = [b_{2N}^{(l)}(l-1)!]^{-1} \sum_{i=1}^{2N} d_i \int_0^x (x-\tau)^{l-1} \tau \bar{p}_i \left(\int_0^\tau t^{-\bar{p}_i-1} y^{(i)}(t) dt \right) d\tau + \sum_{n=0}^{l-1} \frac{y^{(n)}(0)x^n}{b_0^{(n)} n!}. \quad (8)$$

Здесь l — наименьшее целое число, такое, что $\forall i$ ($i=1, 2, \dots, 2N$), $\operatorname{Re} p_i < l$, где $p_i = \bar{p}_i + l$ — корни так называемого «определяющего» уравнения [7]

$$\int(p) = \sum_{i=0}^N b_{2(N-i)} \prod_{j=0}^{2(N-i)-1} (p-j) = 0, \quad (9)$$

а знак ('') означает, что при $2(N-i)-1 < 0$ произведение $\prod' = 1$. Коэффициенты $b_n^{(l)}$ определяются следующим рекуррентным соотношением:

$$b_n^{(l)} = b_n^{(l-1)} + b_{n+1}^{(l-1)}(n+1), \quad (10)$$

где $b_n^{(0)} = b_n$, а $b_{n+1}^{(l-1)} = 0$, если $n=2N$,

$$d_i = \det \|W_{nk}^{(i)}\| / \det \|W_{nk}\|,$$

где $W_{nk} = \prod_{j=0}^{n-2} (p_k - j)$, ('') означает, что при $n-2 < 0$ $\prod' = 1$. Матрица $\|W_{nk}^{(i)}\|$ получена из $\|W_{nk}\|$ заменой i -го столбца на столбец $\|0 \ 0 \ \dots \ 1\|^T$, $n, k = 1, 2, \dots, 2N$.

В качестве примера рассмотрим случай, когда функция корреляции представляется полиномом второй степени

$$\rho_0(xg) = 1 - ax^2g^2, \quad (11)$$

где $a < 1$. В этом случае корни определяющего уравнения $p_{1,2} = 1/2 \pm jb$, где $b = \sqrt{a^2a^{-1} - 1/4}$, $l=1$, а решение соответствующего уравнения Эйлера второго порядка имеет следующий вид:

$$y_0(x) = (bb_2)^{-1} \int_0^x \left\{ \int_0^\tau (t\tau)^{-1/2} y'(t) \sin[b \ln(\tau/t)] dt \right\} d\tau + y(0). \quad (12)$$

Следует отметить, что точное решение (12) зависит не от самой функции когерентности, а от ее производной, что неудобно в вычислительном отношении. Вместе с тем интересной особенностью полученного решения является то, что для сколь угодно точного приближения к решению $y_0(x)$ достаточно знания самой регистрируемой реализации функции когерентности $y(t)$, и не требуется $y'(t)$. И действительно можно показать, что приближенное решение $\tilde{y}_0(x)_\epsilon$ ($\tilde{y}_0(x) = \lim_{\epsilon \rightarrow 0} \tilde{y}_0(x)_\epsilon$) имеет следующий вид:

$$\tilde{y}_0(x)_\epsilon = \frac{\alpha^2 x^{1/2}}{ab} \int_\epsilon^x t^{-3/2} y(t) \sin[b \ln(x/t)] dt + y(\epsilon) \left(\frac{x}{\epsilon} \right)^{1/2} \left[\cos \left(b \ln \frac{x}{\epsilon} \right) - (2b)^{-1} \sin \left(b \ln \frac{x}{\epsilon} \right) \right]. \quad (13)$$

Точность приближения обеспечивается выбором ϵ . Для того, чтобы отклонение от точного решения не превышало δ , т. е. $|y_0(x) - \tilde{y}_0(x)_\epsilon| < \delta$, необходимо и достаточно, чтобы $\epsilon < [\delta b/y'(0)]^2$. Это условие имеет смысл, если $|y'(0)| \gg \delta |b|$. В противном случае удовлетворительная аппроксимация решения обеспечивается, если выбирать $\epsilon < 0,01$.

Для получения окончательного решения интегрального уравнения (3) необходимо подставить (8) или (13) в (4a), (4b). Здесь следует отметить, что уравнение Фредгольма первого рода является примером так называемой некорректной задачи. Один из способов ее регуляризации состоит в усечении ряда (4a). Учитывая то, что спектр собственных значений $\{\lambda_k\}$ для вытянутых волновых сфероидальных функций существенно спадает для $k > k_{\max} = [2\alpha/\pi] + 1$ ([·] — целая часть числа), следует ограничить ряд (4a) номером k_{\max} . Это обеспечивает, как известно [3], устойчивое к шумам регулярное решение интересующей нас задачи. При этом угловая разрешающая способность как для узкополосного, так и для широкополосного случая определяется отношением наименьшей длины волны в спектре регистрируемого излучения λ_{\min} к размежам области наблюдения (синтезированной апертуры) L , т. е. λ_{\min}/L .

В заключение отметим, что результаты, полученные в работе, могут также найти применение для решения обратных задач дифракции и рассеяния в кристаллографии, ядерной физике, гидроакустике и т. д., где присутствуют широкополосные поля или пучки частиц с большим разбросом по скоростям.

ЛИТЕРАТУРА

- Фомалон Э. Б. В кн.: Построение изображений в астрономии по функциям ко-
герентности / Под ред. К. Ван Схонвела. — М.: Мир, 1982. С. 9.
- Дравских А. Ф., Корольков Д. В., Парицкий Ю. Н. и др. // УФН. 1981. Т. 135. Вып. 4. С. 587.
- Губанов В. С., Финкельштейн А. М., Фридман П. А. Введение в радио-
астрометрию / Под ред. Дравских А. Ф. — М.: Наука, 1983.
- Рытов С. М., Кравцов Ю. А., Татарский В. И. Введение в статистическую
радиофизику. — М.: Наука, 1978. Ч. 2.
- Хургин Я. И., Яковлев В. П. Финитные функции в физике и технике. — М.:
Наука, 1971.
- Справочник по специальным функциям / Под ред. Абрамовича М. и Стиган И. —
М.: Наука, 1979.
- Ломов С. А. // Изв. АН СССР. Сер. математическая. 1966. Т. 30. № 3. С. 525.
- Зюкин П. Н. В кн.: Прикладные методы функционального анализа. — Воронеж.
Гос. ун-т, 1985. С. 56.

