МИНИСТЕРСТВО ОБЩЕГО И ПРОФЕССИОНАЛЬНОГО ОБРАЗОВАНИЯ РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ

Известия высших учебных заведений

РАДИОФИЗИКА

ежемесячный научно-технический журнал

Издается с апреля 1958 г.

Том XLI N 11	Нижний Новгород	1998
	Содержание	
Крупнов А.Ф. Раз микроволновых ге	звитие фазовой автоподстройки частоть нераторов до терагерцового диапазона .	^ม 1361
Дрягин Ю.А. Ради	юприём	
Воронов В. Н., Па цов А.А. Сист микроволнового ди щения	аршин В.В., Федосеев Л.И., Шве ема стабилизации частоты гетеродино напазона по молекулярным линиям погло	- в 1399
Красильников А.А. досеев Л.И. Ми вание верхней атм	., Куликов Ю. Ю., Рыскин В. Г., Фе кроволновое радиометрическое зондиро юсферы над Нижним Новгородом	- - 1405
Вдовин В.Ф., Зин миллиметровых и	ченко И.И. Малошумящие приёмники субмиллиметровых волн	и 1424
Андронова И.А., Цельноволоконные ных поляризациях	Геликонов В.М., Геликонов Г.В оптические гироскопы на ортогональ	
Берштейн И.Л., Ге следование работь ции сигнала враще метра	еликонов В.М., Степанов Д.П. Ис а автокомпенсационной схемы регистра ения волоконного кольцевого интерферо	:- 1461
Малыкин Г.Б. Тех лучения лазера с н	нические флуктуации интенсивности из иелинейно-поглощающей ячейкой	- 1469
Геликонов В.М. И ных перемещений риной естественно	Ізмерение наноангстремных колебатель при помощи газового лазера с малой ши й линии	 - 1473
Малыкин Г.Б. Изм линейно-поглошаю	ерение флуктуаций частоты лазера с не мией ячейкой метолом Берштейна	-

УДК 537.86; 621.37

РАЗВИТИЕ ФАЗОВОЙ АВТОПОДСТРОЙКИ ЧАСТОТЫ МИКРОВОЛНОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ ДО ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА

А.Ф.Крупнов

Рассмотрено развитие систем фазовой автоподстройки частоты микроволновых генераторов вплоть до наивысших частот, превышающих терагерц. Рассмотрены некоторые применения созданных систем для физических и технических измерений.

введение

Фазовая автоподстройка частоты (ФАПЧ) была предложена в 1932 г. Де Бельсизом [1] как метод приема слабых сигналов. В дальнейшем достоинства системы ФАПЧ были осознаны как первостепенные для стабилизации частоты генераторов по опорному сигналу принципиально без частотной ошибки. С расширением диапазона частот радиометодов в 1950-ые годы системами ФАПЧ стали осваиваться микроволны [2]. ФАПЧ микроволновых генераторов по гармонике опорного стандарта частоты является практически единственным средством переноса стабильности стандартов частоты в любую точку диапазона, использующегося современными радиометодами, и лежит в основе прецизионных микроволновых синтезаторов частоты. Синтезаторы частоты наиболее приближаются к идеальному для радиотехники "перестраиваемому, но стабильному по частоте," источнику когерентного излучения, и их наличие служит важной характеристикой освоенности диапазона. Кроме отсутствия частотной ошибки в системах ФАПЧ, которое только и делает возможным создание больших систем прецизионного цифрового управления частотой, отметим также изящество метода ФАПЧ, создатель которого понял, что сами биения опорного и стабилизируемого сигналов обладают свойствами фазового дискриминатора, и напряжение биений — при достаточной его величине – может представлять в простейшем варианте схемы ФАПЧ сам управляющий сигнал. Для замыкания цепи автоподстройки нужен только генератор, частота которого управляется напряжением (ГУН, или VCO — Voltage Controlled Oscillator). Техника синтезаторов частоты с цифровым управлением полностью совместима с современной компьютерной техникой управления экспериментом, сбора и обработки данных.

Современным системам ФАПЧ посвящены десятки, если не сотни, книг — в основном, зарубежных (на русском, напр., [3]). Лишь в последнем (ноябрь—декабрь 1997) каталоге книг одного издательства указан десяток книг о фазовой автоподстройке и синтезаторах частоты [4].

И. Л. Берштейну с сотрудниками принадлежит осуществление в 1958 г. первой в нашей стране системы ФАПЧ микроволновых генераторов — клистронов 3-сантиметрового диапазона — по гармонике кварцевого генератора (с частотой около 75 МГц) [5]. Как следует из описания, она имела значительные преимущества по сравнению с предшествовавшей ей работой Питера и Стрендберга [2]. Рациональность конструкции системы, включая методики ее настройки, обеспечили ее легкое и массовое воспроизведение.

Следствий этой работы, по-видимому, было больше, чем известно автору; в частности, я не думаю, что появление в Горьком и первой в стране системы ФАПЧ микроволновых генераторов, и первого в стране микроволнового синтезатора частоты (ГНИПИ–Кварц) было простым совпадением.

А.Ф.Крупнов

Нам довелось использовать построенный непосредственно Берштейном с сотрудниками вариант системы ФАПЧ[6] в работах по усовершенствованию пучковых спектрометров высокого разрешения, описанных в [7, 8]. В этом варианте частота 10-сантиметрового клистрона была стабилизирована по частоте генерации 1,25 см аммиачного мазера. Спектроскопическим результатом явилось разрешение расщепления мазерной линии J = 3, K = 3 аммиака ¹⁴NH₃ [9], обусловленного разностью в одну тысячную квадрупольных констант инверсионных уровней (ранее разрешалось лишь само квадрупольное расщепление). "Техническим" результатом работы, не превзойденным и в настоящее время, явилось получение ширины одной компоненты молекулярной спектральной линии 240 герц. Кроме достигнутой нами двухметровой длины молекулярного пучка, для наблюдения столь узкой линии требовалось и высокое качество индуцирующего переходы микроволнового сигнала, обеспечивавшегося системой ФАПЧ, работавшей от отдельного молекулярного генератора. Этот результат был отмечен в позднейшем обзоре Лэйна [10].

Задача настоящей статьи более узка: проследить развитие высокочастотной ветви ФАПЧ до наивысших частот существующих электронных генераторов, ныне превышающих терагерц, и отметить некоторые физические и технические применения созданных систем. Большая роль в этом развитии принадлежит работам горьковских (нижегородских) специалистов. Микроволновая спектроскопия была первой в радиотехническом освоении все более коротковолновых диапазонов (см., напр., [11, 12]). На нашу долю выпало освоение субмиллиметровой области методами микроволновой спектроскопии с использованием первичных источников излучения (см. [12, 13]), в котором системы ФАПЧ играли весьма существенную роль. Результаты в основном были опубликованы в спектроскопических журналах. Однако развитие систем ФАПЧ имеет и общерадиофизическое значение, а результаты его могут быть применены и в других областях науки и техники. Поэтому нам представилось полезным использовать данный случай, совпавший с завершением определенного этапа, для написания "мини-обзора", в котором мы не можем входить в детали, указывая лишь для желающих более полно ознакомиться с предметом соответствующие ссылки.

1. ОСВОЕНИЕ МИЛЛИМЕТРОВОГО И СУБМИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНОВ

В освоении этих диапазонов частотными методами нами был выбран путь активного прецизионного управления частотой источника, что дает существенно большие возможности, нежели более легкий путь пассивного измерения частоты; задача же измерения частоты решается в этом случае автоматически. Также в отличие от многих был взят курс на непрерывное перекрытие диапазона. В 1970-ые годы идея и схема ФАПЧ были общеизвестны. Но переход к более высоким частотам означал и переход к другому типу электронных генераторов. Использовавшиеся в первых микроволновых схемах ФАПЧ отражательные клистроны наиболее близко соответствовали определению "генератор, управляемый напряжением". Исключительным же типом генераторов, непрерывно перекрывающих миллиметровый и субмиллиметровый диапазоны, были и остаются лампы обратной волны (ЛОВ). Они имеют еще более широкодиапазонное электронное управление частотой через (высокое) напряжение замедляющей системы; но управление напряжением на ЛОВ связано с управлением и довольно значительными токами. Это требовало разработки соответствующих управляющих элементов, достаточно широкополосных для обеспечения стабильной работы системы ФАПЧ ЛОВ. Нужно было также создание источника опорного сигнала для непрерывного перекрытия столь высокочастотного диапазона, а также обеспечение работоспособности системы ФАПЧ ЛОВ в большом динамическом диапазоне.

Работа первой системы ФАПЧ миллиметровых и субмиллиметровых ЛОВ типа [14] до ~ 350 ГГц была продемонстрирована нами в 1970 г. [15]. Затем системы ФАПЧ ЛОВ развивались во все более высокочастотных диапазонах: 1976 г. — до 500 ГГц [16], 1978 г. и 1979 г. — до 600 ГГц [13, 17],

1998

1984 г. — до 820 ГГц [18]. ФАПЧ субмиллиметровых ЛОВ в 1984 г. стали разрабатывать и во Франции [19], используя субмиллиметровые (400–500 ГГц) ЛОВ Thomson—CSF. Следующий значительный шаг, позволивший освоить системами ФАПЧ широкую терагерцовую область, был сделан нами после разработки миллиметрового промышленного синтезатора. В 1994 г. совместно с Кельнским университетом была освоена область вначале до 970 ГГц [20] (далее см., напр., [21]) и была продемонстрирована возможность осуществления единичного скана протяженностью до 200 ГГц в режиме ФАПЧ ЛОВ. Схема установки ФАПЧ ЛОВ в спектрометре [20] приведена на рис. 1; она содержит основные черты установок, работающих в настоящее время в Кельне и Лилле в диапазоне до 1,2 ТГц (усовершенствование в [22]). Работы на установке, созданной совместно с Лилльским университетом, описаны в [22–25]. Такая терагерцовая аппаратура в 1997 г. уже из Кельна была перенята в Японии [26].





Основными чертами современной системы ФАПЧ ЛОВ, обеспечивающей стабилизацию всех, вплоть до самых высокочастотных, ЛОВ (рис. 1) [20], являются: задающий генератор — миллиметровый синтезатор типа [27] с управлением от компьютера, со стабилизацией часто по квантовому стандарту частоты; широкодиапазонный смеситель — умножитель (чаще всего используется квазиоптическая конструкция ИПФ РАН с планарным диодом Шоттки, работающая в схемах ФАПЧ ЛОВ от 200 ГГц до 1,2 ТГц [20, 22, 26])*; усилитель промежуточной частоты (УПЧ) в районе 350 МГц, часто с неохлаждаемым предусилителем НЕМТ ($T_{\rm шум} \sim 40$ K) и с эффективной системой АРУ, цифровой фазовый детектор (ФД) на поделенной в 10 раз частоте (35 МГц)*; оконечный видеоусилитель (ВУ) с полосой около 3 МГц (управление токами до 50 мА). Работа синхронизатора контролируется логическими схемами (ЛС). Высокое напряжение на ЛОВ меняется обычно от 500 до 5 500 В. Крутизна характеристики ЛОВ в среднем 50–100 МГц/В (иногда до 150 МГц/В).

Развитие лабораторных систем ФАПЧ ЛОВ сделало возможным и их "техническое" развитие, имеющее целью создание на их основе синтезаторов частоты соответствующих диапазонов. История

^{*}Конструкция того же типа работает и как умножитель частоты вплоть до 1,5 ТГц [28, 29], и как смеситель—умножитель в ДИК лазерном спектрометре на боковиках до 2,5 ТГц [30, 31].

^{*}Импульсный частотно-фазовый детектор [3] совмещает свойства фазового и частотного детектора в одном устройстве (без передачи управления), что облегчает захват и увеличивает устойчивость систем ФАПЧ ЛОВ.





развития из лабораторных в промышленные миллиметровые синтезаторы частоты может быть прослежена по [32, 33, 27]. Первая совместная с ГНИПИ работа, в которой содержались основные черты миллиметрового синтезатора (микроволновый синтезатор 10–12 ГГц, смеситель—умножитель и кольцо ФАПЧ миллиметровой ЛОВ), была опубликована в 1985 г. [32]. В 1990 г. нами был описан уже промышленный синтезатор миллиметрового диапазона и лабораторная, но уже близкая к синтезатору система ФАПЧ ЛОВ, построенная по той же схеме, до 370 ГГц [33]. Впоследствии была показана работоспособность такой схемы вплоть до 500 ГГц. В 1994 г. в ГНИПИ (ННИПИ—Кварц) была закончена разработка семейства промышленных синтезаторов частоты с непрерывным перекрытием от 53 до 178 ГГц (блоки 53–78, 78–118, 118–178 ГГц), с наименьшим шагом по частоте 100 Гц и цифровым управлением от компьютера [27]. Эти синтезаторы не имеют зарубежных аналогов и используются во многих странах мира (США, Германия, Япония, Франция, Италия, Китай и т.д.). Внешний вид миллиметрового синтезатора диапазона 118–178 ГГц приведен на рис. 2 [27]. Ведется разработка еще более высокочастотных синтезаторов на основе ФАПЧ ЛОВ.

2. НЕКОТОРЫЕ ПРИМЕНЕНИЯ СИСТЕМ ФАПЧ И СИНТЕЗАТОРОВ ЧАСТОТЫ

2.1. Спектроскопические применения

Мы рассмотрим здесь только роль возросшей точности измерений и возможности прецизионного сканирования широкого диапазона в расширении круга доступных исследований. Собственно спектроскопические методики и исследования опубликованы в большом количестве оригинальных работ, отдельные аспекты отражены в обзорах и книгах [12, 16, 34–36] и др. Самый поздний (и полный) обзор 1996 г. [37] не включает десятка два позднейших работ.

2.1.1. Описываемые методы создавались, прежде всего, для исследований спектров молекул. Микроволновая спектроскопия — спектроскопия, в основном, вращательных спектров молекул. Приме-

1364

нение в микроволновой спектроскопии прецизионных когерентных радиофизических методов позволяет получить высокую разрешающую силу, высокую точность и высокую чувствительность спектрометров, т. е. обильную и прецизионную информацию о строении и свойствах атомов и молекул (см., напр., [38]). Имеется ряд спектров молекул, которые нельзя наблюдать в более низкочастотных диапазонах. Высокочастотная область также — область больших эффектов нежесткости; в сочетании с точностью измерений это позволяет исследовать новые качественные эффекты нежесткости и многие труднодоступные для изучения в других спектральных областях свойства молекул. Мы имеем возможность привести лишь несколько примеров.

Важный "классический" объект — спектр аммиака NH₃: вращательный, начало исследований которого было положено еще до разработки схем ФАПЧ и продолжено более точными методами [39], и инверсионный в возбужденном состоянии ν_2 , которому был посвящен цикл наших работ. Эти спектры впервые измерены нами в субмиллиметровом диапазоне с помощью микроволновых методов^{*}.

Наблюдение аномально низкочастотного колебательно-вращательного спектра неполярной молекулы C₃O₂ решило загадку не поддававшегося расшифровке в течение ряда лет ее инфракрасного спектра [41]. История и значение отождествления спектра этой так называемой "квазилинейной" молекулы изложена в обзорах [36].

Обнаружение нового явления в молекулярных спектрах — кластеризации энергетических уровней в спектрах молекул типа асимметричного волчка (это второй "качественный" эффект нежесткости; первым было обнаружение "запрещенных" спектров) — тоже явилось следствием точного измерения частот субмиллиметровой серии линий молекулы H₂Se, где было обнаружено начало "сходимости" частот серии [42].

Примером "заказного" исследования, потребовавшего большой точности измерений, было получение лабораторных данных для интерпретации астрофизических исследований ветров на Венере по сдвигам миллиметровых линий молекулы СО. Точности измерения частот линий должны были составлять килогерцы, а сдвигов давлением (для разделения эффектов) — килогерцы на Торр. Эти измерения были осуществлены в [43].

Первое микроволновое наблюдение спектров отрицательных молекулярных ионов (наблюдались ионы SH⁻, SD⁻) [23] было проведено также благодаря бо́льшей точности измерений с системами ФАПЧ: отождествление линий ионов производилось на основе сравнения наблюдавшихся частот линий при различных взаимных ориентациях направления просвечивающего излучения и направления (полярности) разряда. При этом частоты нейтральных молекул совпадают в обоих случаях, а частоты линий ионов отличаются, благодаря эффекту Допплера при дрейфе ионов в разряде. Знак разности частот, разумеется, зависит от знака заряда иона. Соответствующие разности частот вариируют от 50 до 200 кГц на частотах порядка 600 ГГц, а точность измерений составляет ~ 5 кГц.

2.1.2. Следующей крупной областью явилось исследование спектроскопических проявлений взаимодействий молекул при их столкновениях.

Точные измерения частот центров линий в субмиллиметровом диапазоне привели, по существу, к введению в практику микроволновой спектроскопии исследований столкновительных сдвигов спектральных линий молекул ("сдвигов спектральных линий давлением газов"). Ранее микроволновая спектроскопия получала информацию о межмолекулярных взаимодействиях только из уширения спектральных линий давлением. Сдвиг традиционно считался слишком малым для измерения: по оценке Таунса [11], он не должен был превышать 5% от уширения. Боггс в обзоре 1972 г. [44] констатировал, что на то время не имелось ни одного микроволнового измерения сдвигов линий давлением. А

^{*}Один из наших соавторов имел доступ к Citation Index: одна из статей [40] цитировалась за первые три года 56 раз, другие — 22 и 15 раз; было бы интересно посмотреть и другие статьи, но у нас такого доступа нет...

в 1977 г. наши точные измерения позволили обнаружить микроволновые сдвиги линий [45]; и они оказались большими — 40% от уширения. Потом выяснилось, что сдвиг в микроволновой области растет с частотой и переход от сантиметровой области, рассматривавшейся Таунсом, к субмиллиметровой, исследовавшейся нами, и привел, в основном, к изменению величины сдвига от оценок $\leq 5\%$ от уширения у Таунса к экспериментальным 40% (и больше), обнаруженным нами*. Кроме точности ФАПЧ, этим работам способствовало то, что акустическое детектирование сигналов от спектральных линий газа [13] оказалось более свободным от основного источника систематических ошибок при измерении столкновительных сдвигов спектральных линий молекул — наблюдения линий на скатах частотных характеристик, т. к. объемный тепловой характер приема эффективно усреднял интерференцию в ячейке. На рис. 3 приведен образец записи на нашем спектрометре столкновительно уширенной и сдвинутой линии аммиака $N^{15}H_3$ в естественной концентрации и результатов описания профиля линии лоренцевой кривой (невязка описания приведена внизу рисунка)**.



Рис. 3.

Сдвиг более чувствителен к виду взаимодействия молекул: бо́льшая его часть определяется далекими, "слабыми" соударениями; бо́льшая же часть уширения вообще не зависит от модели — она будет такой же и в модели "соударения жестких шаров". Этим также обусловлен интерес к исследованиям сдвигов. Ряд наших исследований был суммирован в [46]; более поздние результаты в [37]. В частности, микроволновые исследования сдвигов смесью газов [47] позволили исправить ошибку немецких исследователей в [48], а постановка в 1982 г. [46] вопроса об аддитивности сдвигов в системах молекулярных переходов завершилась в 1996 г. обнаружением неаддитивности [49], не предполагавшейся ранее (см. [50]). Микроволновые данные о сдвигах линий привлекли внимание теоретиков и стали включаться в спектроскопические базы данных. Например, работа Буффы и Таррини [50] была посвящена интерпретации только наших — как наиболее точных — измерений сдвигов линий.

^{*}Рост сдвигов с частотой тоже был обнаружен нами (см., напр., [46]).

^{**}Программное обеспечение разработано в ИПФ РАН.



Рис. 4.