Воронежский государственный
университет

Поступила в редакцию
24 мая 1988 г.

УДК 538.566:621.371

О МОЩНОСТИ, РЕГИСТРИУЕМОЙ ПРИЕМНИКОМ В БИСТАТИЧЕСКОЙ СХЕМЕ ЗОНДИРОВАНИЯ СЛУЧАЙНО-НЕРОВНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В АТМОСФЕРЕ

B. B. Егоров, M. L. Белов, B. M. Орлов

Вопрос о влиянии различных факторов (расположения, ориентации и параметров источника и приемника) на мощность, регистрируемую приемником, при зондировании случайно-неровной поверхности рассматривался в ряде работ (см., например, [1, 2]) для достаточно широких диаграмм источника и приемника («освещенное» пятно от источника и сектор наблюдения приемника на рассеивающей поверхности много больше среднеквадратичной высоты неровностей). Ниже исследуется мощность, регистрируемая приемником, в общей бистатической схеме зондирования (источник и приемник разнесены) в атмосфере для узких диаграмм источника и приемника.

В приближении Кирхгофа при больших углах зондирования (когда влиянием затенений можно пренебречь) поле точечного источника, однократно рассеянное случайно-неровной поверхностью S , можно представить аналогично [3], в виде (для точек источника и приемника, находящихся в волновой зоне относительно поверхности)

$$u(R_n) \simeq \frac{1}{4\pi i} \int_S V(r) v(R_n, r) v(r, R_n) (n(r) \tilde{q}) dr. \quad (1)$$

Здесь интегрирование ведется по случайно-неровной поверхности S , $v(R, r) = |R - r|^{-1} \exp[ik|R - r| + \psi(R, r)]$ — поле точечного источника; $\Psi(R, r)$ — случайный набег комплексной фазы при прохождении сферической волны от точки r до точки R ; $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число; $\tilde{q} \simeq -k\nabla(|R_n - r| + |r - R_n|)$; $n(r)$ — нормаль к поверхности S в точке r ; R_n, R_p — векторы, определяющие положение источника и приемника; $V(r)$ — коэффициент отражения.

Используем далее известные процедуры (аналогично [3, 4]). Переходим в (1) от интегрирования по случайно-неровной поверхности S к интегрированию по ее проекции S_0 на плоскость $z=0$, используем формулу Дебая в параксиальном приближении, проводя интегрирование по апертуре оптического источника и по площади фотодетектора (в плоскости анализа приемной линзы), усредним по ансамблю флуктуаций среды и ансамблю поверхностей. Получим из (1) следующее выражение для средней мощности, регистрируемой приемником при зондировании случайно-неровной поверхности в атмосфере узким волновым пучком (считая для простоты, что приемник и источник расположены в одной плоскости XOZ , поверхность однородна ($V(r) = V$), а падающие на поверхность и принимаемое излучение проходят по разным неоднородностям среды);

$$P \simeq \frac{V^2(2\pi)^2 q^4}{4q_z^4} \int_{-\infty}^{\infty} d\zeta W(\zeta) \int_{S_0} dR \langle I_n(R'_\zeta) \rangle \langle I_{\text{фи}}(R''_\zeta) \rangle \times$$

$$\times W \left[\gamma_x = -\frac{q_x}{q_z} - \frac{R_x k}{q_z} \left(\frac{\sin^2 \psi}{L_u} + \frac{\sin^2 \chi}{L_n} \right), \quad \gamma_y = -\frac{R_y k}{q_z} \left(\frac{1}{L_u} + \frac{1}{L_n} \right) \right].$$

Здесь

$$R'_z = \{ [R_x \operatorname{tg} \psi - \zeta(R)] \cos \psi, R_y \}, \quad R''_z = \{ [R_x \operatorname{tg} \chi - \zeta(R)] \cos \chi, R_y \}$$

— векторы в плоскостях, перпендикулярных оптическим осям источник и приемника соответственно; $q \approx -k\sqrt{(|R_u - R| + |R_n - R|)}$; $\gamma = \{\gamma_x, \gamma_y\} = \nabla \zeta(r)$ — вектор случайных наклонов поверхности S ; $\zeta(r)$ — высота случайно-неровной поверхности в точке r ; $R = \{R_x, R_y\}$ — вектор в плоскости S_0 ; $\langle \dots \rangle$ означает усреднение по ансамблю флукутаций среды; Ψ, χ — угол падения излучения и угол наблюдения (отсчитываются от оси OX); $W(\gamma), W(\zeta)$ — плотность распределения наклонов и высот случайно-неровной поверхности S ; $\langle I_u(R) \rangle, \langle I_n(R) \rangle$ — интенсивности излучения (в атмосфере) на прямых трассах в плоскостях, перпендикулярных оптическим осям источника и «фиктивного» источника с параметрами приемника (см. [4]).

Интегралы, входящие в формулу (2), можно вычислить и получить явное аналитическое выражение для P . В частности, для средней мощности, регистрируемой приемником с узким полем зрения при зондировании случайно-неровной поверхности в турбулентной атмосфере, имеем (для гауссова распределения высот и наклонов случайно-неровной поверхности)

$$P \simeq \frac{q_z^4 a_u a_n V^2 \pi}{q_z^4 4 L_u^2 L_n^2} \left(\frac{1}{a^2} + l_n^2 \right)^{-1} \frac{1}{\sigma \sqrt{2}} \frac{d^{-1/2}}{2(\bar{\gamma}_x^2 \bar{\gamma}_y^2)^{1/2}} \left[C_u + C_n + R_0^{-2} + \frac{k^2}{2 \bar{\gamma}_y^2 q_z^2} \times \right. \\ \left. \times \left(\frac{1}{L_u} + \frac{1}{L_n} \right)^2 \right]^{-1/2} \exp \left\{ - \frac{q_x^2}{2 \bar{\gamma}_x^2 q_z^2} \left[1 - \frac{n}{n+m} \left(1 + \frac{(C_u \sin \psi \cos \psi + C_n \sin \chi \cos \chi)^2}{d} \right) \right] \right\}. \quad (3)$$