Возросшая точность измерений показала также необходимость разработки новой теории уширения и сдвига при соударениях молекул. Существующая теория, заложенная Андерсоном [51] в 1949 г., является комбинацией теории возмущений для дальних слабых взаимодействий и искусственной "сшивки" ее с областью близких сильных взаимодействий, где вероятность перехода принимается равной единице. Андерсон указывал, что интерполяция между этими областями невозможна в принципе и произвольность такой процедуры ведет к результатам, которые могут различаться в пределах 20%, что, по словам Андерсона, "обычно меньше ошибки измерений". При точности измерений, достигшей в последнее время 1–0,5%, интерпретация их с помощью такой теории очень ограничена. Развитие же теории позволило бы определять, например, высшие моменты молекул и расширить приложения измерений. Наверное, новое описание будет базироваться на чем-то типа расчета взаимодействия молекул "из первых принципов" с помощью суперкомпьютеров, как и в современном описании спектров нежестких молекул [52].

2.1.3. Упомянем еще применение точных частотных методов для калибровки ДИК спектрометров, таких как некогерентные Фурье-спектрометры, до недавнего времени бывшие единственными широ-кодиапазонными спектрометрами этого диапазона. Для сравнения характеристик спектрометров на рис. 4 приведены записи одного и того же участка спектра молекулы HSSH у 978 ГГц [37]: Фурье-спектрометром (нижняя кривая) и микроволновым в том же масштабе (верхняя кривая); напомним, что каждая "микроволновая" линия может быть растянута до масштаба рис. 3.

2.2. Развитие других измерений на базе частотных методов

На основе прецизионных частотных методов стало возможным осуществление и точных "амплитудных" измерений в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах. Приведем несколько примеров.

2.2.1. Использование для широкодиапазонного сканирования молекулярного спектра синтезатора частоты с его точным воспроизведением сканирующего сигнала привело к неожиданному и весьма полезному результату, впервые продемонстрированному в 1993 г. [53]: если записать с ячейкой свободного пространства и InSb болометром сначала спектр заполненной газом ячейки, а потом (спустя несколько часов) спектр пустой (т. е. в основном картину интерференции), а потом вычесть эти спектры, хранящиеся в компьютере, друг из друга, то в результате получается запись спектральных линий газа на удивительно ровной "нулевой линии", как это показано на рис. 5 для участка спектра молекульно ОСССЅ шириной 100 МГц из общего скана (в режиме ФАПЧ) протяженностью в 40 ГГц [53, 37]. Впоследствии это использовалось в целом ряде работ и, по существу, явилось первым указанием на то,

А.Ф.Крупнов



Рис. 5.

что наши прецизионные "частотные" методы могут быть применены для осуществления прецизионных "амплитудных" измерений.

2.2.2. В работах по умножению частоты ЛОВ [28, 54] прецизионное управление частотой источника излучения в сочетании с акустическим детектированием сигналов от спектральных линий дало возможность не только различения (по известным спектральным линиям) номеров гармоник, но и измерения мощности каждой гармоники по отдельности^{*}. Эти измерения были основаны на независимости чувствительности акустического приема от частоты и возможности расчета коэффициентов поглощения микроволновых линий. Коэффициенты преобразования мощности в каждую гармонику порознь легко измеряются в широком диапазоне. Получение частотных характеристик умножителей от основной частоты до наивысшей гармоники (1,5 ТГц [28]) дает новые возможности понимания и усовершенствования этих устройств.

2.2.3. Следующим примером может служить измерение сверхмалых потерь в диэлектриках и металлах [55]. Созданные методики превосходят имевшиеся ранее по чувствительности на два порядка. Повышение чувствительности достигнуто разработкой высокодобротных ($\geq 600\,000$) измерительных резонаторов и применением прецизионных миллиметровых синтезаторов частоты (и программного обеспечения, разработанного для спектроскопических целей). На рис. 6 представлена запись резонансной кривой резонатора Фабри–Перо добротностью 637 000 и результат описания ее лоренцевой кривой. Точность измерения ширины резонансной кривой достигла в этих опытах 500 Гц на частотах около 100 ГГц. В результате стало возможным прецизионное измерение сверхмалых ($\sim 10^{-6}-10^{-7}$) значений тангенса угла потерь даже в тонких ($\sim 0,5$ мм) образцах диэлектриков, что обеспечивает перспективные потребности, например, измерений поглощения в окнах мощных гиротронов. При полном заполнении резонатора Фабри–Перо определяющими добротность возрастает до тангенса потерь $\sim 10^{-8}$. Так как в резонаторах Фабри–Перо определяющими добротность потерями являются потери на отражение в зеркалах, созданные методики могут быть применены также к измерения малых потерь при отражении (измерен коэффициент отражения напыленного серебра около 100 ГГц, равный

^{*}CBЧ методами легко отсечь низкочастотные составляющие, но трудно отделить нужную гармонику от более высокочастотных; между тем [28], мощность более высокой гармоники может быть и больше более низкой.





0,9990).

2.2.4. Новой перспективой, возникшей из точных измерений сдвигов линий давлением газов, может явиться возможность "интегрального" молекулярного анализа смеси газов по сдвигу одной "пробной" линии молекулы, помещенной в исследуемую смесь (или находящейся в ней). Сдвиг зависит от типа и полярности молекул, и сдвиг смесью, рассчитываемый как "среднее с весом", может служить интегральной характеристикой смеси, которая может в дальнейшем быть интерпретирована в каждом конкретном случае. Эта возможность аналогична известной для конденсированных сред рефрактометрии. Впервые эта возможность была предложена в [56] (см. также [37]); в настоящее время ведутся более детальные ее исследования. Эту возможность можно также использовать для измерения дипольного момента больших молекул в газовой фазе, что представляет значительные затруднения для всех других методов.

3. РАСШИРЕНИЕ ДИАПАЗОНА ПРЕЦИЗИОННЫХ ЧАСТОТНЫХ МЕТОДОВ ЗА ПРЕДЕЛЫ ДИАПАЗОНА ЛОВ

На протяжении трех десятилетий частотный диапазон ЛОВ, описанных еще в 1960-х годах [14], оставался неизменным. В [14] был указан диапазон до 1,5 ТГц, но нам неизвестны конкретные спектроскопические работы, выполненные до столь высоких частот. Опубликованные пределы применений ЛОВ (см., напр., [39]) несколько превышают 1,2 ТГц. Этот диапазон в настоящее время весь перекрыт системами ФАПЧ ЛОВ. Желание дальнейшего расширения диапазона точных "микроволновых" методов привело, с одной стороны, к работам по умножению частоты ЛОВ до 1,5 ТГц (см. выше и [28]), а с другой, — к сочетанию перестраиваемых систем ФАПЧ ЛОВ с "частотной подставкой" в виде дальнего инфракрасного (ДИК) лазера [31]. Чтобы не потерять в точности (частота нестабилизирована по опорному сигналу [30]. Начало этих работ уже привело к осуществлению частотной автоподстройки ДИК лазера до 2,5 ТГц. На очереди ФАПЧ ДИК лазера.

А.Ф.Крупнов

Накопленный опыт стабилизации будет полезен и в случае развития давно ожидающихся твердотельных генераторов терагерцового диапазона.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, в результате описанного этапа работ впервые принципиально решен вопрос распространения всех возможностей прецизионных когерентных радиометодов на весь диапазон современных электронных генераторов, превышающий терагерц. Промышленные прецизионные синтезаторы частоты вплотную приблизились к субмиллиметровому диапазону. Имеются предпосылки дальнейшего расширения непрерывной области частот, доступных для прецизионных частотных радиометодов. Разработан ряд прецизионных методик частотных и амплитудных измерений в описываемых диапазонах. С их помощью уже получен ряд существенных научных и прикладных результатов. Постоянное стремление к расширению используемого радиотехникой диапазона частот, несомненно, приведет и к дальнейшему увеличению роли прецизионных когерентных радиофизических методов в его высокочастотной части для максимального использования всех возможностей осваиваемых диапазонов.

Автор выражает благодарность за поддержку работы грантом № 97-02-16593 РФФИ и Государственной программой "Фундаментальная метрология".

ЛИТЕРАТУРА

- 1. De Bellescize H. //Onde Electromagnetique, 1932. V. 11. P. 230.
- 2. Peter ., Strandberg M. W. P. //Proc. IRE, 1955. V. 43. P. 869.
- Шахгильдян В. В., Ляховкин А. А. Системы фазовой автоподстройки частоты. М.: Связь, 1972; Левин В. А., Малиновский В. Н., Романов С. К. Синтезаторы частот с системой импульсно– фазовой автоподстройки. — М.: Радио и связь, 1989.
- 4. Applied Microwave and Wireless, 1997. V. 9. P. 11.
- 5. Берштейн И.Л., Сибиряков В.Л. //Радиотехника и электроника, 1958. Т. З. С. 290.
- 6. Берштейн И. Л., Дрягин Ю. А., Сибиряков В. Л. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1959. Т. 2. С. 130.
- 7. Крупнов А. Ф., Скворцов В. А. //Приборы и техника эксперимента, 1964. № 1. С. 212.
- 8. Крупнов А. Ф., Скворцов В. А. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1966. № 9. С. 824.
- 9. Крупнов А. Ф., Скворцов В. А., Синегубко Л. А. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1967. № 10. С. 142.
- 10. Laine D. C. //Rep. Progr. Phys., 1970. V. 33. P. 1001.
- 11. Таунс Ч., Шавлов А. Радиоспектроскопия. М.: ИЛ, 1959.
- 12. Gordy W., Cook R. L. Microwave Molecular Spectra. N. Y.: Wiley–Interscience, 1984.
- 13. Крупнов А. Ф. //Вестник АН СССР, 1978. № 7. С. 18.
- Голант М. Б., Виленкин Р. Л., Зюлина Е. А., Каплун З. Ф., Негирев А. А., Парилов В. А., Реброва Е. Б., Савельев В. С. //Приборы и техника эксперимента, 1965. № 4. С. 136;
 Голант М. Б., Алексеенко З. Т., Короткова З. С., Лункина Л. А., Негирев А. А., Петрова О. П., Реброва Т. Б., Савельев В. С. //Приборы и техника эксперимента, 1969. № 3. С. 231.
- 15. Крупнов А.Ф., Герштейн Л.И. //Приборы и техника эксперимента, 1970. № 6. С. 143.
- Krupnov A. F., Burenin A. V. In: Molecular Spectroscopy: Modern Research. /Ed. by K. N. Rao. N. Y.: Academic Press, 1976. P. 93.
- Krupnov A. F. In: Modern Aspects of Microwave Spectroscopy. /Ed. by G. W. Chantry. L.: Academic Press, 1979. P. 217.

- 18. Герштейн Л. И., Вакс В. Л., Масловский А. В. //Приборы и техника эксперимента, 1984. № 6. С. 201.
- Bogey M., Demuynck C., Denis M., Destombes J. L., Lemoine B. //Astron. Astrophys., 1984. V. 137. P. L15;
 Bogey M., Demuynck C., and Destombes J. L. //Astron. Astrophys., 1984. V. 138. P. L11;

Bogey M., Demuynck C., and Destombes J. L. // Astron. Astrophys., 1984. V. 138. P. LT Bogey M., Demuynck C., and Destombes J. L. //J. Phys. Chem., 1986. V. 84. P. 10.

- 20. Winnewisser G., Krupnov A. F., Tretyakov M. Yu., Liedtke M., Lewen F., Saleck A. H., Shieder R., Shkaev A. P., Volokhov S. A. //J. Mol. Spectrosc., 1994. V. 165. P. 294.
- Belov S. P., Liedtke M., Klaus Th., Schieder R., Saleck A. H., Behrend J., Yamada K. M. T., Winnewisser G., Krupnov A. F. //J. Mol. Spectrosc., 1994. V. 166. P. 489.
- 22. Bogey M., Civis S., Delcroix B., Demuynck C., Krupnov A. F., Tretyakov M. Yu., Walters A. //J. Mol. Spectrosc., 1997. V. 182. P. 85.
- 23. Civis S., Tretyakov M. Yu., Walters A., Bailleux S., Bogey M. //J. Phys. Chem., 1998. V. 108. P. 8369.
- Krupnov A. F., Tretyakov M. Yu., Bogey M., Bailleux S., Walters A., Delcroix B., Civis S. //J. Mol. Spectrosc., 1996. V. 176. P. 442.
- 25. Bailleux S., Bogey M., Bolvin H., Civis S., Cordonnier M., Krupnov A. F., Tretyakov M. Yu., Walters A., Coudert L. //J. Mol. Spectrosc., 1998. V. 190. P. 130.
- 26. Morino I., Fabian M., Takeo H., Yamada K. M. T., //J. Mol. Spectrosc., 1997. V. 185. P. 142.
- 27. Krupnov A. F., Pavlovsky O. P. //Int. J. of IR and MM Waves, 1994. V. 15. P. 1611.
- Krupnov A. F., Tretyakov M. Yu., Dryagin Yu. A., Volokhov S. A. //J. Mol. Spectrosc., 1995. V. 170. P. 279;
 - Третьяков М. Ю., Крупнов А. Ф., Волохов С. А. //Письма в ЖЭТФ, 1995. Т. 61. С. 75.
- Lewen F., Belov S. P., Maiwald F., Klaus Th., Winnewisser G. //Z. Naturforschung, 1995. V.50a. P.1182.
- Bocquet R., Tretyakov M. Yu., Krupnov A. F., Poteau L., Boulogne O. //Int. J. of IR and MM Waves, 1996. V. 17. P. 1031; Bocquet R., Tretyakov M. Yu., Krupnov A. F., Volokhov S. A., Poteau L. //Int. J. of IR and MM Waves, 1996. V. 17. P. 1181.
- Lewen F., Michael E., Gendriesch R., Stutzki J., Winnewisser G. //J. Mol. Spectrosc., 1997. V. 183. P. 207.
- Алехин Ю. И., Альтшуллер Г. М., Зобов Н. Ф., Карякин Е. Н., Кириллов М. И., Крупнов А. Ф. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1985. Т. 28. С. 1382.
- 33. Alekhin Yu. I., Altshuller G. M., Pavlovsky O. P., Karyakin E. N., Krupnov A. F., Paveliev D. G., Shkaev A.ts P. //Int. J. of IR and MM Waves, 1990. V. 11. P. 961.
- Крупнов А. Ф. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1970. Т. 13. С. 961;
 Крупнов А. Ф. //Известия АН СССР. Сер. физ., 1984. Т. 48. С. 732.
- 35. Gordy W. //J. Mol. Structure, 1983. № 97. P. 17; Wilson E. B. //Ann. Rev. Phys. Chem., 1979. V. 30. P. 1; Sheridan J. //J. Mol. Structure, 1983. № 97. P. 33; Johnson D. R., Pearson R. — In: Methods of Experimental Physics. V. 13 B. — N. Y.: Academic Press, 1976. P. 102; Baldacchini G., Buffa G., Tarrini O. //Nuovo Cimento, 1991. V. 13 D. P. 719; Papousek D., Aliev M. R. Molecular Vibrational. Rotational Spectra. — Prague: Academia, 1982.
- Winnewisser M. //J. Mol. Structure, 1982. № 80. P. 505;
 Winnewisser B. P. In: Molecular Spectroscopy: Modern Research. V. 3. N. Y.: Acad. Press, 1985. P. 321.
- 37. Krupnov A. F. //Spectrochimica Acta A, 1996. V. 52. P. 967.

А.Ф.Крупнов

- Крупнов А. Ф. Микроволновая спектроскопия. В кн.: Физическая энциклопедия. М.: Большая Российская Энциклопедия, 1992. Т. З. С. 133.
- Крупнов А. Ф., Скворцов В. А., Синегубко Л. А. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1968. Т. 11. С. 1186; Helminger P., De Lucia F. G., Gordy W. //J. Mol. Spectrosc., 1971. V. 39. P. 94; Krupnov A. F., Tretyakov M. Yu., Bogey M., Bailleux S., Walters A., Delcroix B., Civis S. //J. Mol. Spectr., 1996. V. 176. P. 442; Winnewisser G., Belov S. P., Klaus Th., Urban S. //Z. Naturforschung, 1996. V. 51a. P. 200.
- 40. Narahari Rao K., Urban S., Spirko V., Papousek D., McDowell R. S., Nereson N. G., Belov S. P., Gershtein L. I., Maslovsky A. V., Krupnov A. F. //J. Mol. Spectrosc., 1980. V.79. P. 455.
- 41. Burenin A. V., Krupnov A. F., Karyakin E. N., Shapin S. M. //J. Mol. Spectrosc., 1979. V. 78. P. 181; Karyakin E. N., Krupnov A. F., Shapin S. M. //J. Mol. Spectrosc., 1982. V. 94. P. 283.
- 42. Kozin I. N., Belov S. P., Polyansky O. L., Tretyakov M. Yu. //J. Mol. Spectrosc., 1992. V. 152. P. 13; Jensen P., Ossmann G., Kozin I. N. In: Vibrational–Rotational Spectroscopy and Molecular Dynamics. /Ed. by D. Papousek. New Jersey: World Scientific, 1997. P. 298.
- 43. Belov S. P., Tretyakov M. Yu., Suenram R. D. //Astrophys. J., 1992. V. 393. P. 848.
- 44. Boggs J. E. In: Molecular Spectroscopy: Modern Research. /Eds. by K. N. Rao, C. W. Mathews. N. Y.: Academic Press, 1972. P. 49.
- 45. Krupnov A. F., Karyakin E. N., Papousek D., Shurin Yu. M., Urban S. //J. Mol. Spectrosc., 1977. V. 66. P. 171.
- Belov S. P., Kazakov V. P., Krupnov A. F., Markov V. N., Melnikov A. A., Skvortsov V. A., Tretyakov M. Yu. //J. Mol. Spectrosc., 1982. V. 94. P. 264; Belov S. P., Markov V. N., Melnikov A. A., Skvortsov V. A., Tretyakov M. Yu. //J. Mol. Spectrosc., 1983. V. 101. P. 258.
- 47. Markov V. N., Krupnov A. F. //J. Mol. Spectrosc., 1995. V. 172. P. 211.
- 48. Giesen T., Schieder R., Winnewisser G., Yamada K. M. T. //J. Mol. Spectrosc., 1992. V. 153. P. 406.
- 49. Krupnov A. F. //J. Mol. Spectrosc., 1996. V. 176. P. 124.
- 50. Buffa G., Tarrini O. //J. Mol. Spectrosc., 1983. V. 101. P. 271.
- 51. Anderson P. W. //Phys. Rev., 1949. V. 76. P. 647.
- 52. Polyansky O. L., Zobov N. F., Viti S., Tennyson J., Bernath P. F., Wallace L. //Science, 1997. V. 277. P. 346.
- 53. Wagener V., Winnewisser M., Uljanov A. A., Pavlovsky O. P., Altshuller G. M., Anikin O. G., Krupnov A. F., Karyakin E. N., Kazakov V. P. — In: Proc. of the 48th Ohio State Univ. Int. Symposium on Molecular Spectroscopy, Columbus, Ohio, 1993, paper WF05.
- 54. Tretyakov M. Yu., Krupnov A. F. //J. Mol. Spectrosc., 1995. V. 172. P. 205.
- 55. Krupnov A. F., Markov V.N., Golubyatnikov G. Yu., Leonov I. I., Parshin V. V., Konoplev Yu. N. //IEEE Trans. on MTT (submitted for publication).
- 56. Белов С. П., Крупнов А. Ф., Скворцов В. А., Мельников А. А., Третьяков М. Ю. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1985. Т. 28. С. 1203.

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 20 февраля 1998 г.

THE DEVELOPMENT OF A MICROWAVE OSCILLATOR PHASE LOCK SYSTEM UP TO THZ BAND

A.F.Krupnov

The development of a microwave oscillator phase lock systems up to the highest frequencies exceeding THz is considered. Some applications of such systems for physical and technical measurements are discussed.

УДК 621.382

Моему учителю по практической радиофизике профессору Израилю Лазаревичу Берштейну с благодарностью

РАДИОПРИЁМ

Ю.А.Дрягин

В технике приема сигналов, особенно в коротковолновой части миллиметрового диапазона волн, в последние десятилетия достигнут значительный прогресс. Вместе с этим, а может быть благодаря этому, в теории детектирования и смешения изменились некоторые взгляды, понятия и определения. Поэтому, например, развитые в 50-х годах представления и соответствующий аппарат требуют сегодня определенной коррекции. Ниже предлагается нестандартное рассмотрение процессов детектирования и смешения, основанное, во-первых, на последовательном соблюдении принципа теории информации об энергетическом характере приема сигнала и, во-вторых, на временном подходе при описании работы супергетеродинных преобразователей.