Здесь

$$d = \frac{1}{2 \sigma^2} (n+m) + C_u C_n \sin^2(\psi-\chi) + (C_u \cos^2 \psi + C_n \cos^2 \chi) \left(\frac{1}{R_0^2} + n \right).$$

$$n = \frac{k^2}{2 \bar{\gamma}_x^2 q_z^2} \left(\frac{\sin^2 \psi}{L_u} + \frac{\sin^2 \chi}{L_n} \right)^2, \quad m = C_u \sin^2 \psi + C_n \sin^2 \chi + \frac{1}{R_0^2},$$

$$a_u = \frac{k^2 r_u^2}{4 F^2 \eta}, \quad l_n = \frac{k^2}{4 F^2 \eta}, \quad C_u = \frac{k^2}{4 \xi L_u^2}, \quad a_n = \frac{k^2 P_0}{4 \pi \xi}, \quad C_n = \frac{k^2}{4 \xi L_n^2},$$

$$\xi = \frac{1}{4 r_u^2} + \frac{k^2 r_u^2}{4 L_u^2} \left(1 - \frac{L_u}{F_u} \right)^2 + 0,1 (C_e^2 k^2 L_u)^{6/5},$$

$$\eta = \frac{1}{4 r_n^2} + \frac{k^2 r_n^2}{4 L_n^2} \left(1 - \frac{L_n \Delta}{F_n} \right)^2 + 0,1 (C_e^2 k^2 L_n)^{6/5}, \quad \zeta = \eta + \frac{k^2 a^2}{4 F^2},$$

L_u, L_n — расстояния от центра сектора наблюдения (на поверхности S_0) до источника и приемника, F — фокусное расстояние приемной линзы, Δ — сдвиг фотодетектора относительно фокальной плоскости; P_0 — мощность, излучаемая источником, F_u — кривизна фазового фронта на апертуре источника, C_e — структурная постоянная диэлектрической проницаемости среды; $\sigma^2, \bar{\gamma}^2$ — дисперсия высот и наклонов поверхности S ; a, R_0 — эффективные размеры фотодетектора и зондируемой поверхности.

Если размеры пятна подсвета источника и сектора наблюдения приемника на поверхности S_0 много больше σ , то в случае обратного рассеяния при $R_0 \rightarrow \infty$ формула (3) упрощается и совпадает с результатами работы [1, 2].

На приведенном рисунке показана зависимость отношения N (принимаемой мощности P к принимаемой мощности $P(\sigma=0)$, рассчитанной при $\sigma=0$) от угла подсвета Ψ . Расчеты проводились по формуле (3) при следующих значениях параметров:

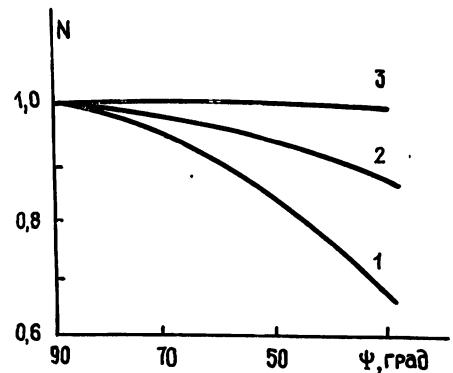


Рис. 1.

$$C_{ii}=C_{nn}=C, \quad \chi=90^\circ, \quad C \sin^2 \psi \gg \frac{1}{2\gamma_{x,y}^2} (L_{ii}^{-1} + L_{nn}^{-1})^2 \frac{k^2}{q_z^2}, \quad R_0 \rightarrow \infty, \quad \sigma C^{1/2} = 1 \quad (\text{кривая 1}),$$

$\sigma C^{1/2} = 0.5$ (кривая 2), $\sigma C^{1/2} = 0.1$ (кривая 3)

Из рисунка видно, что при бистатическом зондировании случайно-неровной поверхности средняя принимаемая мощность уменьшается с увеличением σ . Этот эффект связан с тем, что в сектор наблюдения приемника попадает только часть области (на случайно-неровной поверхности), «освещенной» излучением источника. Если приемник имеет широкую диаграмму ($C_{ii} \rightarrow 0$), то этот эффект пропадает.

ЛИТЕРАТУРА

- Белов М. Л., Орлов В. М. // Изв. вузов Радиофизика. 1984. Т. 27. № 3. С. 294.
- Андреев Г. А., Черная Л. Ф. // Радиотехника и электроника 1981. Т. 26. № 6. С. 1198.
- Басс Ф. Г., Фукс И. М. Рассеяние волн на статистически неровной поверхности. — М.: Наука, 1972.
- Орлов В. М., Самохвалов И. В., Матвиенко Г. Г. и др. Элементы теории светорассеяния и оптическая локация. — Новосибирск: Наука, 1982.

Научно-исследовательский институт
автоматических систем

Поступила в редакцию
4 января 1989 г.

УДК 551.510.535

ЭФФЕКТИВНАЯ ПЛОЩАДЬ МАГНИТНОЙ НЧ АНТЕННЫ С ФЕРРОМАГНИТНЫМ СЕРДЕЧНИКОМ

А. П. Николаенко, А. В. Швец, И. Г. Кудинцева

При измерениях низкочастотных электромагнитных полей в качестве датчика магнитной компоненты поля радиоволны применяют соленоидальные антенны с ферромагнитным сердечником. Главной характеристикой таких антенн является величина э. д. с., развиваемой на зажимах соленоида, при заданном внешнем магнитном поле фиксированной частоты. Эта величина зависит от эффективной площади магнитной рамки, которая в свою очередь определяется материалом сердечника, его размерами, числом витков обмотки, их средней площадью.

При расчете магнитной антенны (МА) возникает задача максимизации эффективной площади, что на первый взгляд связано с варьированием четырех параметров. Ниже мы покажем, что эффективная площадь магнитной рамки с сердечником фактически определяется не четырьмя, а двумя параметрами.

Эффективная площадь МА с сердечником равна [1, 2]

$$S_{\text{эфф}} = \pi b^2 \mu_{\text{эфф}} N. \quad (1)$$

Здесь предполагается, что сердечник из материала с эффективной магнитной проницаемостью $\mu_{\text{эфф}}$ имеет форму вытянутого сфероида с полуосами $a > b = c$, N — число витков соленоида.