введение

Предлагаемый подход к рассмотрению линейных и квадратичных обнаружителей берет начало с весьма общего положения, которое сегодня не подлежит сомнению: прием — это явление сугубо энергетическое, а приемное устройство — это цепочка преобразователей (и усилителей) мощности. Действительно, сигнал — это волна тока, волна звука, волна электромагнитная, а может быть и гравитационная. Содержание сигнала — это непрерывно меняющаяся мощность*, переносимая этой волной. Наличие мощности у сигнала-волны — этоб с одной стороны, условие его существования и распространения, а с другой (и это главное для данного обсуждения) — возможность его приема. Дело в том, что на выходе любого приемника присутствуют собственные тепловые флуктуации, обладающие определенной энергией. Они должны быть превзойдены по мощности, иначе сигнал или его изменение останется просто незамеченным. Таким образом, прием, т. е. выделение информации из поступающего сигнала — это, прежде всего, измерение мощности, а чувствительный приемник это малошумящий ваттметр. Условие минимального искажения сигнала на выходе диктует такие требования к отдельным каскадам: преобразователи, составляющие приемник, должны обладать малыми потерями при трансформации энергии сигнала, между каскадами должно быть организовано полное согласование по мощности, а потери сигнала в джоулево тепло сведены к минимуму. Особое место в каскадах приемника занимает усилитель. Когда уровень мощности смеси сигнала и шума достаточно высок, отношение сигнал/шум уже нетрудно сохранить, поэтому после усилителя мощности могут устанавливаться каскады, не отвечающие перечисленным выше требованиям, но по разным причинам удобные для обработки или индикации сигнала (например, осциллограф, высокоомный вольтметр и т.п.). Но нужно помнить, что это не правило, а исключение из него.

Разумеется, любое электромагнитное излучение поступает порциями с конечной энергией, поэтому минимально обнаружимый сигнал при данной "несущей"имеет свой квантовый предел. Как только

^{*}В частотно- или фазово-модулированном колебании мощность остается постоянной. Здесь в соответствии с величиной модулирующего напряжения перераспределяется мощность между несущей и боковыми составляющими спектра сигнала.

удается построить счетчик, надежно регистрирующий приход отдельного кванта, дальнейшее совершенствование приемника бессмысленно. Оценка пороговых возможностей рассмотренных здесь преобразователей правомочна в том случае, когда произведение порогового сигнала приемника (P_{nop}) на время наблюдения (τ) существенно больше энергии кванта принимаемого сигнала ($P_{nop}\tau \gg h\nu$).

Далее, нужно отметить, что рассмотрение супергетеродинного преобразователя будет проведено здесь в так называемом временном подходе в отличие от общепринятого спектрального (см. [1]). Известно представление смесителя как амплитудного детектора суммарного (сигнал+гетеродин) колебания. Однако, кроме как удобное методическое пояснение принципа супергетеродинного приема, такое представление до 70-х годов фактически не использовалось, хотя попытки положить его в основу расчета потерь преобразования были [2, 3]. Целесообразность такого подхода пропагандирует и автор настоящей работы [4, 5]. Наиболее серьезной заявкой на последовательное рассмотрение смесителя подобным образом является цикл работ Хайнса [6, 7]. В настоящей работе показано, что упомянутое рассмотрение не только приводит к адекватному решению задачи смешения двух частот, но переосмысливает некоторые догмы традиционного анализа и выявляет неизвестные ранее закономерности.

Последовательное соблюдение указанных принципов при рассмотрении приемников слабых сигналов, и в первую очередь, конечно, радиоприемников, позволило построить нестандартный путь описания их основных параметров.

1. СОСТАВНЫЕ ЧАСТИ ПРИЁМНИКА

Энергетический смысл приема и механизм влияния тепловых флуктуаций на пороговый сигнал приемника можно проследить, например, в таком простейшем "канале связи". Пусть на одном конце двухпроводной линии установлен стрелочный прибор (гальванометр), а на другом — источник сигнала — батарейка с определенным внутренним сопротивлением и регулируемой ЭДС. Гальванометр это электромеханический осциллятор. Так как его единственная резистивная нагрузка (внутреннее сопротивление батареи) "нагрета" до температуры лаборатории ($T_0 = 290$ K), подвеска (вместе со стрелкой) будет хаотически колебаться с характерной энергией kT_0 , где k — постоянная Больцмана. При подаче сигнала стрелка начнет отклоняться предпочтительно в одну сторону — будет накапливаться потенциальная энергия возвратной пружинки прибора. Ясно, когда она достигнет того же значения kT_0 , можно будет различить присутствие сигнала. Теперь потребуем, чтобы время, в течение которого энергия от источника при включении ЭДС перетекает в гальванометр (τ), было равно периоду собственных колебаний осциллятора. Фактически это условие согласования "передатчика"и "приемника", исключающее появление потоков энергии в обратную сторону. Итак, сигнал или его увеличение прибор отметит не ранее, чем через время au, т. е. он "принимает" сигналы с частотами от 0 до 1/ au (в полосе $\Delta f = 1/\tau$). По истечении τ сигнал перестает взводить пружинку и бесполезно (да и безваттно) гонит ток через рамку прибора, но и прием уже закончен, т. к. результат — угол отклонения стрелки может быть к этому времени зафиксирован, записан, сфотографирован, а пороговая чувствительность такого "приемника" (это показано Айзингом [8] более полувека тому назад) записывается очень просто: $P_{\Pi cp} = kT_0 \Delta f$. Конечно, это упрощение задачи. Выражение справедливо только для идеального гальванометра, когда единственным резистором в схеме является внутреннее сопротивление источника. Иначе, мощность $P_{\rm c}$ уже в промежутке au, кроме полезной работы, будет перемешивать стрелкой воздух, греть подшипники и рамку с током. Еще большее усложнение модели произойдет, если эквивалентная температура внутреннего сопротивления источника не равна T_0 . Ясно, что, рассуждая подобным образом, можно было бы рассчитать и ввести для гальванометра, как и для любого линейного преобразователя его шумовую температуру. Здесь такая задача не ставится, однако в этом простейшем канале связи четко видно, что во время передачи сигнала поток мощности не равен нулю и направлен от передатчика к приемнику и любые потери мощности сопряжены с ухудшением чувствительности.

По существу выше был рассмотрен индикатор — оконечное звено любого приемника. Если перед ним установлен усилитель, надобность в стрелочном приборе с такими уникальными свойствами отпадает, и его место занимает ординарный вольтметр или другой аппарат, удобный для индикации, обработки или хранения информации.

Остальные звенья приемника — преобразователи, входная и выходная мощность которых связана определенной функцией передачи. Таких преобразователей не так уж много, их всего три типа. Важнейший из них — детектор — преобразователь электромагнитной (либо какой-нибудь иной) энергии с мощностью P_{\approx} в постоянный ток. Это преобразование в зависимости от диапазона несущей выполняют вакуумные и кристаллические диоды, болометры, термисторы, пироэлектрики, фотоэлементы и т. д. Сюда же могут быть отнесены и более сложные устройства, например, ОАПы (оптико-акустические преобразователи) и т. п. По выходным зажимам — это двухполюсники, у которых под воздействием сигнала изменяется вид вольт-амперных характеристик. В результате этого на выходе своеобразной мостиковой схемы включения (см. раздел 2) появляется сигнал постоянного тока с мощностью Р=. Как будет ясно из дальнейшего, элементы (например, детекторы, термопары), вырабатывающие внутреннюю ЭДС, не требуют специального рассмотрения и укладываются в эту схему. Особенность этих устройств состоит в том, что при малых сигналах функция их передачи квадратична: $P_{=} \sim P_{\approx}^2$. Хотя с ростом сигнала отклик, конечно, перестает расти так стремительно и соотношение становится сначала линейным, а затем часто и логарифмическим, приемники такого типа называются квадратичными. Это широкий класс приемников излучения. Их чувствительность и шумовые свойства вследствие квадратичности переходной характеристики не могут быть описаны в обычных понятиях коэффициента передачи и шумовой температуры. Для этой цели используют специальные характеристики, такие как чувствительность обнаружителя по напряжению (γ) и по току (β), добротность детектора (M [1]), мощность эквивалентного шума (NEP). К сожалению, детекторы различных диапазонов и типов часто описываются разными параметрами, поэтому ниже сделана попытка ввести новую постоянную, позволяющую, по-видимому, более адекватно сравнивать квадратичные обнаружители разных классов.

Мыслимы, конечно, так называемые импедансные приемники излучения. В них сигнал воздействует на нелинейный элемент, но изменяет только его реактивное сопротивление. Присутствие сигнала и его изменение может быть замечено также по степени разбаланса моста, но переменного тока. Конечно, такой приемник при малых сигналах тоже будет квадратичным. Такие устройства здесь не рассматриваются по ряду причин, главная из которых — это отсутствие практических конструкций импедансных приемников с рекордной либо просто с заметной чувствительностью.

Две другие группы преобразователей — линейные четырехполюсники. Это усилители мощности и параметрические устройства. Усилители, по определению, лишь повышают уровень мощности, не изменяя характер и спектр сигнала. Параметрические преобразователи, сохраняя закон модуляции сигнала, переносят частоту его несущей. В этих устройствах сильный местный генератор меняет либо активную (смеситель), либо реактивную (параметрический усилитель) проводимость элементов схемы, что и приводит к желаемому результату. Фильтры на входе и выходе закорачивают нежелательные продукты преобразования, подчеркивая частоты входного и выходного сигнала. Хотя само преобразование нелинейное, сигнал на выходе пропорционален мощности входного сигнала, так что супергетеродин и любые параметрические устройства в проведенной классификации — типично линейные приемники. Чувствительность линейных четырехполюсников стандартным образом оценивается через его шумовые параметры. Это так называемый шум—фактор четырехполюсника F или его шумовая температура $T_e = (F - 1)T_0$, а его пороговый сигнал $P_{\rm nop} = (T_a + T_e)k\Delta f$, где T_a — эквивалентная температура шума на входе, например, температура антенны. В коротковолновой части миллиметрового, субмиллиметрового и оптического диапазонов малошумящие усилители пока отсутствуют, а квадратичные и супергетеродинные преобразователи полностью определяют здесь чувствительность приема.

2. КВАДРАТИЧНЫЕ ПРИЁМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Квадратичным преобразователем будем называть приемное устройство такого типа, как изображено на рис. 1.

Регулируемая ЭДС E_1 и большое R (существенно больше других сопротивлений, составляющих схему) создают на нелинейном элементе (НЭ) напряжение Vи фактически постоянный подтекающий ток I_0 . Батарея E_2 ($E_2 = V$) устраняет ток в нагрузке ($P_{\rm H}$), т. е. в отсутствие сигнала ток через нелинейный элемент I равен I_0 . P_{\approx} — входной сигнал, цепь подключения которого условно показана стрелками, может нарушить баланс, I не станет равным I_0 и во входном сопротивлении ($R_{\rm H}$) усилителя постоянного тока (УПТ) будет выделяться мощность $P_{=}$. Если сопротивление нелинейного элемента плавно меняется от падающей мощности, то при малых сигналах ток в нагрузке будет ей пропорционален, т. е. связь между входной и выходной мощностью





должна быть квадратичной. Проведем, однако, последовательные рассуждения. Итак, преобразователь можно представить в виде двух независимых схем. Первая обеспечивает полное поглощение мощности сигнала в нелинейном элементе. Конечно, это очень деликатная задача, но здесь будет предполагаться, что вся мощность сигнала взаимодействует с нелинейным элементом. Вторая — простенькая компенсационная схема, включающая нелинейное сопротивление, где ток I будет функцией не только напряжения V, но и мощности P_{\approx} : $I = g(V, P_{\approx})$. Запишем полный дифференциал этого тока при $P_{\approx} = 0$:

$$dI = \partial g / \partial P_{\approx} \cdot dP_{\approx} + \partial g / \partial V \cdot dV. \tag{1}$$

Заметим, что сама функция $I = g(V, P_{\approx})$ при $P_{\approx} = 0$ это так называемая вольт-амперная характеристика (BAX) нелинейного элемента, а набор функций $I = g_n(V, P_{\approx})$ при $P_{\approx}^n = \text{const}$, где $n = 1, 2, \ldots, m, -$ это семейство его динамических BAX (см., например, рис. 4). Частные производные $\partial g/\partial P_{\approx}$ и $\partial g/\partial V - \phi$ ункции только напряжения V. Первая — ампер-ваттная чувствительность преобразователя β [A/Bт], вторая — его дифференциальная проводимость $1/R_{\text{диф}\phi}$ [Om⁻¹]. Схема за счет связи dI и dV на сопротивлении нагрузки — $dV = -R_{\text{H}}dI$ — ограничивает свободу дифференциального соотношения (1). Оно теряет неопределенность и превращается в однозначную функцию dI от dP_{\Box} : $dI = \beta dP_{\approx}/(1 + R_{\text{H}}/R_{\text{диф}\phi})$. Теперь возведем обе части равенства в квадрат и, помня, что $(dI)^2R_{\text{H}}$ есть искомая выходная мощность преобразователя, получим

$$dP_{=} = \frac{R_{\mathrm{д}\mathrm{H}\mathrm{d}\mathrm{d}\mathrm{d}}R_{\mathrm{H}}}{(R_{\mathrm{H}} + R_{\mathrm{d}\mathrm{H}\mathrm{d}\mathrm{d}\mathrm{d}})^2} R_{\mathrm{d}\mathrm{H}\mathrm{d}\mathrm{d}\mathrm{d}}\beta^2 (dP_{\sim}^2.$$
(2)

Мощность $dP_{=}$, передаваемая в УПТ, как обычно будет максимальна при $R_{\rm H} = R_{{\rm ди}\phi\phi}$, откуда получим, что обнаружитель с нелинейным двухполюсником при малых сигналах имеет такую функцию передачи:

$$P_{=} = \frac{R_{\rm диф\phi}\beta^2}{4} P_{\approx}^2$$

Введем теперь еще один параметр $\delta = 4/(R_{\text{диф}}\beta^2)$ и запишем окончательно

$$P_{=} = P_{\approx}^2 / \delta. \tag{3}$$

Итак, детекторы потоков излучения при малых сигналах квадратичны, если их вольтамперная характеристика не имеет участков с отрицательным дифференциальным сопротивлением, а частные производные функции $I = g(V, P_{\approx})$ непрерывны. Кроме того, необходимым и достаточным признаком способности к детектированию является отличие от нуля частной производной $\partial g/\partial P_{\approx}$, а не кривизна статической вольт—амперной характеристики, которая у некоторых "нелинейных" двухполюсников вообще отсутствует (например, термопар, структур на горячих носителях).

Проведем методически полезную геометрическую интерпретацию всех рассмотренных параметров нелинейного элемента и связей между ними на плоскости (I, V). На рис. 2 приведена статическая и одна динамическая ВАХ при крайне малой мощности сигнала ΔP_{\approx} , так что $|\Delta I/\Delta P_{\approx}| = \beta$ и $|\Delta V/\Delta P_{\approx}| = \gamma$, по определению, — ампер-ваттная и вольт-ваттная чувствительности в точке (I_0, V_0) . Касательная к ВАХ в этой точке определяет $R_{\text{диф}\varphi}$: $\text{tg} \alpha = 1/R_{\text{диф}\varphi}$. Из треугольника ABO* видна связь этих трех величин — $\gamma = \beta R_{\text{диф}\varphi}$. Площадки s_0 и s_1 — мощности постоянного тока, поступающие в УПТ при двух разных $R_{\text{н}}$. Когда $R_{\text{н}}$ равно $R_{\text{диф}\varphi}$ (т.е. угол α равен ϕ), мощность максимальна (s_0) и равна одной четверти площадки AO'BO, равной $\gamma\beta(\Delta P_{\approx})^2$ или $R_{\text{диф}}\beta^2(\Delta P_{\approx})^2$ (сравни с (2)).



Рис. 2. Две ВАХ и вспомогательные построения.

Займемся теперь шумовыми параметрами квадратичного приемника. В предыдущем разделе, может быть несколько назойливо, подчеркивалась важность и первичность именно энергетической связи между выходом и входом любого преобразователя, будто это не само собой разумеющийся факт. Но вот оказывается, что при рассмотрении квадратичных приемников от этого принципа иногда отступают. Параметром для таких приемников часто выбирают γ либо β , а выходная мощность, явно, не включается в анализ процесса. В предлагаемом рассмотрении передаточная функция квадратичных обнаружителей оперирует только с мощностями. Записав в такой необычной форме (3) функцию преобразования обнаружителя, нетрудно сразу оценить его пороговый сигнал. Действительно, в отсутствие сигнала выходное сопротивление нелинейного элемента, т. е. его дифференциальное сопротивление $R_{диф\phi}$, обменивается с согласованным усилителем мощностью $kT_{\phi}t'\Delta f$, где Δf — полоса пропускания усилителя, T_{ϕ} — физическая температура обнаружителя, а t' — относительное превышение эквивалентной шумовой температуры над физической, связанное, например, с током смещения на нелинейном элементе^{*}. Как только отклик от сигнала (3) превысит величину $kT_{\phi}t'\Delta f$, его уже можно заметить. Такой сигнал и называют пороговым:

$$P_{\text{nop}} = \sqrt{\delta k T_{\phi} t' \Delta f} \quad [\text{Br}]. \tag{4}$$

^{*}Дуга АБ при стремлении dP к нулю становится отрезком прямой параллельной касательной.

^{*}Не нужно путать t' с шумовым отношением смесителя, которое обозначается t.

Отметим, что охлаждение приемника и сужение полосы усилителя снижает $P_{\text{пор}}$ пропорционально корню относительного изменения этих параметров. Чувствительность квадратичных обнаружителей обычно приводит к полосе на выходе в 1 Гц, приписывают ей размерность [Вт·Гц^{-1/2}] и называют мощностью эквивалентного шума NEP (Noise Equivalent Power). Из-за трудностей усиления постоянного тока сигнал на входе часто модулируют и дальнейшее усиление ведут на частоте модуляции. Так как сигнал присутствует в два раза реже, чувствительность только падает. Проигрыш при модуляционном приеме зависит от закона модуляции, от полосы усилителя и еще ряда факторов (дискуссия по этому вопросу велась в литературе довольно активно [9–12], и, по-видимому, сегодня здесь достигнута полная ясность).

Введенный параметр δ — размерный, он измеряется в единицах мощности и вместе с эквивалентной температурой элемента $T_{\phi}t'$ полностью определяет чувствительность. Назовем его ватт—ваттной чувствительностью обнаружителя и свяжем с параметрами, рассмотренными выше. Связь δ с NEP ясна из (4):

$$\delta = (\text{NEP})^2 / (kT_{\phi}t'), \tag{5}$$

 β или γ в отдельности не дают еще информации о чувствительности; β и γ определяют δ либо вкупе с $R_{\text{диф}\phi}$, либо только вместе:

$$\delta = 4/(\beta^2 R_{\text{дифф}}), \quad \delta = 4R_{\text{дифф}}/\gamma^2$$
 или $\delta = 4/(\beta\gamma).$ (6)

Наиболее близка к введенному здесь параметру δ так называемая добротность детектора М [1], определенная как $\gamma/R_{_{{\rm ди}}\phi\phi}^{1/2}$. Размерность М такова:

$$M = 2/\sqrt{\delta} \quad [\mathrm{Br}^{-1/2}]. \tag{7}$$

Отметим, что М — параметр, введенный в свое время исключительно для диодных обнаружителей и не получивший широкого употребления, — тоже универсальный параметр, определяющий шумовые параметры любого квадратичного обнаружителя.

Новизна проведенных рассуждений заключается в том, что здесь предложен фактически новый метод определения параметров квадратичных обнаружителей широкого класса только из анализа двух вольт—амперных характеристик. Так, например, в работе [13] проведено развернутое сравнительное исследование миллиметровых видеодетекторов предложенным здесь методом.

Приемы, развитые радиотехникой для окончательной обработки сигналов, основаны исключительно на манипуляциях с низкочастотными напряжениями и токами, пропорциональными первичному исследуемому излучению. Человеческое ухо и глаз, уникальные преобразователи, созданные природой, отправляют информацию о первичных звуковых и оптических сигналах в мозг тоже в виде сигналов постоянного тока. Схема на рис. 1 является оптимальной для выполнения этой задачи. Конечно, компенсационная батарея при изучении быстрых процессов может быть заменена емкостью, а при использовании нелинейных элементов, вырабатывающих ЭДС (термопара, диод), схема вовсе упрощается. Любые другие схемы (например, линейный, пиковый детектор и т. п.), в принципе, неоптимальные и могут применяться только после усилителя, на большом уровне мощности. В таблице приведены значения перечисленных параметров для ряда квадратичных приемников различного типа и диапазона, *б* и другие недостающие параметры получены из литературных источников или из приведенных там ВАХ этим же методом.

Тип	``	T	т	NED	2	M		Q	D	<i>+</i> ′	Ли-
оона-	λ	Ιф	I_0	NEP	0	IVI	γ	ρ	<i>R</i> дифф	t	те-
ружи-				1		1	D				pa-
теля	MM	Κ	А	ВтГц ⁻ ±́2	Вт	$BT^{-\frac{1}{2}}$	<u>В</u> Вт	A Bt	Ом		ту-
											ра
SIS-											
болометр	3,5	4,3	$3 \cdot 10^{-7}$	10^{-14}	$4 \cdot 10^{-7}$	$3 \cdot 10^3$	10^{3}	100	10^{3}	2	[14]
Si-											
болометр	2	1,8	$1 \cdot 10^{-6}$	$8\cdot 10^{-14}$	$\sim 1 \cdot 10^{-5}$	500	$2,\!6\cdot 10^{5}$	1,2	10^{5}	20	[15]
Si-											
детектор	$1 \div 2$	T_0	$2,2 \cdot 10^{-12}$	$1,3 \cdot 10^{-12}$	$1{,}3\cdot10^{-3}$	50	$6\cdot 10^3$	0,5	10^{4}	1,0	[16]
GaAs-	3			$2,1 \cdot 10^{-12}$	$0,2 \cdot 10^{-3}$	160	$3,\!5\cdot 10^{3}$	7			
-диоды		T_0	$5 \cdot 10^{-6}$						600	7	[13]
Шоттки	2	_		$3,5 \cdot 10^{-12}$	$0,5\cdot 10^{-3}$	90	$2,3\cdot 10^3$	3,7			
Пленоч-											
ные бо-	8	T_0	$2 \cdot 10^{-3}$	$6, 4 \cdot 10^{-11}$	1,0	2	25	0,1	300	1	-
лометры											
ОАП	0,1										
(элемент	-	T_0		10^{-10}	~ 1		$\sim 10^5$	-	-	-	[17]
Голлея)	1,0										

Таблица

В заключение отметим, что в модуляционных приемниках (особенно при охлаждении нелинейного элемента) на входе часто присутствует немодулированное излучение, возникающее в тракте после модулятора (так называемая фоновая засветка), которое не коррелировано с сигналом и достаточно мало, так что в сумме с последним не выводит приемник из квадратичности. В этом случае напряжение на выходе будет состоять из постоянной и переменной компонент. Разумеется, меняющаяся часть напряжения, связанного с сигналом, а вместе с ней и пороговый сигнал останутся прежними. Совершенно иная ситуация образуется при когерентной "засветке". Здесь вместо сложения по мощности возможна интерференция двух волн и это сразу приведет к другому типу приема — супергетеродинному.

3. СУПЕРГЕТЕРОДИННЫЙ ПРИЁМ

Временной подход исходит из того, что сигнал и напряжение гетеродина вначале складываются (интерферируют), а затем суммарное колебание биений поступает в нелинейную цепь, где осуществляется амплитудное детектирование этого колебания с выделением огибающей — промежуточной частоты. Оконечный "каскад"супергетеродинного преобразователя — это по сути дела рассмотренный выше квадратичный приемник, искусственно выведенный (с помощью гетеродина) из участка малых коэффициентов передачи. Если быстродействие этого преобразователя меньше периода установленной разности частот гетеродина и сигнала, выигрыш такого приема очевиден. Проведем, однако, соответствующие выкладки, предположив, что функция преобразования высокочастотного колебания в низкочастотную волну тока вместе со своей первой производной известна до высоких уровней мощности входного сигнала:

$$P_{=} = f(P_{\approx}), \quad df(P_{\approx})/dP_{\approx} = f'(P_{\approx}). \tag{8}$$

Смысл $P_{=}$ и P_{\approx} тот же, что и в (1) с небольшим уточнением: так как входной сигнал — это результат биений двух гармонических колебаний, под P_{\approx} , как и прежде, будем понимать мощность среднюю за период высокой частоты, а под $P_{=}$ — мощность пульсирующего тока на выходе.

Входное колебание есть

$$A(t) = \sqrt{2rP_{\rm r}}\cos(\omega t) + \sqrt{2rP_{\rm c}}\cos[(\omega + \Omega)t], \qquad (9)$$

где r — сопротивление тракта; P_{Γ} , P_{c} , ω , $\omega + \Omega$ — мощности и частоты гетеродина и сигнала. Средняя мощность этой сложной волны, естественно, равна $P_{c} + P_{\Gamma}$, но средняя за период высокочастотного колебания P_{\approx} , как нетрудно видеть, будет пульсировать с частотой Ω :

$$P_{\approx} \approx P_{\Gamma} + 2\sqrt{P_{\Gamma}P_{\rm c}}\cos(\Omega t). \tag{10}$$

Отметим, что величина модуляции P_{\approx} в (10) значительно (в $2\sqrt{P_{\Gamma}/P_{c}}$ раз) превосходит мощность самого сигнала, что позволило отбросить член P_{c} . Заметим также, что второй член в (10) значительно меньше первого. Разложим $f(P_{\approx})$ в точке $P_{\approx} = P_{\Gamma}$ в ряд и ограничимся членом с первой производной:

$$P_{=} \approx f(P_{\Gamma}) + f'(P_{\Gamma}) \cdot 2\sqrt{P_{\Gamma}P_{c}}\cos(\Omega t).$$
(11)

Свяжем теперь эту пульсирующую мощность с мощностью на частоте Ω , ибо только последнюю можно выделить, использовать и направить, например, в усилитель. Ясно, что величина модуляции (амплитуда при $\cos(\Omega t)$ в выражении (11)) и искомая мощность на промежуточной частоте P_{Ω} это далеко не одно и то же. Действительно, на выходном сопротивлении преобразователя $R_{\rm H}$ (см. схему на рис. 1) присутствуют в этом случае два напряжения: постоянное, вызванное гетеродином и развивающее на $R_{\rm H}$ мощность $f(P_{\rm r})$, его величина — $\sqrt{f(P_{\rm r})R_{\rm H}}$, и медленно меняющееся напряжение промежуточной частоты, развивающее на том же сопротивлении мощность P_{Ω} , его амплитуда — $\sqrt{2P_{\Omega}R_{\rm H}}$ (двойка под корнем появляется из-за того, что мощность в нагрузке — (амплитуда)²/(2 $R_{\rm H}$)). Полная мощность суммы этих двух напряжений

$$\frac{\left[\sqrt{f(P_{\Gamma})R_{\rm H}} + \sqrt{2P_{\Omega}R_{\rm H}}\cos(\Omega t)\right]^2}{R_{\rm H}} \approx f(P_{\Gamma}) + 2\sqrt{2P_{\Omega}f(P_{\Gamma})}\cos(\Omega t)$$
(12)

и есть пульсирующая мощность, записанная в (11).

Приравнивая (11) и (12), получим

$$P_{\Omega} = \frac{f'(P_{\Gamma})^2 P_{\Gamma}}{2f(P_{\Gamma})} P_{\rm c} , \qquad (13)$$

а величина

$$\frac{P_{\rm c}}{P_{\Omega}} = \frac{2f(P_{\rm r})}{f'(P_{\rm r})^2 P_{\rm r}} = L,\tag{14}$$

по определению, — потери преобразования при супергетеродинном приеме.

Проведем качественный анализ полученного выражения.

1. Вне зависимости от вида функции *f* связь между мощностью сигнала и выходной мощностью на ПЧ оказалась линейной, если, конечно, мощность гетеродина их превышает.

2. Если нелинейный четырехполюсник — идеальный выпрямитель: $f(P_{\Gamma}) = P_{\Gamma}$, $f'(P_{\Gamma}) = 1$, потери преобразования, согласно (14), равны двум, т. е. половина мощности теряется. Оказывается, эта часть мощности "прячется" в частотной модуляции суммарного сигнала. Поясним это следующим образом. Сумму (9) при условии $P_{\Gamma} \gg P_{c}$ можно преобразовать к виду $A(t) \approx \sqrt{2P_{\Gamma}r}[1-\sqrt{P_{c}/P_{\Gamma}}\cos(\Omega t)]\sin[\omega t + \sqrt{P_{c}/P_{\Gamma}}\sin(\Omega t)].$

Теперь рассмотрим два колебания: чисто амплитудно-модулированное — $A(t)_{aM} = \sqrt{2P_{\Gamma}r}[1 - \sqrt{P_{c}/P_{\Gamma}}\cos(\Omega t)]\sin(\omega t)$ и чисто частотно-модулированное — $A(t)_{\rm чM} = \sqrt{2P_{\Gamma}r}\sin[\omega t + \sqrt{P_{c}/P_{\Gamma}}\sin(\Omega t)]$.

Можно показать, что мощности этих двух колебаний P_{am} и P_{um} равны и каждая превышает P_r на величину $P_c/2$. Но амплитудный детектор не замечает наличие частотной модуляции, а избыточная мощность превращается в немодулированный постоянный ток, а не в мифическую зеркальную частоту^{*}.

3. Отсюда следует не обсуждавшаяся ранее интересная возможность построения приемника, не уступающего супергетеродинному. Если построить эффективный частотный детектор и подать на него суммарный сигнал, предварительно пропустив его, если угодно, через амплитудный ограничитель, то потери преобразования в таком приемнике также могут быть равны двум. Видимо, такой приемник интересен, когда частотные флуктуации гетеродина (именно, они здесь будут ограничивать пороговую чувствительность) очень малы.

4. Рассмотрим теперь, каким путем можно все-таки избежать этих трехдецибельных потерь сигнала. Первый способ, имеющий, скорее, методический интерес, заключается в дополнительном нелинейном преобразовании. Вначале следует половину мощности сигнала (0,7 его амплитуды) преобразовать в сигнал с частотой $\omega - \Omega$ (т.н. зеркальный канал) и вполне определенной фазой так, чтобы тройка частот образовала чисто амплитудно-модулированное колебание. Нетрудно видеть, что в этом случае амплитудная модуляция возрастет (0,7+0,7=1,4) и составит 1,4 амплитуды сигнала. Это как раз и обеспечит увеличение мощности промежуточной частоты в два раза (для этого в (9) вместо $\sqrt{2P_{\Gamma}}\cos[(\omega+\Omega)t]$ подставить $\sqrt{2P_{\Gamma}}\cos[(\omega+\Omega)t] + \sqrt{2P_{\Gamma}}\cos[(\omega-\Omega)t]$ и проделать аналогичные вычисления). Другой путь — это разделение нагрузок в преобразователе по промежуточной частоте и постоянному току, а затем обеспечение в нагрузке по постоянному току режима короткого замыкания либо холостого хода. Как было указано, именно там выделяется мощность частотно-модулированной части суммарного колебания. В случае рассогласования этой нагрузки частотно-модулированное колебание отразится в ВЧ тракт и останется вернуть зеркальную частоту заградительным фильтром обратно в нужной фазе [18]. Это качественное объяснение довольно сложно прослеживается при спектральном подходе и, видимо, поэтому не было до сих пор четко сформулировано. Таким образом, все известные способы снижения потерь преобразования менее 3 дБ, построенные исключительно на манипуляциях с зеркальной частотой (см., например, [18, 19]), должны основываться, кроме всего прочего, на рассогласовании смесителя по постоянному току, иначе зеркальная частота просто не будет отражаться от смесителя (см. раздел 5). Это еще одно важное практическое указание конструирования смесителей с предельными параметрами, выявленное благодаря временному рассмотрению процесса преобразования.



Рис. 3. Примеры функций преобразования.

5. Реальный преобразователь имеет функцию передачи $f_3(P_{\approx})$ (см. рис. 3), далекую от идеального выпрямителя $f_2(P_{\approx}) = P_{\approx}$ — биссектрисы в первом квадранте. При малых сигналах она квадратична, с увеличением мощности рост $f_3(P_{\approx})$ замедляется, никогда не достигая биссектрисы (иначе нарушился бы закон сохранения энергии). Заметим, что начальная парабола $f_1(P_{\approx}) = P_{\approx}^2/\delta$ пересекает биссектрису $f_2(P_{\approx}) = P_{\approx}$ при значении $P_{\approx} = \delta$. Но это как раз та область мощностей гетеродина, где $f_3(P_{\approx})$ замедляет свой рост, а падение L практически прекращается, см. (14). При дальнейшем увеличении мощности неизбежен рост избыточных шу-

мов. Общий вид зависимости $f(P_{\approx})$ для других нелинейных элементов качественно должен вести себя подобным образом, а это значит, что δ — параметр квадратичного обнаружителя, по порядку величины равняется оптимальной мощности гетеродина для смесителя, работающего на этом самом нелинейном элементе (см., с этой точки зрения, таблицу в разделе 2). Отметим, что эта любопытная закономер-

^{*}К этому же выводу приходит в своих работах и Хайнс [7], более того, он не считает возможным построение резистивного смесителя с потерями преобразования менее двух. Хотя это последнее неверно. 1380 *Ю. А. Дрягин*

ность также подсказана временным подходом и никогда не отмечалась ранее в рамках спектрального рассмотрения.

6. В результате последних рассуждений может показаться, что между смесителем и видеодетектором вообще нет различия. По сути дела это так и есть, особенность состоит лишь в том, что смесительный диод согласовывают с трактом таким образом, чтобы его выходное сопротивление максимально приблизить к стандартному входному сопротивлению УПЧ (50 Ом). То же самое нужно выполнить и при видеодетектировании, но входные сопротивления УПТ часто могут быть значительно выше.

7. Для сложных составных преобразователей потери преобразования могут быть, конечно, меньше и двух, и единицы, по крайней мере, выражение (14) не запрещает этого. Интересная возможность супергетеродинного усиления появляется у преобразователя, перед которым установлена поглощающая ячейка с насыщением, так что полная функция передачи подобна кривой 4 на рис. 3. Функция и ее производная достигнут тех же значений при больших P_r , и, согласно (14), потери преобразования уменьшатся и при достаточном уровне насыщения могут обратиться в усиление. Именно этот механизм работает в "газовом усилителе"Синицкого [20], который, по существу, является примером составного преобразователя с усилением. Автором газовая ячейка с насыщением называется усилителем, однако "усиление"обнаруживается только в том случае, когда за ячейкой установлен смеситель. Усилитель Синицкого в свое время вызвал большой интерес у экспериментаторов. Приведенные соображения дают шанс для поиска новых схем "усилителей"такого рода, синтезированных из простейших нелинейных элементов.

8. Эффект усиления при преобразовании отмечен у германиевых сварных диодов, который объясняют воздействием гетеродина на реактивность диода, причем дифференциальное сопротивление диода в этой области смещений и мощностей гетеродина становится отрицательным.

9. Если же вентиль чисто активный, хотя и с подпиткой (со смещением), можно показать математически, что, несмотря на присутствие источника энергии, усиление невозможно (см., например, [21]).

Что касается шумов разобранных здесь преобразователей, временной подход (как, впрочем, и спектральный) не дает дополнительной информации.

4. ГРАФИЧЕСКИЙ МЕТОД ОПРЕДЕЛЕНИЯ ПАРАМЕТРОВ СМЕСИТЕЛЕЙ

Рассмотрим теперь семейство вольт—амперных характеристик нелинейного элемента, установленного в тракте и согласованного с ним, и снятое при различных мощностях P_{\approx} . Повторим, что это может быть любой подходящий нелинейный элемент и любой энергетический сигнал, но волновой природы, так чтобы сложение двух сигналов подчинялось законам интерференции. На рис. 4 приведено реальное семейство характеристик, записанное с помощью двухкоординатного самописца для арсенидгаллиевого планарного диода, установленного в смесительной камере [22] при разных мощностях (P_{Γ}) вспомогательного генератора 3-миллиметрового диапазона радиоволн (гетеродина). Будем рассуждать, попрежнему имея в виду схему включения диода, изображенную на рис. 1. Выберем начальное смещение на диоде I_0 , V_0 и проведем через эту точку нагрузочную прямую O, O' с тангенсом угла наклона, равным дифференциальной проводимости диода (здесь 50 Ом). Нетрудно видеть, что с помощью простейших дополнительных построений можно определить $f(P_{\approx})$ для этого преобразователя. Площадки S_1 , S_2 , S_3 , ..., S_n — это мощности постоянного тока в нагрузке (например, $S_{14} = (V_{14}-V_0) \cdot (I_{14}-I_0)$), т. е. отклики преобразователя на входные сигналы гетеродина с мощностями P_1 , P_2 , P_3 , ..., P_n . Теперь проще всего поручить задачу нахождения аппроксимирующей функции $f(P_{\Gamma})$, определения ее производной $f'(P_{\Gamma})$ и

1998



Рис. 4. Семейство ВАХ смесителя 3-миллиметрового диапазона.

расчет *L* по формуле (14) персональному компьютеру. Результаты такой обработки для двух разных нагрузочных прямых (50 и 100 Ом; см. рис. 4) изображены на рис. 5 и 6. Конечно, для расчета *L* функция $f(P_{\approx})$ может быть получена любым другим доступным способом.

Оказывается, геометрическая интерпретация выходного сигнала преобразователя в виде площадок на плоскости (I, V) может быть продолжена и для мощности промежуточной частоты. Подадим на вход высокочастотную мощность, равную P_{10} , с помощью батареи E_1 установим режим диода по постоянному току I', V', а с помощью E_2 , как и раньше, устраним ток в нагрузке. Вспомним проведенное в разделе 2 доказательство квадратичности — оно полностью применимо и в нашем случае для избыточной мощности $\Delta P_{\approx} = (P_{11} - P_{10})$ и площадки $\Delta P_{=} = s$. Если $\Delta P'_{\approx} \ll P_{10}$, если ВАХ в точке (I', V') непрерывна, если дифференциальное сопротивление положительно, если $R_{\rm H} = R_{\rm дифф}$, справедливо соотношение

$$\Delta P'_{=} \cong \frac{(\Delta P'_{\approx})^2}{\delta'}.$$
(15)

Ю.А.Дрягин

1388



Эти условия часто выполняются, а в нашем случае это очевидно, поэтому можно определить ваттваттную чувствительность (δ') этого нового квадратичного приемника в точке (I', V'):

$$\delta' = \frac{(\Delta P_{\approx})^2}{\Delta P_{=}} = \frac{(P_{11} - P_{10})^2}{s'}.$$
(16)

Пусть теперь на смеситель при том же смещении поступают два сигнала: P_{10} (гетеродин) и собственно сигнал (P_c) с частотами, отличающимися на промежуточную Ω . Избыточная мощность в этом случае (см. (10)) будет пульсировать: $2\sqrt{P_cP_{10}}\cos(\Omega t)$, а выходной знакопеременный сигнал будет обладать мгновенной мощностью $[2\sqrt{P_cP_{10}}\cos(\Omega t)]^2/\delta'$. Ее среднее значение и есть мощность на промежуточной частоте P_{Ω} :

$$P_{\Omega} = \frac{4P_{10}}{\delta'} P_{\rm c} \overline{\cos^2(\Omega t)} = \frac{2P_{10}}{\delta'} P_{\rm c} \,.$$

Подставляя δ' из (19), получим

$$P_{\Omega} = \frac{2s' P_{10}}{(P_{11} - P_{10})^2} P_{\rm c} \,, \tag{17}$$

откуда потери преобразования смесителя

$$L = \frac{P_{\rm c}}{P_{\Omega}} = \frac{(P_{11} - P_{10})^2}{2s' \cdot P_{10}},\tag{18}$$

причем входное сопротивление УПЧ должно быть равно $R_{\text{дифф}}$ в точке (I', V').