Для сердечника выбирают материалы с максимальным μ , поэтому справедливо условие $n \gg 1/\mu$, где n — коэффициент размагничивания [1–3]. Тогда можно получить

$$\mu_{\text{эфф}} = \left(\frac{a}{b}\right)^2 \frac{1 + \ln(2a/b)}{\ln^2(2a/b)} \left[1 - \frac{a^2}{\mu b^2 (1 + \ln(2a/b))} + \dots \right]. \quad (2)$$

Эффективная магнитная проницаемость сердечников реальных антенн с точностью до слагаемых $a^2/\mu b^2 \ll 1$ связана исключительно с геометрическими параметрами, а влияние μ носит поправочный характер. Эффективная площадь реальной МА с сердечником

$$S_{\text{эфф}} = \pi a^2 \frac{1 + \ln(2a/b)}{\ln^2(2a/b)} N \quad (3)$$

определяется числом витков соленоида N и длиной сердечника $2a$. Причем она равна примерно площади воздушной рамки с тем же числом витков, если их диаметр равен длине сердечника $2a$. Насколько нам известно, это обстоятельство в литературе не отмечалось

Таким образом, при $\mu \gg a^2/b^2$ увеличение проницаемости сердечника не дает заметного выигрыша в чувствительности МА. Этим, по-видимому, и объясняется близость размеров МА, используемых в практике измерений [4].

Полученная приближенная формула (3) существенно упрощает расчет МА и позволяет сделать практические выводы.

- 1) Реальные магнитные антенны удовлетворяют условию $\mu(b^2/a^2) \gg 1$, поэтому их эффективная площадь зависит от числа витков обмотки и длины сердечника.
- 2) При фиксированной длине стержня $2a$ эффективная площадь МА тем больше, чем больше толщина сердечника.
- 3) При фиксированном радиусе сердечника b эффективная площадь монотонно возрастает с увеличением длины стержня, пока не достигает наибольшего значения, определяемого проницаемостью материала сердечника.

ЛИТЕРАТУРА

1. Vugrows M. ELF Communications Antennas — Р. Perigrinus. 1978.—245 р.
2. Панин В. В., Степанов Б. М. Измерение импульсных магнитных и электрических полей. — М.: Энергоиздат, 1987. — 120 с.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. — М.: Гостехиздат, 1957. — 532 с.
4. Блиох П. В., Николаенко А. П., Филиппов Ю. Ф. Глобальные электромагнитные резонансы. — Киев: Наукова думка, 1977. — 200 с.

Радиоастрономический институт
АН УССР

Поступила в редакцию
12 декабря 1988 г.

УДК 621.372.853

РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН РЕШЕТКОЙ ИЗ РЕЗИСТИВНЫХ МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ПОЛОСОК НА ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ПОДЛОЖКЕ

И. М. Старобин

В настоящей работе изучается рассеяние плоской электромагнитной волны на решетке из резистивных металлических полосок, напыленных на диэлектрический слой. Рассмотрение данного вопроса имеет важный прикладной аспект, поскольку определение поглощения мощности излучения описанной структурой представляет интерес для создания сверхпроводниковых болометрических и управляющих устройств инфракрасного диапазона волн [1]. Близкий к данному круг вопросов рассматривался в [2], где изучалась дифракция плоской волны на решетке из идеально проводящих проволочных нитей над диэлектрическим слоем. В данной же работе рассматривается случай рассеяния волны на решетке из тонких резистивных металлических полосок, напыленных на диэлектрическую подложку.

Пусть на систему дифракционная решетка — диэлектрический слой (рис. 1а) вдоль оси x со стороны полупространства $x < 0$ падает плоская электромагнитная волна $E_0 e^{i(kx-\omega t)}$. Вектор напряженности электрического поля направлен вдоль оси z . Диэлектрический слой имеет толщину l и диэлектрическую проницаемость ϵ , а дифракционная решетка с периодом d состоит из тонких металлических полосок, геометрические параметры которых таковы, что $h \ll w \sim \delta \ll \lambda$, где h — толщина полоски, w — ее ширина, δ — глубина скин-слоя, а λ — длина волны в вакууме.

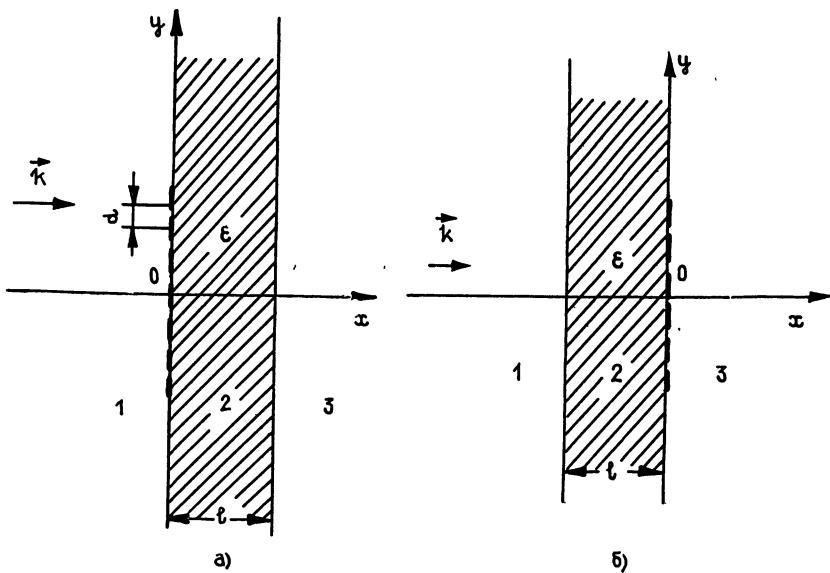


Рис. 1.

Поле, рассеянное решеткой, будем искать в виде разложения в ряд по гармоникам Флока [3]:

$$E = \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_0 c_n e^{i(2\pi/d)ny} e^{i\gamma_n |x|/\gamma_n}, \quad \gamma_n = (2\pi/d) \sqrt{D^2 - n^2}, \quad D = d/\lambda. \quad (1)$$

Результирующее поле является суперпозицией полей падающей и рассеянной волн, которые дифрагируют независимо друг от друга на диэлектрическом слое.