Оказывается, этот способ подобен дифференциальному методу измерения потерь преобразования (см. выражение VII.79 в [1]), хотя там многое искусственно осложнено и отсутствует физическая наглядность.

Сделаем еще один полезный шаг. Потребуем, чтобы семейство ВАХ на рис. 4 было снято таким образом, чтобы мощности $P_1, P_2, P_3, \ldots, P_n$ являлись членами ряда $p_0, 4p_0, 9p_0, \ldots, n^2p_0$, где $p_0 = P_1$ (линейно нарастает амплитуда). В этом случае во всей плоскости (I, V) семейства дробь

$$\frac{(P_{n+1} - P_n)^2}{P_n} = 4p_0(1 + 1/n + 1/n^2) \ge 4p_0 \tag{19}$$

будет оставаться постоянной и равной $4p_0$, откуда получим окончательно*

$$L = 2p_0/s \,. \tag{20}$$

Таким образом, семейство вольт—амперных характеристик, снятое, конечно, в смесительной камере, в которую гетеродин и сигнал поступают по единому тракту, является информативной этикеткой нелинейного элемента, на котором предполагается построить супергетеродинный приемник для приема любых волновых потоков энергии. Площадки *s* определят величину потерь преобразования, наклон ВАХ — оптимальное входное сопротивление по ПЧ, а отношение площадей *S* к мощности гетеродина — степень согласования смесителя по постоянному току. Усиление при преобразовании можно ожидать в тех областях смещений и мощностей гетеродина, где в указанном семействе ВАХ наличествует нерегулярное резкое раздвижение отдельных ВАХ и сопровождается отрицательным их наклоном.

5. ДИОДНЫЕ ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ

Любой приемник сигналов и, конечно, радиоприемник обязательно содержит один из преобразователей, разобранных выше, причем в самой коротковолновой части радиодиапазона именно они будут определять порог чувствительности. Хотелось бы в заключение привести ряд практических замечаний по поводу миллиметровых GaAs—диодов и смесителей. Рассмотрим подробнее семейство на рис. 4.

Согласование смесительного диода с подающей мощностью (например, с помощью поршня) изменяет, в первую очередь, внутреннее сопротивление источника сигнала и, естественно, вместе с ним общий наклон семейства ($R_{\text{диф}\phi}$) и положение оптимальных L. На рисунке смеситель настроен на возможно низкие $R_{\text{лифф}}$ семейства. Область малых L лежит вдоль нагрузочных прямых с сопротивлением $\sim 50{-}100~{
m Om}$ (стандартные усилители промежуточной частоты имеют входные сопротивления $50~{
m Om}$). Кроме семейства ВАХ здесь построены кривые, соединяющие точки с режимами, обеспечивающими равные потери преобразования смесителя с пятидесятиомным УПЧ. Изменение мощности гетеродина (P_{14}) осуществлялось с помощью поляризационного аттенюатора, а сама мощность измерялась довольно надежно (несколькими способами). Минимальные потери преобразования оказались равными 4-5 дБ (превосходный результат), но при значительных мощностях гетеродина $\sim 20-25$ мВт и токах смещения ~ 10 мА. Экспериментально известно, что в этих режимах растет собственный шум смесителя, а пороговый сигнал даже хуже, чем в области токов 1-2 мA и $P_r \sim 2-3$ мBт. Но там потери преобразования лишь 6-7 дБ, что и соответствует параметрам хороших миллиметровых смесителей. Конечно, чем меньше сопротивление растекания и барьерная емкость диода, резче излом его статической ВАХ (например, при охлаждении), тем ниже будет L в области малых токов и мощностей гетеродина (см. [22]).

Теперь рассмотрим на плоскости (I, V), т. н. режимы короткого замыкания и холостого хода смесителя. Режим XX — это очень высокоомные нагрузки по постоянному току (и, конечно, по ПЧ); рабочие точки располагаются около оси V. Режим K3 — это область вблизи вертикальной оси, проходящей через точку О. Как было сказано выше, именно в этих режимах можно ожидать отражение частотно-модулированной доли гетеродина обратно во входные цепи (чтобы, например, преодолеть 3децибельный рубеж). К сожалению, согласовать диод с СВЧ-трактом, а смеситель с УПЧ в этих режимах значительно сложнее. В литературе часто появлялись туманные соображения о необходимости

^{*}Приближенное равенство (22) занижает величину дроби. Если составить его для нижней площадки $s'' - (P_n - P_{n-1})^2/P_n = 4p_0(1 - 1/n + 1/4n^2) \le 4p_0$, — то оно станет его завышать. Удобно в (19) поставить 1/4 прямоугольни-ка (s' + s'' + затушеванные площадки), тогда (22) будет верно даже не при очень больших n.

рассогласования смесителя для снижения потерь преобразования. Ясно, что специально рассогласовывать смеситель допустимо только по постоянному току.

Конечно, здесь рассмотрен смеситель—четырехполюсник — типичный амплитудный детектор. Существует много шестиполюсных схем смесителей (Star, Ortostar, Krossbar и т. д.), где сигнал и гетеродин не интерферируют в едином канале. Сложение сигналов происходит непосредственно на диодах, составляющих схему. Конечно, законы интерференции подобным же образом обеспечат и здесь линейность преобразования и супергетеродинный выигрыш, и для каждого устройства такого рода должна (и может) быть разработана своя "этикетка".

Рассмотрим одну современную проблему — передачу энергии на большие расстояния, где, безусловно, нужна техника коротких миллиметровых волн. На рис. 4 видно, что эффективность преобразования мощности 3-миллиметровой волны в постоянный ток довольно высока (S_{14} равна 8,5 мВт, а $P_{14} - 22,5$ мВт, т. е. КПД $\sim 37\%$). К сожалению, если этот квадрат (S_{14}) расположен справа от оси токов, энергия не может быть употреблена отдельно от энергии, поступающей от батарей E_1 и E_2 . Действительное эффективное выпрямление возможно только в простейшей схеме (без вспомогательных батарей). Но такой высокий КПД на диодах с теми же характеристиками возможен при падающих мощностях в несколько ватт и с допустимыми токами 200–300 мА (диоды, с которыми сняты приведенные ВАХ, выдерживают ток 60–80 мА).

В радиотехнике остается нерешенной проблема построения эффективного квадратичного детектора дециметрового диапазона на уровень мощности в несколько единиц милливатт (т. н. 2-й детектор супергетеродина). Квадратичность, динамический диапазон, низкоомный вход обеспечивали бы здесь арсенид—галлиевые или кремниевые диоды Шоттки со смещением. Однако, величина смещения для обеспечения 50-омной входной нагрузки (400–300 мкА) довольно высока. Избыточный токовый шум (см. раздел 3) ухудшает отношение сигнал/шум и снижает привлекательность такого решения задачи. Однако, планарные миллиметровые диоды, обладающие ничтожной барьерной емкостью, могут быть подключены к шинам ВЧ в параллель, а по постоянному току последовательно (т. н. умножительная схема выпрямления). Цепочка таких диодов должна быть изготовлена, конечно, совместно с блокировочными емкостями, в едином литографическом цикле. Число их (теперь уже со значительно меньшим током смещения) определит входное и выходное сопротивление детектора. Ну, а снижение уровня токового шума (t'), позволило бы не только снизить пороговый сигнал миллиметровых диодных обнаружителей, но и по-иному подойти к проблеме второго детектора.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Итак, выше представлен нестандартный подход к описанию механизма преобразования произвольного сигнала в "волну"электрического тока. Вслед за Торри и Витмером [1] такой подход разумно назвать феноменологическим. По-видимому, его можно рекомендовать для преподавательской практики в радиофизических ВУЗах. По мнению автора, этот раздел радиотехники на сегодняшний день довольно запущен. Несмотря на заведомо методический характер статьи, в работе удалось получить два полезных для практики результата:

1. Рассмотрены в едином ключе квадратичные приемники излучения различных типов, вводится специальный параметр для сравнения их чувствительности, и оцениваются возможности использования любых обнаружителей в качестве смесителей в супергетеродинном режиме.

2. Большая и новая роль в определении параметров квадратичных и супергетеродинных приемников отводится семейству вольт—амперных характеристик нелинейного элемента, снятых при различных уровнях мощности сигнала.

В заключение отметим, что временной подход может быть положен в основу математического расчета диодных преобразователей. Методы расчета смесителей основаны обычно на разложении импеданса нелинейного элемента в ряд по гармоникам частоты гетеродина. Это стандартный спектральный подход. Главное преимущество метода, разработанного в докомпьюторную эпоху, — решать задачи аналитически. С появлением мощных PC появилась возможность решать такие задачи "в лоб". При правильно составленной эквивалентной схеме, включающей все паразитные параметры реальных диодов, нетрудно вычислить и построить семейство BAX, подобное рассмотренному в разделе 4, и проследить зависимость L от этих параметров. Результаты такой работы будут опубликованы автором отдельно.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Кристаллические детекторы /Пер. с англ. под ред. Е. Я. Пумпера. М.: Сов. радио, 1950. Т. 2.
- 2. Курбатов В. А. и Пенин Н. А. //Квантовая электроника, 1976. Т. З. № 9.
- 3. Вороненко В. П., Выставкин А. Н., Навроцкий В. И. В сб.: Полупроводниковые приборы и их применение. Вып. 25. С. 329.
- 4. Дрягин Ю. А. Всесоюз. симп. по распространению мм и субмм волн в атмосфере: Тез. докладов: /25.10.76. М., 1976. С. 70.
- 5. Дрягин Ю. А. Всесоюз. научно-техн. конф. "Развитие и внедр. новой техники радиоприемных устройств": Тез. докладов: /22.09.81. Москва–Горький, 1981. С. 70.
- 6. Hines M. E. In: Int. Microwave Symp. Digest.: Ottawa, Canada. 1978. IEEE, MTT-5, P. 402.
- 7. Hines M. E. //IEEE Trans. MTT-29, 1981. № 4. P. 281.
- 8. Ising G. //Ann. Phys., 1931. V. Bd 8. № 5.
- 9. Берштейн И. Л. и Горонина К. А. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1961. Т. 4. № 3. С. 515.
- 10. Краус Д. В кн.: Радиоастрономия /Пер. с англ. под ред. В.В. Железнякова. М.: Сов. радио, 1973. С. 244.
- 11. Есепкина Н. А., Корольков Д. В., Парийский Ю. Н. Радиотелескопы и радиометры. М.: Наука, 1973.
- 12. Кисляков А. Г. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1978. Т. 21. № 3. С. 448.
- 13. Божков В. Г., Ганин Е. В., Дрягин Ю. А. и др. //Электронная техника. Сер. Электроника СВЧ, 1984. Вып. 3(363). С. 24.
- 14. Hartfuss H. J., Gundlach K. H. //Intern. J. of Infra-Red and Millimeter Waves, 1981. V. 2. № 4. P. 809.
- 15. Панкратов Н. А., Коротков В. П. //ОМП, 1974. № 2. С. 47.
- 16. Дрягин Ю. А. и Федосеев Л. И. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1969. Т. 12. № 6. С. 813.
- 17. Техническое описание прибора ОАП-7.
- 18. Дрягин Ю. А. и Лубяко Л. В. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1977. Т. 20. № 4. С. 650.
- 19. Лосс М. //Электроника, 1965. № 14. С. 22.
- 20. Senitzky B., Cutler S. //Microwave J., 1964. V.7. № 1. P. 62.
- 21. Kelly A. J. //IEEE Trans. MTT-25, 1977. № 11.
- 22. Dryagin Y., Lapkin I., Vdovin V. et al. //Experimental Astronomy, 1984. V. 5. P. 279.

Институт прикладной физики РАН,

Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 19 марта 1998 г.

RADIO RECEPTION

Yu. A. Dryagin

In the past few decades considerable progress has been made in the signal radio reception engineering. Along with it and maybe owing to it the detection and mixing theory has changed some of its concepts, notions and definitions. Therefore, for example, some ideas and corresponding technique developed in the fifties require nowadays some definite correction. Below we give nonstandard consideration of detection and mixing processes based first on consistent observance of the theory information principle on the energetic character of signal reception and second on the time-domain approach in the description of superheterodyne converters.

УДК 621.317:763.6

СИСТЕМА СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ ГЕТЕРОДИНОВ МИКРОВОЛНОВОГО ДИАПАЗОНА ПО МОЛЕКУЛЯРНЫМ ЛИНИЯМ ПОГЛОЩЕНИЯ

В. Н. Воронов, В. В. Паршин, Л. И. Федосеев, А. А. Швецов

Описывается система стабилизации частоты гетеродинов приемников диапазона 130—360 ГГц по резонансным линиям молекул с известным спектром поглощения, в которой функции частотного дискриминатора, диплексера и режектора шума гетеродина выполняются одним и тем же устройством.

введение

Стабилизация частоты гетеродинов приемников и радиометрических спектрометров микроволнового диапазона обычно осуществляется с помощью ряда колец автоподстройки, "привязывающих" частоту гетеродина к частоте опорного синтезатора. Применение столь сложных схем в приборах, работающих на фиксированных частотах, не всегда оправданно, особенно, если речь идет о транспортабельных и, тем более, бортовых устройствах. В таких случаях, как, впрочем, не только в гетеродинах, прибегают к помощи высокостабильных СВЧ генераторов или резонаторов. Так, в 1959 г. И. Л. Берштейном с сотрудниками [1] в качестве стабильного источника в системе стабилизации частоты был использован молекулярный генератор на аммиаке. С укорочением длины волны и ужесточением требований к стабильности целесообразным становится применение устройств, основанных на использовании явления резонансного поглощения в газах [2–6]. Величины интенсивности и добротности спектральных линий некоторых молекул в миллиметровом диапазоне оказываются достаточными для построения простых и надежных систем частотной автоподстройки частоты (ЧАП). К тому же параметры молекулярных линий в отпаянной ячейке практически не зависят от внешних условий, а сами резонансные частоты известны с большой точностью.

Ниже описывается простая система ЧАП на основе пассивного газового стандарта частоты [6] для гетеродинов радиометрических анализаторов спектра диапазона 130—360 ГГц, которая может найти применение и в других приемниках.

В. Н. Воронов, В. В. Паршин, Л. И. Федосеев, А. А. Швецов

1. БЛОК-СХЕМА. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ

Обычно в системах ЧАП гетеродинов часть мощности ответвляется из гетеродинного тракта и подается на частотный дискриминатор, а остальная — через режектор шума и диплексер поступает на смеситель. Особенность описываемой схемы (см. рис. 1) состоит в том, что в ней отсутствует ответвитель, а функции частотного дискриминатора, режектора шума гетеродина и диплексера выполняются одним и тем же устройством — интерферометром Цендера—Маха, в одном из плеч которого помещена ячейка с селективно поглощающим газом.



Интерферометр Цендера-Маха

Рис. 1.

Использование интерферометра Цендера—Маха во входных цепях супергетеродинов в качестве диплексера и режектора шума подробно разобрано в [7, 8]. Поэтому мы не будем на этом останавливаться специально. Чтобы пояснить принцип действия описываемой схемы сначала положим, что рабочий газ в ячейке замещен воздухом, а разность хода Δ лучей в интерферометре равна

$$\Delta = C/2F, \tag{1}$$

где F — промежуточная частота, С — скорость света. Тогда, как показано в [7, 8], $k_{\rm ac}$ — коэффициент передачи мощности из гетеродинного входа "а" интерферометра в его смесительный выход "с" — на частоте гетеродина $f_{\rm r}$ близок к единице, а для шумовых составляющих его спектра, отстоящих от $f_{\rm r}$ на $\pm F$, близок к нулю. В это время коэффициент передачи из сигнального входа "b" в смесительный на частотах принимаемого излучения $f_{\rm r} \pm F$ близок к единице.

С наполнением ячейки селективно поглощающим газом в области частот спектральной линии поглощения с резонансной частотой f_p , равной частоте гетеродина f_r , интерферометр разбалансируется. В результате на частотной характеристике коэффициента передачи k_{ac} (см. рис.2)

1



в районе частоты $f_p = f_r$ появится небольшой "отсос", а на графике k_{ad} — коэффициента передачи из гетеродинного входа на выход "d", где установлен детектор системы ЧАП, — небольшое приращение. Его частотная зависимость соответствует резонансной кривой поглощения. Существенно, что отмеченное приращение наблюдается на почти нулевом уровне. Последнее обеспечивает высокое отношение *сигнал/шум*, т. к. дает возможность избавиться от токовых шумов детектора, неизбежных в традиционной схеме ЧАП, где используется небольшая спектральная особенность, наблюдаемая на фоне большого уровня гетеродинного излучения. Высокое же отношение *сигнал/шум* позволяет использовать для стабилизации линии с малым поглощением, что существенно увеличивает возможности перестройки.

В остальном, как видно из блок-схемы рис. 1, описываемая система повторяет ранее уже применявшиеся системы стабилизации частоты ламп обратной волны (ЛОВ) по молекулярным линиям.

2. ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ. РЕЗУЛЬТАТЫ

Основная часть интерферометра Цендера—Маха, включающая в себя регулятор разности хода, устройство кассетного типа для установки сменных полупрозрачных делительных пластин $Д_1$ и J_2 и неподвижные зеркала 3_1 и 3_2 , выполнена на базе сверхразмерного волновода сечением 14 мм × 14 мм.

Для возбуждения в сверхразмерном волноводе волны TE₀₁ применены укороченные пирамидальные переходы с параболическими фазовыми корректорами. В отличие от обычно используемых в интерферометрах плоских зеркал зеркала З₁ и З₂ представляют собой вырезки из параболоида вращения и также играют роль фазовых корректоров. Благодаря им излучение фокусируется так, что луч не касается цилиндрической боковой поверхности пассивного газового стандарта частоты. Последний выполнен в виде отпаянной кварцевой ячейки диаметром 35 мм и длиной 175 мм. Входное и выходное ее окна — плоские и впаяны под углом Брюстера.

Ячейка заполнена сероокисью углерода (COS) при давлении примерно 0,05 Торр, чему соответствует ширина линий поглощения около 0,7 МГц. Сероокись углерода выбрана, исходя из того, что она имеет довольно простой и удобный для идентификации вид вращательного спектра с характерным масштабом примерно 12,2 ГГц, а также обеспечивает достаточный коэффициент поглощения. Это уже отмечалось в [6], где приведена таблица соответствующих резонансных частот и коэффициентов поглощения в диапазоне от 72 до 500 ГГц. Интересно, что описываемая система уверенно работала не только на упомянутых линиях, но и на расположенных между ними линиях, на порядок более слабых. Полный список параметров всех линий в диапазоне от 10 до 1200 ГГц приведен в [9].

Выше упоминалось, что в интерферометре использованы устройства кассетного типа для установки сменных полупрозрачных делительных пластин Д₁ и Д₂, изготовленных из слюды. Тремя типоразмерами толщины слюдяных пластин удается перекрыть диапазон частот 130–360 ГГц, в котором подстраивались соответственно три ЛОВ-гетеродина.

В заключение отметим, что в лабораторных условиях воспроизводимость и стабильность частоты составила ±20 кГц при отношении *сигнал/шум* не менее 50, полоса захвата для интенсивных линий — около 0,5 МГц, полоса удержания достигала 1 ГГц. При этом ослабление принимаемого сигнала (со входа "b") в районе 250 ГГц не превышало 2,5–3 дБ. Такие параметры позволяют надеяться использовать описанную систему ЧАП-диплексер-режектор шума гетеродина в солнечном спектрорадиометре.