Поле, образованное в результате дифракции волны (1) на диэлектрическом слое, запишем в виде

$$\begin{aligned} E_1 &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_0 c_n e^{i(2\pi/d)ny} (c_n e^{i\gamma_n |x|} + R_n e^{-i\gamma_n x})/\gamma_n, \quad x < 0, \\ E_2 &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_0 e^{i(2\pi/d)ny} (A_n e^{-i\gamma_n' x} + B_n e^{i\gamma_n' x})/\gamma_n, \quad x < 0 < l, \\ E_3 &= \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_0 e^{i(2\pi/d)ny} D_n e^{i\gamma_n x}/\gamma_n, \quad x \geq l. \end{aligned} \quad (2)$$

Здесь

$$\begin{aligned} \gamma_n' &= (2\pi/d) \sqrt{D^2 - n^2}, \\ H_1 &= 1/(\omega\mu_0) \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_0 e^{i(2\pi/d)ny} (R_n e^{-i\gamma_n x} - c_n e^{i\gamma_n |x|}), \quad x < 0, \\ H_2 &= 1/(\omega\mu_0) \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_0 e^{i(2\pi/d)ny} \gamma_n'/\gamma_n (A_n e^{-i\gamma_n' x} - B_n e^{i\gamma_n' x}), \quad 0 < x < l, \\ H_3 &= 1/(\omega\mu_0) \sum_{n=-\infty}^{\infty} E_0 e^{i(2\pi/d)ny} D_n e^{i\gamma_n x}, \quad x \geq l. \end{aligned} \quad (3)$$

Векторы напряженности магнитного поля H_1, H_2, H_3 в областях 1, 2, 3 (рис. 1) направлены вдоль оси y ; $\omega = 2\pi c/\lambda$. Учитывая граничные условия для E и H при $x=0$, $E_1=E_2$, $H_1=H_2$, и $x=l$, $E_2=E_3$, $H_2=H_3$, получим выражения для коэффициентов A_n, B_n, D_n, R_n :

$$\begin{aligned} \Delta_n &= E_0 c_n [(1 - \gamma_n'/\gamma_n)^2 e^{i\gamma_n' l} - (1 + \gamma_n'/\gamma_n)^2 e^{-i\gamma_n' l}]^{-1}, \\ R_n &= 2i \sin(\gamma_n' l) [1 - (\gamma_n'/\gamma_n)^2] \Delta_n, \\ A_n &= 2\Delta_n e^{i\gamma_n' l} (1 - \gamma_n'/\gamma_n), \quad B_n = -2\Delta_n e^{-i\gamma_n' l} (1 + \gamma_n'/\gamma_n), \quad D_n = -4\Delta_n \gamma_n'/\gamma_n e^{-i\gamma_n l}. \end{aligned} \quad (4)$$

Поле (1) определяется линейными токами, возбуждаемыми в полосках падающей волной. Ввиду бесконечности решетки ток I в каждой из полосок одинаков. Выразим коэффициенты c_n в (4) через величину этого тока. Для этого аналогично [4] запишем выражение для скачка магнитного поля H в волне (1) при переходе от $x < 0$ к $x > 0$:

$$H = E_0 / (k\zeta_0) \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{i(2\pi/d)ny} e^{i\gamma_n |x|} \operatorname{sgn}(x), \quad \zeta_0 = (\mu_0/\epsilon_0)^{1/2}, \quad k = 2\pi/\lambda.$$

При равномерном распределении тока I по ширине полоски, что, как следует из [4, 5], справедливо при рассматриваемых выше предположениях о δ, λ, h и w , получим выражение для скачка магнитного поля $\{H\} = H|_{x=-0} - H|_{x=0}$

$$\{H\} = -2E_0 / (k\zeta_0) \sum_{n=-\infty}^{\infty} c_n e^{i(2\pi/d)ny} = I\theta(y - |w|/2)/w.$$

Здесь $\theta(y)$ — тета-функция Хевисайда. Домножая это равенство на $e^{-i(2\pi/d)ny}$ и интегрируя его от $-d/2$ до $d/2$, получим

$$c_n = -iIk\zeta_0/2E_0 \sin(\pi w n/d) (\pi w n/d)^{-1}.$$

Принимая за масштаб изменения напряженности электрического поля амплитуду напряженности поля падающей волны E_0 , а тока — величину $E_0\sigma h w$, получим

$$\begin{aligned} c_n &= -iI\chi k/4 \sin(\pi w n/d) (\pi w n/d)^{-1}, \quad \chi = 2\zeta_0 w / (\lambda R_0), \\ R_0 &= (\sigma h)^{-1}, \quad I = I_0 / (E_0 \sigma h w). \end{aligned} \quad (5)$$

Выражения для поля, образованного в результате дифракции падающей волны на диэлектрическом слое, так же как и в [2], имеют вид

$$\Delta = E_0 [(1 - \sqrt{\epsilon})^2 e^{ik'l} - (1 + \sqrt{\epsilon})^2 e^{-ik'l}]^{-1}, \quad R' = (1 - \epsilon) (e^{ik'l} - e^{-ik'l}) \Delta, \quad (6)$$

$$A^0 = 2e^{ik'l} (1 - \sqrt{\epsilon}) \Delta, \quad B^0 = -2e^{-ik'l} (1 + \sqrt{\epsilon}) \Delta, \quad D^0 = -4\sqrt{\epsilon} e^{-ik'l} \Delta, \quad k' = 2\pi\sqrt{\epsilon}/\lambda.$$

Величины Δ , R^0 , A^0 , B^0 и D^0 в (6) полностью идентичны соответствующим величинам Δ_n , R_n , A_n , B_n и D_n из (4) и получены, так же как и последние, из граничных условий для E и H на осях сторонах диэлектрического слоя.

Ток \hat{I} в каждой полоске дифракционной решетки можно определить из условия сшивания на ее поверхности поля падающей волны, поля рассеянной волны (1) и полей двух отраженных волн с амплитудами K_n и K^0 . При выполнении условия $\lambda \gg d \gg w \gg h$, а также условия $\chi \ll 1$, когда, как уже отмечалось согласно [1, 2], ток можно считать равномерно распределенным по ширине полоски, все указанные выше поля вблизи и внутри нее меняются слабо, и их можно сшивать на поверхности полоски, рассматривая ее как цилиндрическую нить с радиусом $w/2$ [6].