Авторы признательны РФФИ за поддержку проекта № 96-02-17468, благодарят В. Л. Вакса за предоставленную низкочастотную часть системы ЧАП и С. Е. Третьякову за помощь в оформлении статьи.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Берштейн И. Л., Дрягин Ю. А., Сибиряков В. Л. // Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1959. Т. 2. С. 130.
- 2. Дрягин Ю. А., Крупнов А. Ф., Кукин Л. М., Скворцов В. А. // ПТЭ, 1969. № 1. С. 95.
- Вакс Л. С., Приползин С. И. В кн.: Труды Всесоюзной школы-семинара МГУ им. М. В. Ломоносова, 1991. Т. 2. С. 67.
- 4. Воронов В. Н., Паршин В. В., Федосеев Л. И., Швецов А. А. В кн.: Межгосударственная научно-техническая конференция "Радиотехнические системы и устройства ММ диапазона длин волн и их применение в интересах народного хозяйства: Тез. докладов, Тула, 1992. С. 38.
- 5. Vaks V. L., Pripolzin S. I., Spivak E. V. In: Int. Conf. on MM and SubMM Waves and Applications: Conference Digest, St. Diego, California, 1994. P. 196.
- 6. Вальдов А. Н., Герштейн Л. И., Нестеров С. В., Паршин В. В. //ПТЭ, 1989. № 6. С. 193.
- 7. Федосеев Л. И., Куликов Ю. Ю. // Радиотехника и электроника, 1971. Т. 16. № 4. С. 193.
- 8. Дрягин Ю. А. Кукин Л. М., Лубяко Л. В. // Радиотехника и электроника, 1974. Т. 19. № 8. С. 1779.
- 9. Буренин А.В., Вальдов А.Н., Демкин В.Н. и др. Таблицы спектральных линий. Вращательный спектр сероокиси углерода. М.: АН СССР. Научный совет по спектроскопии, 1979.

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 26 марта 1998 г.

В. Н. Воронов, В. В. Паршин, Л. И. Федосеев, А. А. Швецов

1402

MICROWAVE LOCAL OSCILLATOR LOCK SYSTEM USING MOLECULAR SPECTRAL LINES

V. N. Voronov, V. V. Parshin, L. I. Fedoseev, A. A. Shvetsov

The local oscillator lock system operating in the frequency range 130–360 GHz and using molecular spectral lines is described. The functions of a frequency discriminator, diplexer and local oscillator noise rejecter are executed by a Zender–Mach interferometer with a gas cell.

В. Н. Воронов, В. В. Паршин, Л. И. Федосеев, А. А. Швецов

УДК 550.388.8

МИКРОВОЛНОВОЕ РАДИОМЕТРИЧЕСКОЕ ЗОНДИРОВАНИЕ ВЕРХНЕЙ АТМОСФЕРЫ НАД НИЖНИМ НОВГОРОДОМ

А. А. Красильников, Ю. Ю. Куликов, В. Г. Рыскин, Л. И. Федосеев

Описывается аппаратура и методика наблюдений за изменениями состояния некоторых газовых компонент стратосферы и мезосферы. Приводятся данные измерений временных и пространственных вариаций озона на высотах 20–70 км над Нижним Новгородом: сезонный и суточный ход, "озоновые облака". Сезонный ход содержания озона на высотах более 22 км и вертикальное распределение озона сопоставляются с данными измерений спутниковыми аппаратами TOMS и CRISTA. Приводятся также результаты наблюдений мезосферной окиси углерода.

1. ПРЕДПОСЫЛКИ (ВМЕСТО ВВЕДЕНИЯ)

В этом году исполняется 50 лет со дня создания И. Л. Берштейном первого в нашей стране микроволнового (длина волны $\lambda = 10$ см) модуляционного радиометра [1]. Сорок лет назад И. Л. Берштейном и В. Л. Сибиряковым была построена первая в СССР система фазовой автоподстройки частоты (ФАПЧ) микроволнового ($\lambda = 3$ см) генератора [2]. Эти две разработки легли в основу ряда направлений развития радиоаппаратуры, определивших в дальнейшем успех, прежде всего, отечественных радиоастрономических и радиоспектроскопических исследований. Характерно, что и в самой радиоастрономии, развитие которой было немыслимо без появления и совершенствования радиометров, создание систем ФАПЧ их гетеродинов явилось основанием для применения в ней методов спектроскопии и интерферометрии со сверхдлинными базами.

Еще одним важным моментом, даже сегодня, остается вопрос о расширении частотного диапазона исследований, в частности, аппаратурного освоения диапазона миллиметровых и субмиллиметровых волн. Решительный шаг в этом направлении был сделан в 1959–60 гг., когда под руководством И. Л. Берштейна была разработана не только серия детекторных радиометров на диапазон частот 136–410 ГГц [3], но и первый супергетеродинный радиометр диапазона частот 170–230 ГГц [4]. В качестве гетеродина в нем использовалась только что появившаяся тогда лампа обратной волны (ЛОВ), разработанная под руководством М. Б. Голанта [5]. Детекторные радиометры в 1960 г. были успешно апробированы в радиоастрономической экспедиции (пик Терскол, высота над уровнем моря 3150 метров, Кабардино–Балкария) с участием И. Л. Берштейна [4, 6].

С появлением широкодиапазонных ЛОВ—гетеродинов и переходом на сверхвысокую промежуточную частоту миллиметровые радиометры по сути дела превратились в анализаторы спектра и сразу же были использованы для обзора излучения атмосферы в широком диапазоне длин волн 1,8—2,8 мм [7]. В результате этой работы были выявлены некоторые спектральные особенности, по мнению авторов, связанные с примесными газами атмосферы. Вслед за этим в 1973—1975 гг. также в условиях зимнего высокогорья (Заилийский Ала—Тау, высота над уровнем моря около 3000 метров) в следующем окне прозрачности атмосферы, центрированном к волне 1,3 мм, были измерены семь теллурических линий [8, 9]. Эти линии были уверенно отождествлены со стратосферным озоном. При этом были обнаружены вариации интенсивности и ширины этих линий. Отметим, что сообщение [10] о наблюдавшихся вариациях, прозвучавшее за 10 лет до "официального" обнаружения озоновой дыры [11] и всеобщего

А. А. Красильников и др. 1405
интереса к переменности атмосферного озона, вызвало сначала бурный протест со стороны некоторых геофизиков на Всесоюзном симпозиуме по радиофизическим исследованиям атмосферы (октябрь 1975 г., Ленинград, ГГО).

Для того, чтобы подтвердить (или опровергнуть) данные о вариациях озона, потребовалось выполнить длинные ряды непрерывных наблюдений в различных широтах (включая полярные), по возможности, независимо от погодных условий. Последнее обстоятельство потребовало оптимизировать рабочие частоты спектрорадиометров и методику измерений. Различные модификации микроволновой аппаратуры высокого спектрального разрешения были успешно применены в программах по исследованию озона в полярных широтах Арктики и Антарктики (1986–1995 гг.) [12–16], а также в международной программе CRISTA/MAHRSI в 1994-1997 годах. В ходе выполнения этих работ проведено сопоставление данных наблюдений микроволновыми озонометрическими комплексами как со стандартными приборами для измерения О₃ (М-124, озонозонды типа ЕСС-4А), так и с уникальным космическим прибором CRISTA. Результаты сравнения продемонстрировали надежность регистрации возмущений и изменений в верхней части озонового слоя с помощью микроволновых приборов. В вышеперечисленных циклах исследований стратосферного озона (выше 20 км) на миллиметровых волнах выявлена значительная изменчивость О3 в фотохимической области с разными временными масштабами. К одному из важных результатов следует отнести обнаружение быстропеременных (менее одного часа) вариаций содержания озона на высотах более 30 км [12]. Авторами работы [17] предложен динамический (волновой) подход к интерпретации "быстрых" вариаций озона.

Ниже приводится описание спектрорадиометрического комплекса аппаратуры и методики для исследования излучения стратосферы Земли в линиях малых газовых составляющих, а также некоторые результаты мониторинга озона и наблюдений окиси углерода, выполненных в Нижнем Новгороде.

2. НАБЛЮДЕНИЯ СТРАТОСФЕРНОГО ОЗОНА НА ВЫСОТАХ БОЛЕЕ 20 KM

2.1. Аппаратура и методика измерений

Повышенное внимание к озоновому слою Земли и его успешное дистанционное зондирование методами микроволновой спектроскопии способствовало разработке и построению целого ряда аппаратурных комплексов. Они достаточно широко описаны в литературе [18–20]. Гетеродинирование, положенное в основу принципа работы микроволновых спектрометров, позволяет получать высокое частотное разрешение, а, благодаря этому, удается реализовать дистанционное измерение озона в стратосфере и мезосфере Земли на высотах от 20 до 80 км. Кроме того, микроволновые наблюдения озона менее зависят от погодных условий и аэрозольной компоненты атмосферы в отличие от наблюдений в оптическом и инфракрасном диапазонах длин волн. Данные приборы, которым свойствен непрерывный режим работы, могут оперативно и круглосуточно регистрировать с временным разрешением 10–15 минут вариации озона в стратосфере Земли, а в последние годы нам уже удалось зарегистрировать в наблюдениях не только временные, но и пространственные вариации озона в стратосфере Земли на высотах более 20 км [21].

Измерения излучения стратосферного озона в Нижнем Новгороде проводились с помощью гетеродинного компенсационного спектрометра (ГКС) диапазона частот 80–120 ГГц. В наблюдениях был использован вращательный переход молекулы озона $6_{0,6} - 6_{1,5}$ на резонансной частоте $\nu_0 = 110835,92$ МГц (основное колебательное состояние).

ГКС состоит из антенной части и спектрального приемника, построенного на основе описанного в [22] компенсационного спектрорадиометра. Управление ГКС, накопление и обработка данных осуществляется мини-компьютером. Функциональная схема прибора показана на рис. 1.

А.А.Красильников и др.



Рис. 1.

Конический рупор Р задает диаграмму направленности ГКС около 3° (на уровне -3 дБ). Перед рупором установлены два неподвижных зеркала M_1 и M_2 и вращающееся зеркало M_3 . Все зеркала — металлические и плоские. Поворот зеркала (ось вращения перпендикулярна плоскости рисунка) осуществляется шаговым двигателем и управляется компьютером. При этом используются обе плоскости зеркала. За один полуоборот зеркало M_3 последовательно занимает четыре положения. При первом и втором положениях на рупор с помощью зеркал M_1 и M_2 подается излучение двух азимутально— противоположных участков неба. Два последних положения зеркала M_3 соответствуют режиму калибровки, когда на рупор поступает излучение от эталонных нагрузок H_1 и H_2 . Нагрузка H_1 находится при температуре окружающего воздуха, а H_2 — при температуре кипения жидкого азота. Таким образом, за каждый полуоборот зеркала M_3 измеряется яркостная температура двух участков неба. Система зеркал ГКС настроена на угол зондирования атмосферы 19° по отношению к горизонту в обоих направлениях и, следовательно, расстояние между зондируемыми областями неба составляет от 100 до 400 км (в зависимости от высоты).

Методика измерения спектра излучения атмосферы (на примере озона) описана в работе [21]. Здесь мы подчеркнем наиболее важные особенности метода. Наши измерения стратосферного O₃ проводятся вблизи резонанса его вращательного перехода на частоте 110,8 ГГц. Полная полоса спектрального анализа ГКС составляет 113 МГц. Анализатор спектра — это фильтровая система, состоящая из 26 спектральных каналов с переменным частотным разрешением от 0,25 МГц в центре линии и до 9 МГц на краю полосы анализа (см. рис. 2). То есть мы традиционно измеряем при наблюдениях атмосферных линий O₃ только один из склонов (высокочастотный либо низкочастотный). Такой подход связан с симметрией крыльев линии относительно ее резонансной частоты. Исходя из параметров анализатора спектра, можно оценить приблизительные границы интервала зондируемых высот. Нижняя граница — около 20 км — обусловлена всей полосой анализа, а верхняя граница — 70 км — наименьшей шириной спектрального канала.

Необходимо отметить, что излучение стратосферного озона поступает на вход ГКС вместе с фо-



Рис. 2.

новым нерезонансным излучением всей толщи атмосферы (главным образом, нижней тропосферы). Интенсивность нерезонансного излучения значительно (в центре линии на порядок) превышает интенсивность излучения стратосферного O_3 . Кроме того, этот фон может сильно флуктуировать из-за погодных условий, увеличивая тем самым погрешность измерения спектра O_3 . Как следует из наблюдений, флуктуации фонового излучения могут достигать почти 100% за 30 минут. Примененная нами методика позволила существенно ослабить влияние переменности фонового излучения атмосферы на результаты спектральных измерений. Для этой цели используется опорный канал, который, как правило, отстроен по частоте от резонанса атмосферной линии излучения озона на 110 МГц. Смысл введения опорного канала заключается в том, что за время каждого полуоборота вращающегося зеркала вычисляются разности между измеренными температурами в спектральных каналах и в опорном канале. Так как величина и изменения фона во всех каналах одинаковы, то после вычитания мы получаем, по-существу, спектр без флуктуирующего фона.

Очевидно, что эффективность снижения влияния вариаций атмосферного фона, а также, по аналогии, и вариаций параметров аппаратуры, имеющих общую природу во всех каналах, существенно зависит от времени измерения. Время измерения определяется временем, затраченным на один полуоборот зеркала M_3 , и складывается из времени накопления сигналов для каждого из четырех положений M_3 и времени переключения между этими положениями. Время накопления было подобрано экспериментально и составляет 3 с, так что общее время одного полуоборота зеркала не более 15 с. Вычисление среднего и ошибок измеряемого спектра происходит за 30 полных оборотов зеркала M_3 . Это соответствует общему времени сбора данных около 15 минут. За это же время кроме спектра измеряется излучение атмосферы в континууме. Этот параметр является важной характеристикой состояния атмосферы во времени и позволяет определять тропосферное поглощение. Для измерения излучения атмосферы в континууме в ГКС имеется "широкий" канал (полоса пропускания ~ 400 МГц), который может также играть роль опорного канала.

Обратимся снова к рис. 1. Рупор Р соединен со входом компенсационного радиометра, описанного в работе [22]. Приведем основные характеристики радиометра. Его входной тракт выполнен на волноводах сверхразмерного сечения $23 \times 10 \text{ мм}^2$. В смесителе используется диод с барьером Шоттки. Гетеродином является широкодиапазонная лампа обратной волны OB-71, его частота стабилизирована системой ФАП по синтезатору частоты Ч6-31 с относительной нестабильностью 10^{-8} за 24 часа. Усилитель промежуточной частоты (УПЧ) в диапазоне 580–1000 МГц имеет шумовую температуру 100 К. Подавление зеркального канала в радиометре на 15–20 дБ осуществляется интерферометром Цендера-Маха [23], который также является диплексером в тракте сигнал-гетеродин. Однополосная шумовая температура радиометра составляет 2500 К.

Часть сигнала УПЧ на частотах 737-850 МГц поступает на 26-канальный анализатор. Каналы анализатора имеют различную ширину и представляют собой двухконтурные полосовые фильтры, на-

А.А.Красильников и др.

груженные на квадратичные детекторы с усилителями постоянного тока. По промежуточной частоте каналы распределены следующим образом: 5 каналов шириной по 0,25 МГц сосредоточены на частотах 739,5–740,5 МГц; 7 каналов шириной по 1 МГц — на частотах 737–743 МГц; 11 каналов по 3 МГц и 3 по 9 МГц распределены на частотах от 745 до 850 МГц. Схема расположения спектральных каналов показана на рис. 2.

Приведем значения температурной чувствительности, которой обладает ГКС при спектральных измерениях стратосферного озона. Среднеквадратичное отклонение от среднего значения измеряемой температуры излучения стратосферного озона за 15 мин наблюдений составляет следующие величины: в канале 0,25 МГц — 0,51 К; 1 МГц — 0,25 К; 3 МГц — 0,17 К.

2.2. Результаты наблюдений

Первые наблюдения стратосферного озона в Нижнем Новгороде были выполнены методом Бугера после кульминации Солнца в 1979 году [24]. В этих наблюдениях был использован вращательный переход $O_3 \ 10_{0,10} - 10_{1,9}$ (резонансная частота 142175,12 МГц). По результатам этих наблюдений удалось определить содержание озона в слое атмосферы от 30 до 50 км и показать, что содержание O_3 возрастает при переходе от весны к лету.

Наблюдения стратосферного озона с помощью описанного выше ГКС были начаты в феврале 1992 г. и окончены в марте 1993 г. [25]. Они проводились каждую неделю, исключая субботы и воскресенья и два летних месяца (июль—август). Ежедневное время работы аппаратуры составляло несколько часов вблизи полдня местного времени. Для определения содержания озона и его вертикального распределения выше 20 км по спектрам теплового излучения атмосферы вблизи резонансов вращательных переходов О₃ мы использовали разнообразные способы решения обратных задач [26, 27]. Приводимые ниже данные о вертикальном распределении озона (ВРО) были получены простым и надежным методом вариации параметров аналитически заданной зависимости концентрации О₃ от высоты [28]. В процедуре восстановления вертикального распределения озона, в основном, использовались модельные зависимости давления и температуры от высоты [29]. Критерием правильности решения обратной задачи являлось наилучшее соответствие исходному экспериментальному спектру спектральной линии озона, рассчитанной по восстановленному профилю концентрации О₃. Точностные характеристики восстановления ВРО зависят от ошибок радиометрических измерений спектров линии О₃. При использовании вышеописанной аппаратуры ошибки в определении ВРО на высотах 20—60 км не превышали 20%.

На рис. 3 приведены результаты усредненных в течение дня микроволновых измерений содержания озона выше 22 км — X(z > 22 км) — в Нижнем Новгороде в течение года. Спутниковые измерения общего содержания озона Ω прибором TOMS также представлены на рис. 3 (верхняя кривая). TOMS работал в ближнем ультрафиолетовом диапазоне длин волн и был установлен на платформе Nimbus 7. Прибор предназначался для получения глобальных карт общего содержания озона. Кривые демонстрируют сезонный ход Ω и X(z > 22 км) в течение года. Сопоставление указывает на то, что максимумы сезонных изменений сдвинуты друг относительно друга на 2–3 месяца: максимум общего содержания озона приходится на весну, а максимум содержания озона выше 22 км реализуется летом. Обращают на себя внимание отдельные периоды времени (например, временной интервал в окрестности 1 декабря 1992 г.), когда изменчивость X(z > 22 км) ото дня ко дню существенно меньше вариаций Ω . Этот факт свидетельствует о значительных колебаниях озона в нижней стратосфере, где динамические процессы, в основном, определяют поведение O₃. Нетрудно заметить, что ситуация бывает и обратной, когда озон средней и верхней стратосферы подвержен большим вариациям, чем в нижней стратосфере (см. рис. 3). Данное явление может быть следствием как динамических процессов, так и

1410

других (фотохимия, заряженная компонента, гравитационные волны и др.). Интерес к пониманию их природы стимулирует дальнейшие исследования.



Рис. 3.

В 1994 году мы были приглашены участвовать в международной кампании CRISTA/MAHRSI для наблюдений стратосферного озона над Нижним Новгородом в качестве подспутникового опорного измерительного наземного комплекса высокого пространственного разрешения [30].

Спутниковый аппарат CRISTA (криогенный инфракрасный спектрометр и телескоп) был разработан в Вуппертальском университете (Германия) под руководством Д. Оффермана [31]. Прибор предназначен для исследования маломасштабных структур, таких как вихри, волны и турбулентность в среднем и верхнем слоях атмосферы. Прибор состоит из четырех охлаждаемых жидким гелием спектрометров и трех телескопов, которые могут производить одновременное лимбовое сканирование атмосферы для получения глобальных карт температуры и 14 малых газовых составляющих (таких как О₃, H₂O, CO, NO, HNO₃, NO₂ и др.). Глобальные карты были составлены с очень высоким горизонтальным (500 км х 650 км) и вертикальным (2–3 км) разрешением в области высот 15–150 км. Аппарат CRISTA был запущен на орбиту вокруг Земли 3 ноября 1994 года американским космическим челно-

А.А.Красильников и др.

ком (STS-66 Atlantis). Непосредственно свои измерения аппарат CRISTA выполнил в период с 4 по 12 ноября 1994 года и затем был возвращен челноком на Землю.