Окончательное выражение для тока \hat{I} имеет вид

$$\hat{I} = (1 + R^0) / (1 + i\chi S/4), \quad S = \sum_{n=-\infty}^{\infty} (1 + R_n) \frac{e^{i(\pi w/d)n} \sin(\pi w n/d)}{(\pi w/d)n \sqrt{D^2 - n^2}}. \quad (7)$$

Для анализа болометрических свойств описанной структуры определим коэффициент поглощения мощности χ с квадратной площадки со стороной, равной периоду решетки, как отношение мощности, поглощенной частью полоски длиной d , к мощности, переносимой падающей волной и равной в этом случае $E_0^2 k d^2 / (\omega \mu_0)$. Получим

$$\chi = \chi_1 |\hat{I}|^2/2, \quad \chi_1 = 2\zeta_0 w / (dR_0). \quad (8)$$

Отметим, что в отсутствие диэлектрического слоя ($R^0 = R_n = 0$), а также при $w=d$, т. е. для случая сплошной пленки, (8) переходит в формулу, приведенную в [1]: $\chi = 4g/(2+g)^2$, где $g = \zeta_0/R_0$. При R_0 и R_n , отличных от нуля, ряд в (7), (8) суммировался приближенно на ЭВМ.

На рис. 2а показаны зависимости χ от толщины диэлектрического слоя l/λ при $\epsilon = 2$ и 10 для структуры типа меандра, когда $w/d = 0,5$, ($R_0 = 100$ Ом, $\lambda = 40$ мкм, $w = 1$ мкм, $\chi \ll 1$). Обе кривые свидетельствуют о резонансном характере поглощения электромагнитной мощности в зависимости от толщины диэлектрика при фиксированной λ и в зависимости от длины волны λ при фиксированной толщине диэлектрического слоя. Как и следовало ожидать, резонансный характер этих зависимостей становится существенно более выраженным при увеличении ϵ .

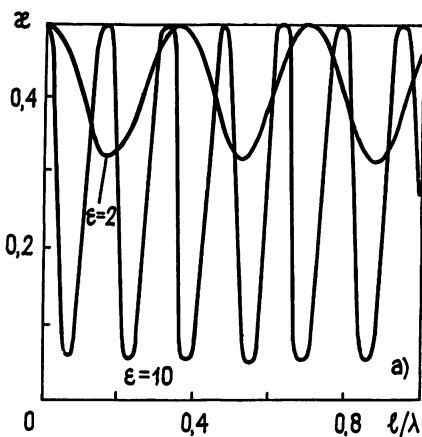


Рис. 2.

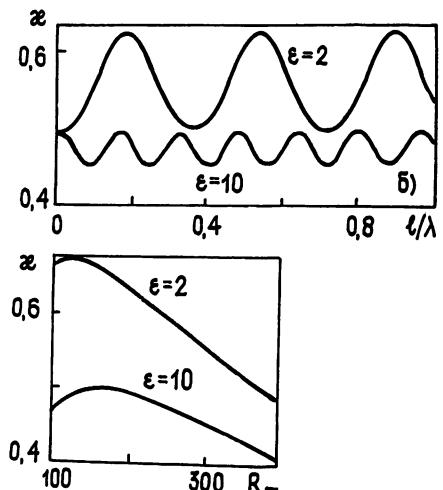


Рис. 3

Рассмотрим теперь случай, когда система, изображенная на рис. 1а, обращена к падающей волне не решеткой, а диэлектрическим слоем (рис. 1б). Все приведенные выше формулы останутся справедливыми лишь с той разницей, что в отличие от предыдущего случая для нахождения тока \hat{I} необходимо сшивать поле прошедшей волны (с амплитудой $D^0 e^{ik'l}$) с полями рассеянной и отраженной волн (с амплитудами

E_{0c_n} и R_n соответственно). Выражение для \hat{I}^{λ} в этом случае имеет вид

$$\hat{I} = D^0 / (1 + i\chi S/4), \text{ где } S \text{ — тот же самый ряд, что и в (7).}$$

Коэффициент поглощения χ , так же как и ранее, вычисляется по формуле (8). Зависимости χ от толщины диэлектрического слоя при $\epsilon=2$ и 10 для структуры типа меандра представлены на рис. 2б ($R_0=100$ Ом, $\lambda=40$ мкм). Как и для случая, когда структура обращена решеткой к волне, частота колебаний χ увеличивается с увеличением ϵ , однако по сравнению с предыдущим случаем помимо сходства имеются также и существенные различия. Во-первых, при $\epsilon < 10$ χ превышает 0,5, достигая значения 0,67, а, во-вторых, при $\epsilon=10$ резко падает амплитуда колебаний χ , так что фактически резонансная картина зависимости χ от l/λ слаживается.

Зависимости χ от R_0 для различных ϵ представлены на рис. 3. Максимум χ достигается при $100 \text{ Ом} < R_0 < 160 \text{ Ом}$. В случае структуры, обращенной решеткой к волне, соответствующие величины практически не изменяются.

Автор выражает благодарность Е. М. Гершензону, Ю. А. Кравцову, П. Ш. Фридбергу и И. М. Яковеру за обсуждение результатов работы и полезные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. Хребтов И. А. // ПТЭ. 1984. № 4. С. 5.
2. Кавадзе Д. К., Копалейшвили В. П., Поповиди Р. С. // Радиотехника и электроника. 1970. № 7. С. 1385.
3. Чень-Пань Ву. — В кн.: Вычислительные методы в электродинамике. — М.: Мир, 1977. С. 310.
4. Старобин И. М., Соина Н. В., Бирюков С. В. // Изв. вузов. Радиофизика. 1988. Т. 31. № 12. С. 1536.
5. Бравер И. М., Гарбах Л., Макаров С. В и др. // Радиотехника и электроника. 1988. Т. 33. № 5. С. 897.
6. Бирюков С. В., Старобин И. М. // Электронная техника Сер. 1. Электроника СВЧ. 1989. Вып. 1(415). С. 28.

Московский государственный
педагогический институт
им. В. И. Ленина

Поступила в редакцию
9 декабря 1988 г.

УДК 533.951

ПАРАМЕТРИЧЕСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ МАГНИТОПЛАЗМЕННЫХ ПОВЕРХНОСТНЫХ ВОЛН В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ СЛОЕ, ОГРАНИЧЕННОМ МЕТАЛЛОМ

Н. А. Азаренков, А. Н. Кондратенко, К. Н. Остриков

Внимание к изучению коллективных эффектов в полупроводниково-металлических и полупроводниково-диэлектрических структурах вызвано необходимостью создания новых типов усилителей и генераторов электромагнитных волн. Дисперсионные свойства таких структур и распределение полей в них изучены достаточно полно [1-3]. Интересными свойствами, обладает структура, состоящая из однородного по плотности носителей полупроводникового слоя, помещенного во внешнее магнитное поле и ограниченного металлическими пластинами. В ней существуют невзаимные магнитоплазменные поверхностные волны (ПВ), распространяющиеся поперек магнитного поля (геометрия Фойгта [3]). Параллельная граница составляет электрического поля этих волн равна нулю во всем объеме полупроводника. Кроме того ПВ, локализованные вблизи границ слоя, распространяются в противоположных направлениях, причем их фазовые и групповые скорости не зависят от размеров слоя. Если же такую структуру поместить во внешнее высокочастотное электрическое поле, удовлетворяющее условиям пространственно-временного синхронизма с вышеуказанными ПВ, то они могут взаимо действовать. Причем взаимодействие это неустойчиво, т. е. амплитуды волн экспоненциально нарастают. В настоящем сообщении рассмотрен параметрический [4] способ возбуждения интересующей нас волноведущей системы.

Пусть слой полупроводника n -типа занимает область $-a < x < a$ и в плоскостях $x = -a, a$ ограничен идеально проводящими металлическими поверхностями. Система помещена во внешнее магнитное поле H_0 , направленное вдоль оси z . В слое возбуждено однородное в пространстве переменное электрическое поле частоты ω_0 , направленное по нормали к поверхности:

$$\tilde{E}_x = E_0 \cos \omega_0 t. \quad (1)$$

Будем рассматривать возбуждение ПВ, существующих на границах полупроводника с металлом и распространяющихся вдоль оси y . Линейные свойства этих волн изучены

лись в [5, 6]. Для параметрически связанных волн на границах $x = -a$ (индекс 1), a (2) в поле накачки (1) могут быть выполнены условия симметричного распада: $\omega_0 = \omega + \omega$, $-k_1 = k_2$, ω и $k_{1,2}$ — частоты и волновые числа ПВ, существующих на верхней и нижней границах слоя (зависимость всех возмущений от времени t и координаты y имеет вид $\sim \exp[i(k_{1,2}y - \omega t)]$). В диапазоне частот $\omega^2 \ll \omega_e$ (ω_e — электронная циклотронная частота) $k_1 < 0$, $k_2 > 0$. Частоты и модули волновых чисел волн связаны линейным дисперсионным соотношением $|k_1| = k_2 = (\omega_0/c\omega_e)\sqrt{\varepsilon_0}$, где $\omega_1^2 = \omega_e^2 + \Omega_e^2/\varepsilon_0$. Ω_e — электронная плазменная частота, ε_0 — диэлектрическая проницаемость решетки полупроводника. При условии $4\omega^2 = \omega_0^2 \ll \omega_e^2$ эффективно возбуждаться будут только первые гармоники ПВ, поскольку в этом случае вторые и более высокие гармоники, являясь вынужденными возмущениями в системе, не удовлетворяют условиям их резонансной генерации. При нарушении этого условия $((\omega\omega)^2 \ll \omega_e^2)$ необходим учет резонансной генерации n первых гармоник рассматриваемых волн.

При учете параметрической связи (линейной по амплитуде поля накачки) волн для компонент электромагнитных полей ПВ на границе $x = -a$ можно получить следующие выражения:

$$G^{(1)}(r, t) = \frac{1}{2} [G_1(x)\exp(i\psi_1) + G_1^*(x)\exp(-i\psi_1)], \quad G^{(1)} = (E, H),$$

$$\psi_1 = k_1 y - \omega t, \quad H_{z1} = E_1 \exp(-\kappa_1 x) + \beta_1 x \exp(\kappa_1 x).$$

$$E_{y1} = -i \frac{\omega_e c}{\Omega_e^2} \left(k_1 + \frac{\omega_1}{c\omega_e} \sqrt{\varepsilon_0} \right) E_1 \exp(-\kappa_1 x) + i(\beta_2 x + \beta_3) \exp(\kappa_1 x), \quad (2)$$

$$E_{x1} = -2 \frac{\omega_e c e^{\kappa_1 x}}{\Omega_e^2 \varepsilon_0} \beta_1 - \frac{k_1 c H_{z1}}{\omega(\varepsilon_0 + \Omega_e^2 \omega_e^{-2})} + i \frac{\Omega_e^2 E_{y1}}{\omega \omega_e(\varepsilon_0 + \Omega_e^2 \omega_e^{-2})}, \quad \beta_2 = 2\omega_1 \omega \Omega_e^{-2} \sqrt{\varepsilon_0} \beta_1,$$

$$\beta_3 = -c\omega_1^2 \omega \varepsilon_0 (2 + 3\omega^2 \Omega_e^{-2} \varepsilon_0) \Omega_e^{-4} \beta_1, \quad \beta_1 \simeq -e\Omega_e^4 E_0 E_2^* [2mc^2 \omega_1^2 \varepsilon_0 (\omega_e^2 - \omega_0^2)]^{-1},$$

$$\kappa_1 = \Omega_e^2 / c\omega_1 \sqrt{\varepsilon_0},$$

m — эффективная масса электронов полупроводника. Аналогичные выражения для второй волны можно получить из (2), заменив индекс 1 на 2 у G , E_x , E_y , H_z , ψ , κ_1 на $-\kappa_1$, положив $k_2 = -k_1$ в выражении для E_x , $k_1 + (\omega_0/c\omega_e)\sqrt{\varepsilon_0} = k_2 - (\omega_0/c\omega_e)\sqrt{\varepsilon_0}$, $\beta_2 = -\beta_1$, $\beta_3 = -\beta_2$ — в выражении для E_y . Из (2), видно, что параметрическая связь рассматриваемых волн приводит к тому, что E_y становится отличным от нуля в объеме полупроводниковой плазмы, а это означает [6], что появляется зависимость коэффициентов связи волн и инкрементов нарастания их амплитуд от размеров слоя.