Наши микроволновые наблюдения в рамках кампании были начаты 7 октября 1994 года и продолжались почти 2 месяца. В период полета CRISTA мы проводили круглосуточные измерения O_3 , которые изредка прерывались из-за осадков. Надо отметить, что во время кампании погодные условия были удовлетворительными, фоновая оптическая толщина в направлении зенита, которая, в основном, зависит от метеоусловий в нижней тропосфере, изменялась от 0,25 до 0,4 Hn. Из всех пролетов CRISTA над нашим районом мы отобрали те, которые попадали в квадрат со стороной 6° по широте и долготе и с центром в Нижнем Новгороде (56° с.ш., 44° в.д.). Весь ряд микроволновых измерений стратосферного озона (выше 20 км) представлен рис. 4. В нижней части рис. 4 приведены ежедневные средние значения X(z > 22 км) — заполненные кружки — и ежедневное среднее содержание O_3 в интервале высот от 22 до 40 км — полые ромбы (измерения прибором CRISTA). На верхней и средней частях рис. 4 приведены результаты измерений Ω спутниковым прибором Mereop—3/TOMS и наземным спектрофотометром M—124. Можно заметить, что все четыре прибора в одновременных измерениях довольно хорошо фиксируют вариации атмосферного озона.

Рис. 5 иллюстрирует результаты сравнения вертикальных профилей озона в интервале высот от 20 до 40 км для 11 ноября 1994 года во время пролета аппарата CRISTA над Нижним Новгородом в 12:25 мирового времени. Микроволновые данные о ВРО были получены усреднением в течение часа. Левая часть рис. 4 — это распределение концентрации O₃ как функция высоты, а именно: заполненные круж-ки — микроволновые данные, полые кружки — данные CRISTA. В правой части рисунка изображена процентная разница (CRISTA – MMB)/CRISTA между высотными профилями озона. Отметим, что среднее отличие между ВРО, полученными двумя приборами за все время измерений, не превышало 25% на высотах от 25 до 40 км. Наибольшее среднее отличие (по всем пролетам CRISTA) было отмечено на высоте 30 км, а наименьшее — на высоте 40 км.

В последние годы с помощью микроволновой техники удается достаточно хорошо регистрировать связанный с фотохимией суточный ход концентрации озона на высотах более 50 км. Совсем недавно сведения о суточном ходе О₃ можно было добыть только с помощью прямых ракетных измерений [32, 33]. К числу первых исследований суточного хода озона с помощью наблюдений на миллиметровых волнах следует отнести [34, 35]. Однако, на сегодняшний день нет достаточной ясности в физических механизмах возникновения вариаций озона в средней, верхней стратосфере и мезосфере. По-видимому, здесь наряду с фотохимией большую роль играют и динамические процессы. Поэтому представляются актуальными исследования переменности стратосферно-мезосферного озона в течение длительного времени и в различных широтных зонах. Первые микроволновые наблюдения суточных вариаций излучения стратосферного О₃ были выполнены в Нижнем Новгороде в марте 1986 года [36]. Следует отметить, что используемый нами тогда в наблюдениях микроволновый прибор имел недостаточное спектральное разрешение для того, чтобы исследовать поведение озона на высотах более 50 км. Ниже мы приводим данные наблюдений суточного хода в Нижнем Новгороде, полученные с помощью ГКС. На рис. 6 приведен усредненный за все время наблюдений (непрерывная серия с 13 по 17 марта 1995 г.) суточный ход озона в фотохимической области (выше 30 км). Отличие между ночными и дневными плотностями О₃ на высотах 40 и 60 км составило около 10 и 30%, соответственно. Для сравнения отметим, что при наблюдениях в средних широтах (Бордо, 45° с.ш.) на миллиметровых волнах дневное уменьшение озона по отношению к ночи в слое 42 ± 4.5 км составило 5-10%, а в слое 55 ± 8 км уменьшение достигало 30% [37]. При длительных (в течение 9 месяцев) микроволновых измерениях на Столовой Горе в Калифорнии (34° с.ш.) суточных вариаций О₃ на высоте около 40 км не было отмечено вовсе, а на высоте 60 км вариации достигали 70% [38]. Расчетные оценки величины изменений озона в суточном цикле составляют около 3% на 45 км и 25% на 55 км [39].

А. А. Красильников и др. 1411



Рис.4.

Вышеописанная аппаратура (ГКС) позволяет исследовать пространственные неоднородности озонового слоя выше 20 км с использованием двухлучевой методики наблюдений. Такая методика наблюдений весьма полезна для исследования пространственно-временных вариаций озона, обусловленных динамическими процессами типа прохождения атмосферных фронтов, внутренних гравитационных волн и т.п. Горизонтальный масштаб пространственного разрешения, как уже отмечалось, составляет 100–400 км (в зависимости от высоты наблюдаемой области). В результате наблюдений в 1994– 1995 гг. были обнаружены пространственные неоднородности — "озоновые облака" на высотах более 40 км [21]. Это явление проявляется в виде значимых различий (1,2–1,5 раза) плотности озона для двух областей, разнесенных в пространстве на расстояние около 200–300 км. В ряде случаев упомянутые неоднородности наблюдались в период, когда так называемая градиентная зона общего содержания озона проходила через Нижний Новгород. Здесь мы хотим привести иллюстрацию возникновения меридиональной пространственной неоднородности (стрелка—указатель на рис. 7) в слое озона на высоте 25 км при наблюдениях в январе—марте 1996 года. Продолжительность существования неоднородно-

А.А.Красильников и др.



сти составила 5—6 часов. Кроме того, в этой же серии наблюдений мы зарегистрировали временной сдвиг (порядка нескольких часов) в изменении озона в разных направлениях.

3. НАБЛЮДЕНИЯ МЕЗОСФЕРНОЙ ОКИСИ УГЛЕРОДА В ЛИНИИ ИЗЛУЧЕНИЯ J=1-0

Роль угарного газа СО в химических процессах, его перенос в тропосфере и нижней стратосфере Земли изучены довольно подробно [40]. Однако, в верхних слоях атмосферы (выше 50 км), где основным источником СО является фотодиссоциация молекул углекислого газа, измерения содержания окиси углерода и исследования его изменчивости пока немногочисленны. Это, возможно, связано с тем, что в настоящее время экспериментальные исследования поведения СО доступны, пожалуй, лишь средствам микроволнового зондирования [41, 42]. Мы наблюдали с помощью ГКС линию вращательного перехода атмосферной окиси углерода J = 1 - 0 в излучении (резонансная частота 115271,2 МГц). Измерения были выполнены в январе 1995 года в Нижнем Новгороде [43]. По данным наблюдений было определено содержание СО выше 55 км, величина которого составила в среднем ($2,3 \pm 0,3$) · 10¹⁶ мол/см². Измеренное нами количество окиси углерода в мезосфере в 2–3 раза превышает результаты, приведенные в [44–46], которые были получены в весенне—летний период. По-видимому, это различие связано как с сезонным ходом содержания мезосферной СО, на который обращалось внимание в [47], так и с широтной зависимостью распределения окиси углерода по

1414



Рис. 6.

высоте [48]. В качестве подтверждения существования сезонного хода могут служить данные, приведенные в [41]. Авторы этой работы обнаружили, что количество СО выше 55 км в апреле составило $(8,9\pm0,7)\cdot10^{15}$ мол/см², а в январе — $(3,1\pm0,3)\cdot10^{16}$ мол/см². Следует отметить, что первые [43] наши наблюдения мезосферной окиси углерода были выполнены со спектральным разрешением 1,0 МГц, а в дальнейшем мы использовали в наблюдениях СО дополнительный банк фильтров с разрешением 0,25 МГц. На рис. 8 изображен спектр мезосферной окиси углерода, измеренный в Нижнем Новгороде 20 февраля 1997 года с таким частотным разрешением. Время накопления данного спектра составило около 5 часов.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Заложенные И. Л. Берштейном основы микроволновой радиометрии и фазовой автоподстройки частоты, а также успешно начатое под его руководством продвижение классических методов и средств радиоприема в субмиллиметровый диапазон длин волн, обусловили появление именно в Нижнем Новгороде первых спектрорадиометрических комплексов миллиметрового диапазона для дистанционного

А.А.Красильников и др.



Рис. 7.

зондирования стратосферы. Удачное сочетание таких параметров этих комплексов, как высокая чувствительность, пространственное и временное разрешение, превышающее спутниковое, возможность получения длительных непрерывных рядов измерений в широком интервале погодных условий — все это позволило провести исследования годового и суточного хода концентрации озона в фотохимической области, обнаружить сравнительно малоразмерные "озоновые облака" на высотах около 25 км и 40–60 км, а также зарегистрировать быстрые вариации общего содержания озона и его плотности на высотах более 20 км.

Упомянутое выше свидетельствует о сложном характере явлений, происходящих под действием не только фотохимических, но и динамических процессов как глобального характера, так и связанных с прохождением атмосферных фронтов, внутренних гравитационных волн, внезапных стратосферных потеплений и т.п. В такой ситуации разветвленная сеть непрерывно действующих микроволновых озонометров, существенно дополняющая данные спутникового зондирования, в сочетании с уже начатыми дистанционными исследованиями мезосферной окиси углерода могла бы быть весьма полезной для изучения причин (естественных и антропогенных), вызывающих столь сложное поведение озона и его устойчивый многолетний отрицательный тренд. Достаточно напомнить, что в последние годы уже не только над Антарктидой, но и над Скандинавией, Европейской Россией и Сибирью были отмечены значительные изменения в озоновом слое. Уменьшение концентрации О₃ на разных высотных уровнях, например, зимой—весной 1995 года составило более 50%.

Опыт разработки и эксплуатации в Институте прикладной физики РАН гетеродинного компенсационного спектрометра и полученные с его помощью результаты наблюдений позволяют надеяться на создание в ближайшее время нового поколения малогабаритных двухлучевых микроволновых





спектрометров, основанных на современных технологиях. Такие приборы могли бы составить основу микроволновой сети станций и позволили бы оперативно осуществлять наблюдения за изменениями в озоновом слое.

Авторы выражают глубокую признательность Российскому фонду фундаментальных исследований за финансовую поддержку настоящей работы (гранты 93–05–12106 и 96–05–64701) и благодарят Р. Мак Петерса (НАСА, Годдардовский космический центр) за предоставленные данные по озону, полученные на ИСЗ Nimbus 7 и Метеор 3 спектрометром TOMS, а также Г. Лехмахера и Д. Офферманна за данные о вертикальном распределении озона и температуры над Н. Новгородом (аппарат CRISTA).

ЛИТЕРАТУРА

1. Кисляков А. Г., Разин В. А., Троицкий В. С., Цейтлин Н. М. – В кн.: Очерки истории радиоастрономии в СССР. — Киев: Наукова думка, 1985. С. 79.

А.А.Красильников и др.

- 2. Берштейн И.Л., Сибиряков В.Л. //Радиотехника и электроника, 1958. Т. З. С. 290.
- 3. Дрягин Ю. А., Федосеев Л. И. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1969. Т. 12. С. 813.
- Исследование электромагнитных волн в переходном диапазоне между инфракрасными лучами и волнами миллиметрового диапазона: Отчет по НИР "Свет—МВО". Часть 2. Т. 5. Радиотехнические методы приема сигналов. — Горький: НИРФИ, 1961.
- 5. Голант М. Б., Вилейкин Р. Л., Зюлина Е. А., Каплун З. Ф., Негирев А. А., Парилов В. А., Реброва Е. Б., Савельев В. С. //Приборы и техника эксперимента, 1965. № 4. С. 136.
- 6. Горохов Н. А., Дрягин Ю. А., Федосеев Л. И. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1962. Т. 5. № 2. С. 413.
- 7. Кисляков А. Г., Наумов А. И. //Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1970. Т. 6. С. 239.
- 8. Куликов Ю. Ю., Ризов Е. Ф., Федосеев Л.И., Швецов А. А., Кузнецов И. В., Кукина Э. П. //Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1975. Т. 11. С. 1071.
- Кузнецов И. В., Куликов Ю. Ю., Ризов Е. Ф., Федосеев Л. И., Швецов А. А. //Астрон. цирк. № 891, 30 сент. 1975.
- Куликов Ю. Ю., Рыскин В. Г., Федосеев Л. И., Швецов А. А. В кн.: Радиофизические исследования атмосферы: Труды Всес. симп. по радиофизическим исследованиям атмосферы (Октябрь 1975 г., Ленинград). Л.: Гидрометеоиздат, 1977. С. 155.
- 11. Farman J. C., Gardiner B. G., Shanklin J. D. //Nature, 1985. V. 315. P. 207.
- 12. Борисов О. Н., Демкин В. М., Куликов Ю. Ю., Рыскин В. Г., Шанин В. Н., Юрков В. М. //Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана, 1989. Т. 25. С. 1033.
- Андриянов А. Ф., Дрягин С. Ю., Кузнецов И. В., Кукин Л. М., Никифоров П. Л. Предварительные результаты наблюдений стратосферного озона на мм волнах в Антарктиде. //Препринт № 293. — Н. Новгород: ИПФ РАН, 1991.
- Борисов О. Н., Ерухимова Т. Л., Куликов Ю. Ю., Лубяко Л. В., Моченева О. С., Рыскин В. Г., Суворов Е. В., Шанин В. Н., Швецов А. А., Юрков В. М. Микроволновые наблюдения стратосферного озона в Арктике (осень 1988 – весна 1989). //Препринт № 306. — Н. Новгород: ИПФ РАН, 1992.
- 15. Kulikov Y. Y., Kuznetsov I. V., Andriyanov A. F., Borisov O. N., Dryagin S. Y., Erukhimova T. L., Kukin L. M., Lubyako L. V., Mocheneva O. S., Nikiforov P. L., Ryskin V. G., Suvorov E. V., Shanin V. N., Shvetsov A. A., Yurkov V. M. //J. Geophys. Res., 1994. V. 99. № D10. P.21109.
- 16. Kulikov Y. Y., Kuznetsov I. V., Pegeev V. P., Ryskin V. G., Steen A., Suvorov E. V., Witt G. //Геомагнетизм и аэрономия, 1994. Т. 34. № 5. С. 125.
- 17. Erukhimova T. L., Trakhtengerts V. Y. //J. of Atmospheric and Terrestrial Physics, 1995. V. 57. P. 135.
- 18. Воронов В. Н., Демкин В. М., Куликов Ю. Ю., Рыскин В. Г., Юрков В. М. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1986. Т. 29. С. 1403.
- 19. Parrish A., de Zafra R. L., Solomon P. M. //Radio Sci., 1988. V. 23. P. 106.
- Koistinen O. P., Valmu H. T., Raisanen A., Vdovin V. F., Dryagin Y. A., Lapkin I. V. //IEEE Trans. Microwave Theory Tec., 1993. V. 41. P. 2232.
- 21. Красильников А. А., Куликов Ю. Ю., Мазур А. Б., Рыскин В. Г., Серов Н. В., Федосеев Л. И., Швецов А. А. //Геомагнетизм и аэрономия, 1997. Т. 37. № 3. С. 174.
- 22. Красильников А. А. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1995. Т. 38. С. 608.
- 23. Федосеев Л. И., Куликов Ю. Ю. //Радиотехника и электроника, 1971. Т. 16. С. 554.
- 24. Буров А. Б., Воронов В. Н., Красильников А. А., Куликов Ю. Ю., Рыскин В. Г. //Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1981. Т. 17. С. 775.
- 25. Kulikov Y. Y., Fedoseev L. I., Krasilnikov A. A., Ryskin V. G., Shanin V. N. //Геомагнетизм и аэрономия, 1994. Т. 34. № 5. С. 117.
- 26. Randegger A. K. //Pure and Appl. Geophys., 1980. V. 118. № 5. P. 1052.

А.А.Красильников и др.

- 27. Куликов Ю. Ю., Маркина Н. Н., Наумов А. П., Рыскин В. Г., Сумин М. И., //Изв. АН СССР. Физика атмосферы и океана, 1988. Т. 24. С. 1282.
- 28. De La Noe J., Baudry A., Perault M., Dierich P., Monnanteuil N., Colmont J. M. //Planet. Space Sci., 1983. V.31. № 7. P.737.
- 29. Barnett J. J., Corney M. //Handbook for MAP, 1985. V. 16. P. 47.
- 30. Kulikov Y.Y., Erukhimova T.L., Fedoseev L.I., Krasilnikov A.A., Suvorov E.V. In: CRISTA/MAHRSI. Campaign Handbook, 1994. P. 68.
- Riese M., Preusse P., Spang R., Ern M., Jarish M., Grossmann K. U., Offermann D. //Adv. Space Res., 1997. V. 19. P. 563.
- 32. Hilsenrath E. //J. Atmos. Sci., 1971. V. 28. P. 295.
- 33. Lean J. L. //J. Geophys. Res., 1982. V. 87. P. 4973.
- 34. Penfield H., Litvak M. M., Gottlieb C. A., Lilley A. E. //J. Geophys. Res., 1976. V. 81. P. 6115.
- 35. Zommerfelds W.G., Kunzi K.F., Summers M.E., Bevilacqua R.M., Strobel D.F., Allen M., Sawchuk W.I. //J. Geophys. Res., 1989. V.94. № D10. P. 12819.
- 36. Демкин В. М., Куликов Ю. Ю., Рыскин В. Г., Юрков В. М. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1989. Т. 32. С. 642.
- 37. Ricaud P., Brillet J., de La Noe J., Parisot J. P. //J. Geophys. Res., 1991. V. 96. № D10. P. 18617.
- Connor B. J., Siskind D. E., Tsou J. J., Parrish A., Remsberg E. E. //J. Geophys. Res., 1994. V. 99. № D8. P. 16757.
- 39. Herman J. R. //J. Geophys. Res., 1979. V. 84. P. 3701.
- 40. Ehhalt D. H., Heidt L. E., Lueb R. H., Martell E. A. //J. Atmos. Sci., 1975. V. 32. P. 163.
- 41. Bevilacqua R. M., Stark A. A., Schwartz P. R. //J. Geophys. Res., 1985. V. 90. № D3. P. 5777.
- 42. Aellig C. P., Kampfer N., Hauchecorne A. //J. Geophys. Res., 1995. V. 100. № D7. P. 14125.
- 43. Красильников А.А., Куликов Ю.Ю., Рыскин В.Г. //Изв. РАН. Физика атмосферы и океана, 1998. Т. 34. № 2. С. 282.
- 44. Waters J. W., Wilson W. J., Shimabukuro F. I. //Science, 1976. V. 191. P. 1174.
- 45. Goldsmith P. F., Litvak M. M., Plambeck R. L., Williams D. R. W. //J. Geophys. Res., 1979. V. 84. № A2. P. 416.
- 46. Kunzi K. F., Carlson E. R. //J. Geophys. Res., 1982. V. 87. № C9. P. 7235.
- 47. Clancy R. T., Muhleman D. O., Allen M. //J. Geophys. Res., 1984. V. 89. № D6. P. 9673.
- 48. Solomon S., Garcia R.R., Olivero J.J., Bevilacqua R.M., Schwartz P.R., Clancy R.T., Muhleman D. O. //J. Atmos. Sci., 1985. V. 42. № 10. P. 1072.

Институт прикладной физики РАН, Н. Новгород, Россия

Поступила в редакцию 26 марта 1998 г.

REMOTE SENSING OF THE UPPER ATMOSPHERE OVER NIZHNY NOVGOROD

A. A. Krasil'nikov, Yu. Yu. Kulikov, V. G. Ryskin, L. I. Fedoseev

The equipment and observational procedures of the some stratosphere and mesosphere gas components are described. The measurement data on ozone temporal and spatial variations (seasonal and diurnal variations, "ozone clouds") at heights 20–70 km over Nizhny Novgorod are presented. Seasonal variations of ozone content above 22 km and ozone vertical profile are compared with TOMS and CRISTA satellite data. The measurement data on mesospheric carbon monoxide are also presented.

А.А.Красильников и др.

УДК 520.8-7

МАЛОШУМЯЩИЕ ПРИЕМНИКИ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

В. Ф. Вдовин, И. И. Зинченко

Дается обзор современного состояния дел в области разработок приемников коротковолновой части миллиметрового и субмиллиметрового диапазонов длин волн с предельно низким уровнем собственных шумов. Основным типом таких приемников остается супергетеродин со смесителем на входе, причем на частотах до ~ 1 ТГц доминируют смесители на туннельных контактах сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС), шумовая температура которых уже вплотную приблизилась к квантовому пределу, а на более высоких частотах наилучшие результаты получены при использовании в качестве смесителей болометров на горячих электронах, где используется резкая зависимость сопротивления сверхпроводника от температуры вблизи *T*_c. Приводятся примеры разработок в ИПФ РАН СИС—приемников, а также охлаждаемых приемников на диодах с барьером Шоттки, которые, хотя и несколько уступают по шумовой температуре СИС—приемникам, вполне адекватны для многих приложений. Обсуждаются перспективы развития техники малошумящего приема на MMB и субММВ, в частности, разработки интегральных приемников и многолучевых систем.