Для медленно меняющихся комплексных амплитуд ПВ на границах $x = -a$, a получаем следующую систему связанных уравнений [7] с учетом слабой диссипации за счет столкновений:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} - V_g \frac{\partial}{\partial y} \right] E_1 + v E_1 = i\alpha E_0 E_2^*, \quad \left[\frac{\partial}{\partial t} + V_g \frac{\partial}{\partial y} \right] E_2 + v E_2 = i\alpha E_0 E_1^*, \quad (3)$$

где $V_g = c\omega_e(\omega_1/\sqrt{\varepsilon_0})^{-1}$ — групповая скорость ПВ, $\alpha = e\Omega_e^4 \omega_0 [mc^2 \omega_1^2 \varepsilon_0 (\omega_e^2 - \omega_0^2) \operatorname{sh}(2\kappa_1 a)]^{-1}$ — коэффициент параметрической связи, v — декремент столкновительного затухания ПВ ($v \ll \omega$). Система (3) справедлива на начальной стадии развития неустойчивости, когда амплитуды возбуждаемых волн малы по сравнению с E_0 и их влиянием на поле накачки можно пренебречь. Для амплитуды огибающей вида $E_j = E_{j0} \exp[i(\kappa y - \Omega t)]$, $j=1, 2$ из (3) можно получить следующее дисперсионное уравнение:

$$(\Omega + iv)^2 - \kappa^2 V_g^2 + \alpha^2 E_0^2 = 0. \quad (4)$$

Инкремент нарастания амплитуды огибающей, найденный из (4), равен $\gamma = \operatorname{Im} \Omega = \alpha E_0 - v$. Отсюда видно, что неустойчивость развивается при амплитудах поля накачки, удовлетворяющих следующему неравенству:

$$E_0 > E_{\text{пор}} = \frac{v m c^2 \varepsilon_0 \omega_1^2 (\omega_e^2 - \omega_0^2)}{e \omega \alpha \Omega_e^4} \operatorname{sh}(2\kappa_1 a). \quad (5)$$

Следует отметить, что инкремент параметрической неустойчивости в нашем случае совпадает с инкрементом временной задачи ($\partial/\partial y = 0$). Это отражает известный факт: максимальный инкремент, равный инкременту временной задачи, развивается при одинаковых проекциях групповых скоростей встречных волн [8].

Для конкретных параметров исследуемой структуры оценим значения пороговой напряженности поля накачки и относительного инкремента, а также исследуем

их зависимость от размеров слоя, частоты и магнитного поля. К полупроводниковой пленке из n -GaAs ($n_0=5 \cdot 10^{17}$ см $^{-3}$, $\epsilon_0=13$, $m=6 \cdot 10^{-29}$ г, $v \approx 10^{11}$ с $^{-1}$) толщиной 1 мкм, помещенной в магнитное поле $H_0=6$ кЭ, для возбуждения ПВ частоты $\omega=\omega_e/3$ достаточно приложить напряжение 0,19 В ($E_{\text{поп}}=1,9$ кВ/см). С увеличением толщины пленки $E_{\text{поп}}$ возрастает. При $2a=2$ мкм оно составляет 2,2 кВ/см (к структуре должно быть приложено напряжение 0,4 В). Относительный инкремент неустойчивости $\gamma\omega^{-1}$ равен 0,11 при $2a=2$ мкм и $E_0=2,3$ кВ/см и 0,15 при $2a=1$ мкм и том же значении E_0 . Видно, что γ уменьшается с увеличением толщины слоя. На рис. 1 представлена зависимость безразмерного инкремента $\gamma_1 = \gamma m c / e E_0$ от толщины пленки n -GaAs ($a_1 = a \Omega_e / c$) при $H_0 = 6$ кЭ, $W = \omega / \omega_e = 0,3$. С увеличением толщины структуры эффективность взаимодействия волн, а следовательно, и инкремент неустойчивости γ уменьшаются. На рис. 2 дана зависимость γ_1 от частоты возбуждаемых ПВ при $H_0 = 6$ кЭ и $a_1 = 1$. С ростом частоты инкремент неустойчивости возрастает. Зависимость инкремента неустойчивости от величины внешнего магнитного поля при $W = 0,3$, (при $H_0 = 6$ кЭ) и $a_1 = 1$ дана в табл. 1. Из нее видно, что с ростом H_0 γ_1 уменьшается.

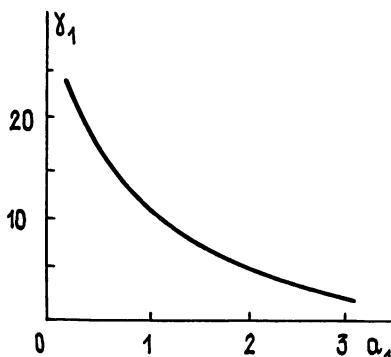


Рис. 1.

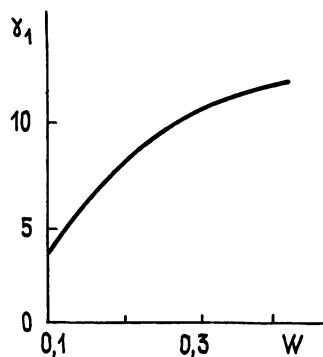


Рис. 2.

Таблица 1

H_0 , кЭ	6	7	8	9	10
γ_1	14,83	9,28	6,36	4,65	3,63

Таким образом, в настоящем сообщении рассмотрено параметрическое возбуждение поверхностных волн, распространяющихся в геометрии Фойгта на границах полупроводник—металл в полупроводниковом слое, ограниченном металлическими поверхностями. Показано, что в однородном высокочастотном поле накачки возбуждаются две волны, локализованные вблизи границ слоя и распространяющиеся в противоположных направлениях с одинаковыми фазовыми скоростями. Получены и исследованы выражения для порогов и инкрементов абсолютной параметрической неустойчивости, зависящие от размеров слоя.

ЛИТЕРАТУРА

- Белецкий Н. Н., Булгаков А. А., Ханкина С. И., Яковенко В. М. Плазменные неустойчивости и нелинейные явления в полупроводниках.—Киев: Наукова думка, 1984.
- Барыбин А. А. Волны в тонкопленочных полупроводниковых структурах с горячими электронами.—М.: Наука, 1986.
- Бразис Р. С. // Лит.-физ. сб. 1981. Т. 21. С. 73.
- Силин В. П. Параметрическое воздействие излучения большей мощности на плазму.—М.: Наука, 1973.
- Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н., Мельник В. Н., Олефир В. П. // Радиотехника и электроника, 1985. Т. 30. № 11. С. 2195.
- Азаренков Н. А., Кондратенко А. Н., Остриков К. Н. // Тезисы докл Всесоюзной школы-семинара. Взаимодействие электромагнитных волн с полупроводниками и полупроводниково-диэлектрическими структурами. — Саратов, 1988. Ч. 2. С. 67.
- Смирнов А. И. // Изв. вузов. Радиофизика. 1986. Т. 29. № 4. С. 434.
- Горбунов Л. М. // ЖТФ. 1977. Т. 47. № 1. С. 36.