В В Е Д Е Н И Е

Активное освоение коротковолновой части миллиметрового диапазона началось в конце 60-х, начале 70-х годов, в первую очередь, для нужд радиоастрономии. Долгое время после этого, да и сейчас во многих случаях чувствительность наземных радиотелескопов этого диапазона ограничивалась шумами приемных систем. Хорошо известно, что снижение температуры шума системы в q раз уменьшает время наблюдений, требуемое для получения того же отношения сигнала к шуму, в q^2 раз. Понятно, что разработка приемных систем с возможно более низким уровнем собственных шумов была и остается важнейшей технической задачей миллиметровой радиоастрономии. Естественной вехой на этом пути, к которой стремятся разработчики аппаратуры, являются шумы фона (атмосферные и т.п.) и антенны. Шум "идеального" приемника должен быть существенно ниже этого уровня.

Хотя именно радиоастрономия предъявляет наиболее жесткие требования к шумовым характеристикам приемников (поскольку имеет наименьший уровень фоновых шумов), малошумящая аппаратура ММВ и субММВ необходима и в других областях, например, в атмосферных исследованиях (в первую очередь, для мониторинга озона и других примесных газов), в системах радиовидения и пр.

Практически с самого начала было понятно, что для снижения шумов необходимо охлаждать входные элементы приемника (см., например, [1]). Основным типом приемника в этом диапазоне был и остается супергетеродинный радиометр со смесителем на входе. И в конце 70-х годов в США и Западной Европе появились приемники со смесителями на диодах с барьером Шоттки, охлаждаемых до ~ 20 К. Охлаждались и первые каскады УПЧ. Это дало выигрыш в чувствительности, по сравнению с неохлаждаемыми приемниками, в 3–4 раза. В дальнейшем, в середине 80-х годов началось активное внедрение смесителей на туннельных контактах сверхпроводник—изолятор—сверхпроводник (СИС). Они позволяют еще в несколько раз снизить шумовую температуру, практически вплоть до квантового предела, но требуют более глубокого охлаждения (до ~ 4 K).

Мало создать малошумящий приемник в лаборатории. Условия долговременной непрерывной работы на полноповоротной антенне предъявляют к приемной системе дополнительные требования. Это достаточно высокая надежность, стабильность основных характеристик, возможность дистанционного (и, желательно, автоматического) контроля за состоянием отдельных элементов и т. п.

Давние традиции разработки малошумящей приемной аппаратуры, развивавшиеся сначала в НИРФИ (см., например, [2]), а затем в ИПФ РАН, обеспечивают необходимую теоретическую и экспериментальную базу для создания и практического использования подобных систем. В первую очередь, это высокая культура и технология квазиоптических элементов и устройств, опыт создания качественных радиометрических систем для астрономии и задач распространения радиоволн, аппаратура и методики метрологии. На этой основе в ИПФ РАН давно и успешно ведутся разработки малошумящих приемных систем, удовлетворяющих перечисленным требованиям. Ниже приводятся примеры таких разработок, наряду с описанием общего состояния дел в данной области.

1. ОБЩЕЕ СОСТОЯНИЕ РАБОТ ПО МАЛОШУМЯЩИМ ПРИЕМНИКАМ ММВ И СУБММВ

1.1. СИС-смесители — основа малошумящей приемной аппаратуры на частотах до ~ 1 ТГц

Техника высокочувствительного приема на основе СИС-смесителей, появившаяся в 80-х годах, продолжает активно совершенствоваться, и в настоящее время этот тип приемника практически не имеет конкурентов по шумовым характеристикам, по крайней мере, до частот ~ 700 ГГц, что соответствует ширине энергетической щели в ниобии — основном материале, используемом для создания СИС-переходов. Шумовая температура приемников (в двухполосном режиме) на этих частотах не более чем в 5 раз превышает квантовый предел, $h\nu/k$ (рис. 1 [3]).





На более высоких частотах резко возрастают потери в настроечных ниобиевых линиях, что приводит к значительному росту шумовой температуры. Выход может быть найден в использовании вместо Nb такого металла, как Al, который имеет меньшие потери на этих частотах. В результате достигнуты

шумовые температуры ~ 1000 К на 1 ТГц. Кроме того, изучаются возможности использования сверхпроводящего материала с большей шириной энергетической щели — NbN ($T_c = 16$ K). К сожалению, поверхностный импеданс NbN и потери довольно велики. В работе [4] найдено, что смесители из NbN/Nb имеют примерно на порядок более высокие шумовые температуры в диапазоне 350–650 ГГц, чем чисто ниобиевые смесители.

1.2. Болометры на горячих электронах — решение проблемы для терагерцового диапазона?

Наиболее перспективным для малошумящего приемника терагерцового диапазона сейчас представляется использование в качестве смесителя болометра на горячих электронах (БГЭ). В основу заложены идеи, развивавшиеся много лет в МПГУ Е. М. Гершензоном и др. (см., например, [5, 6]). Работа этого прибора основана на резкой зависимости сопротивления пленки сверхпроводника от температуры электронной компоненты вблизи T_c . Проблема заключается в том, что для использования его в качестве смесителя с достаточно широкой полосой промежуточной частоты (ПЧ) необходимо обеспечить очень короткое время тепловой релаксации. Гершензон и др. предлагали в качестве механизма охлаждения электрон—фотонное взаимодействие. Однако, для Nb полоса ПЧ при этом оказывается менее 100 МГц. Более высокие ПЧ (до 3,5 ГГц) предсказаны (и реализованы) для NbN. Толщина пленки NbN составляет всего лишь 35 Å [7].

Недавно был предложен другой механизм охлаждения — диффузионный [8]. Его идея заключается в том, чтобы сделать сверхпроводниковую пленку очень короткой, $l \sim 0,3$ мкм. Тогда разогретые электроны быстро диффундируют через контакты из нормального металла. Экспериментально были получены полосы ПЧ до 6 ГГц [9].

Привлекательность БГЭ для очень высоких частот основана, в частности, на том, что в принципе шумовые характеристики этого устройства не зависят от частоты — здесь используется чисто тепловой эффект. В настоящее время достигнуты значения $T_N \sim 2500-3000$ К на 2,5 ТГц. Другие достоинства БГЭ смесителей заключаются в очень низком требуемом уровне мощности гетеродина (~ 100 нВт)[10, 11], а также в том, что им не требуется магнитное поле для подавления джозефсоновского тока, как в случае СИС-смесителей.

1.3. Смесители на ДБШ

Если надежды, возлагаемые на БГЭ, не оправдаются, то основой терагерцовых приемников останутся смесители на ДБШ. В настоящее время они обеспечивают шумовую температуру системы \sim 6000 K на 2,5 ТГц и \sim 70000 K на 4,75 ТГц [12].

Но смесители на ДБШ сохраняют и другие области применения, на более низких частотах. Их преимуществом по сравнению с СИС-смесителями является то, что они могут работать и при температуре ~ 300 К, а при охлаждении до ~ 20-70 К обеспечивают шумовые характеристики, вполне приемлемые для многих приложений, где не требуются рекордные величины, например, в атмосферных исследованиях. При этом используются системы охлаждения водородного и азотного уровней, которые значительно проще систем гелиевого уровня, требуемых для СИС-смесителей.

1.4. Конструкции смесителей ММВ и субММВ

Для СИС и БГЭ смесителей используются 2 основных варианта конструкции: 1) традиционная волноводная конструкция и 2) квазиоптическая, когда смесительный элемент, интегрированный с антенной (обычно спиральной), размещается на поверхности гиперполусферической линзы.

В. Ф. Вдовин, И. И. Зинченко

Волноводные смесители успешно применяются на частотах до ~ 1000 ГГц (напр., [4]). Сечение волноводного канала в смесителе SRON на 1500 ГГц составляет 190 × 95 мкм, т. е. используется волновод "нормальной" высоты. В этом смесителе настроечные элементы изготовлены из Al.

В СИС-смесителе на 850 ГГц, разработанном в СІТ [13], традиционная кварцевая подложка заменена мембраной из Si₃N₄ толщиной 1 мкм, на которой и создан СИС-контакт. Это сделано для исключения утечки СВЧ мощности через поверхностные моды кварцевой подложки.

В работе [14] предложен резонансный распределенный СИС смеситель на NbN. Особенности этого материала, в частности, большая глубина проникновения, приводят к очень малым размерам настроечных цепочек, так что переходы микронного размера следует рассматривать, как распределенные элементы. Использование резонансного распределенного смесителя снижает требования к точности изготовления настроечных цепей и к качеству пленки NbN.

Смесители на ДБШ, разрабатываемые для частот 1—6 ГГц в DLR [12], используют уголковый отражатель и диоды сотовой конструкции с диаметром анода 0,25—0,5 мкм. Емкость при нулевом смещении составляет 0,25—0,9 фФ.

1.5. Гетеродины

Выбор типа гетеродина во многом определяется типом используемого смесителя, т. к. требования к мощности гетеродина различаются на порядки. Если для ДБШ необходимы мощности в несколько мВт, то для БГЭ достаточно ~ 100 нВт (т. е. меньше, чем на 4 порядка). Для получения необходимой для ДБШ мощности на терагерцовых частотах используются газовые лазеры. Для СИС-смесителей на частотах до 1 ТГц достаточную мощность (сотни нВт) обеспечивают генераторы Ганна с умножителями. Следует заметить, что указанные мощности — это то, что должно попасть на смеситель для его нормальной работы. Ввод излучения гетеродина часто производится через ответвители и с использованием протяженных волноводных трактов, обладающих большими потерями, поэтому лишь малая часть его доходит до смесителя, что повышает требования к мощности гетеродина.

Продолжаются попытки повысить скважность импульсной генерации в лазерах на горячих дырках в Ge и, может быть, добиться даже непрерывной генерации в этих устройствах на уровне ~ 1 мВт, что решило бы проблему гетеродина для терагерцовых смесителей на ДБШ [15]. В ИФМ РАН изучаются и другие возможности создания субмиллиметровых генераторов на полупроводниковых гетероструктурах [16].

Для БГЭ смесителей на частотах > 1 ТГц предложено использовать смешение излучения двух твердотельных перестраиваемых оптических лазеров в фотодетекторе из GaAs, выращенном при низкой температуре [17]. Благодаря высокой подвижности и очень короткому времени жизни носителей, здесь возможно получить биения на терагерцовых частотах с достаточной выходной мощностью.

Еще одна идея, которая развивается для использования в интегральном СИС приемнике на частотах в несколько сотен ГГц (см. ниже), заключается в использовании направленного движения джозефсоновских вихрей в распределенном контакте Джозефсона (flux flow oscillator) [18].

1.6. Мазеры

Еще один путь получения очень низких шумовых температур приемников MMB — использование мазеров в качестве входных усилителей высокой частоты (УВЧ). В Радиоастрономическом институте Национальной академии наук Украины уже более 10 лет тому назад создан мазер диапазона длин волн 3 мм, активным веществом в котором является андалузит. Нами в течение ряда лет на PT-22 КрАО успешно эксплуатировался приемник диапазона частот 85-95 ГГц с этим мазером на входе, который зарекомендовал себя как весьма эффективный прибор с очень низким уровнем собственных

шумов [19]. Его шумовая температура составила около 60 К, что близко к лучшим результатам, достигнутым в мире в этом диапазоне (на СИС-приемниках). Однако поддержание рабочей температуры мазера (2 К) связано с большим расходом жидкого гелия. Кроме того, для него требуется мощная накачка в диапазоне длин волн ~ 2 мм; используемые для этой цели генераторы являются довольно недолговечными. Наконец, диапазон перестройки мазера невелик, что ограничивает возможности его использования для исследований спектральных линий молекул (например, линии широко распространенных молекул СО, СS и их изотопов на частотах 96–115 ГГц лежат за пределами этого диапазона).

1.7. Системы охлаждения

Выбор типа криогенного обеспечения определяется особенностями разрабатываемого приемника. Мощность, рассеиваемая в охлаждаемых модулях приемников ММВ, как правило, не превышает 0,1 Вт. Суммарные теплопритоки за счет неидеальности теплоизоляции и за счет излучения от нагретых окружающих поверхностей составляют до единиц Вт. Криогенные системы такого уровня хладопроизводительности относятся, согласно принятой классификации, к микрокриогенным системам (МКС).

Диапазон криогенных температур заключается в пределах от сотен мК до ~ 120 К. По мере снижения рабочей температуры довольно резко возрастают сложность и стоимость МКС. Последние подразделяются на группы по температурным уровням и называются по газам, соответственно температурам их фазовых переходов. Для охлаждения приемников ММВ используются все уровни температур от ~ 150 К до ~ 100 мК. Температуры субгелиевого уровня (ниже 1,6 К) применяются для охлаждения болометрических приемников, температуры гелиевого уровня — для охлаждения мазеров и СИС-смесителей, построенных на основе твердых сверхпроводников ниобиевого типа.

По принципу действия МКС подразделяются на 3 основные группы:

- Криоаккумуляторы (КА), использующие охлаждение за счет заранее охлажденного и расходуемого криоагента;
- Термоэлектрические и термомагнитные системы, использующие для охлаждения термоэлектрические и термомагнитные эффекты (эффект Пельтье, эффект Этингсхаузена и др.;
- Газовые криорефрижераторы (КР) холодильные машины, использующие энергию сжатого газа и различного рода механических циклов, в том числе различного рода системы сверхглубокого охлаждения, построенные на всевозможных сорбционных замкнутых циклах.

Довольно часто на практике применяются комбинированные МКС, построенные на различных сочетаниях вышеперечисленных основных групп. Наиболее полезные для разработки приемной аппаратуры ММВ сочетания: охлаждение газовым рефрижератором водородного уровня радиационного экрана в сочетании с гелиевым криоаккумулятором с откачкой паров для достижения 2,5 К при охлаждении СИС-приемника позволяет реализовать весьма экономичный режим работы (до 5 суток при расходе 4,5 л жидкого Не без заливки) [20]. В системах сверхглубокого охлаждения (ниже 2 К) используют комбинацию криоаккумулятора на LiHe с охладителем на эффекте Этингсхаузена или гелиевого сорбционного цикла.

С точки зрения создания автономных приемных систем, предназначенных для длительной эксплуатации, безусловно наилучшим решением является использование газовых криорефрижераторов. Выпуск подобных МКС в настоящее время налажен как за рубежом, так и в России [21]. В отличие от КА, использующего предварительно охлажденный криоагент, в КР охлаждение объекта осуществляется в процессе работы МКС, как правило, при расширении предварительно сжатого или сжимаемого в процессе работы КР газа.

2. РАБОТЫ ПО МАЛОШУМЯЩИМ ПРИЕМНИКАМ В ИПФ РАН

2.1. СИС-приемники

2.1.1. СИС-приемник диапазона длин волн 3 мм

Несколько лет назад в ИПФ РАН совместно с ИРЭ РАН был создан СИС-приемник диапазона длин волн 3 мм. Первые успешные испытания были проведены на РТ–25×2 вблизи Н. Новгорода [22]. В приемнике используется созданный в ИРЭ СИС-смеситель. При испытаниях на РТ-25×2 охлаждение осуществлялось в заливном гелиевом криостате. В ходе испытаний получена шумовая температура системы ~ 140 К, что с учетом высоких входных потерь (2,5дБ) соответствует шумовой температуре собственно приемника ~ 20 К в лучших точках диапазона перестройки.

В 1995 г. был подготовлен вариант приемника для работы на полноповоротной антенне типа РТ—22 КрАО с охлаждением в вакуумном криостате при помощи микрокриогенной системы замкнутого цикла. В июне 1995 г. был проведен успешный двухнедельный цикл наблюдений [23]. Шумовая температура приемника составила ~ 100 К в двухполосном режиме.

Упрощенная структурная схема приемника изображена на рис. 2. Сигнал через модулятор, осуществляющий диаграммную модуляцию, рупор—поворот и герметичное окно проходит в криостат, где через терморазвязывающий волновод подается в смеситель. Общий вид входной части приемника, размещаемой внутри криостата, с элементами системы охлаждения показан на рис. 3.

Гетеродин подключается в тракт сигнала через направленный ответвитель —20 дБ, выполненный на скрещенных волноводах основного сечения и расположенный непосредственно перед смесительной камерой. Настройка смесителя по частоте осуществляется короткозамыкающим (КЗ) плунжером смесительной камеры. Рабочая точка на вольт—амперной характеристике (смещение) задается источником постоянного напряжения.

После преобразования сигнал промежуточной частоты (ПЧ) подается на малошумящий предварительный усилитель ПЧ (ПУПЧ) диапазона 1,3–1,6 ГГц и после дополнительного усиления через полосовой фильтр 1,3–1,6 ГГц и ответвитель –3 дБ подается параллельно на детектор широкого канала и на второй преобразователь, сигнал с которого идет на спектроанализатор.

В состав приемника входит комплект аппаратуры для дистанционного управления и настройки приемного комплекса, включающий в себя механическую дистанционную настройку КЗ плунжера, задание напряжения на СИС переходе, измерение его вольт—амперной характеристики, регулировку мощности гетеродина при помощи аттенюатора и интерферометра Цендера—Маха, используемого в тракте гетеродина для обеспечения дополнительного подавления шумов гетеродина, генерируемых в полосе приема.

Смеситель. Смеситель был разработан на частотный диапазон 78–118 ГГц. Смесительная камера представляет собой волновод основного сечения (1,2 × 2,4 мм²) с цилиндрическим короткозамыкающим поршнем бесконтактного типа. Корпус смесителя изготавливался из медного сплава с присадкой теллура. Смесительный элемент, изготовленный на кварцевой подложке размером (0,7–0,75) × 7,2 × (0,1–0,18) мм³, монтировался в неизлучающую щель волновода по принципу подвешенной полосковой линии [24]. В смесительном элементе были использованы цепочки СИС-переходов. СИСпереходы были изготовлены по стандартной Nb–AlO_x–Nb технологии и представляли собой туннельные переходы между двумя сверхпроводящими пленками из Nb толщиной ~ 1000 Å. В качестве изолятора использовался тонкий, ~ 10 Å, слой из AlO_x [24].

СИС-переходы обладают большой собственной геометрической емкостью, которая шунтирует нелинейную часть импеданса на рабочей частоте. Для устранения этого эффекта к СИС-переходам были интегрально подключены индуктивные короткозамкнутые двухпроводные шлейфы, изготовленные



Рис. 2. Упрощенная структурная схема СИС-приемника.



Рис. 3. Общий вид входной части СИСприемника, размещаемой внутри вакуумного криостата. В левой части расположен сверхразмерный сигнальный волновод и пирамидальный переход на основное сечение, к которому подсоединен смеситель. Волновод меньшего сечения используется для подвода мощности гетеродина. В центре и в правой части видны элементы системы охлаждения. Тепловые экраны сняты.

также из Nb. Изготовление согласующего шлейфа из сверхпроводника позволило избежать потерь в настроечной системе.

Для осуществления лучшего согласования СИС-переходов как с входным ВЧ сигналом и сигналом гетеродина (с достаточно высокими значениями импедансов), так и выходной цепью ПЧ, имеющей низкий импеданс, использовался оригинальный принцип последовательно—параллельного включения. СИС-переходы были включены в цепочку при помощи настроечных элементов таким образом, что на частоте входного сигнала они были включены последовательно, а на ПЧ и по постоянному току — параллельно. Такое включение позволяет увеличить входной импеданс и уменьшить выходной импенданс смесительного элемента, а также уменьшить влияние разброса параметров СИС переходов в цепочке [25].

Система охлаждения. МКС замкнутого цикла МСМР–575Н–1,2/4,5 состоит из криостата с двухконтурной системой охлаждения и компрессорной установки. В первом контуре охлаждение происходит за счет трехступенчатого микроохладителя Джиффорда–МакМагона и достигается температура соответственно по ступеням 80, 25, 15 К. Этот контур используется для охлаждения радиационных экранов, демпфирования теплопритоков от "теплого"фланца входного волновода и других теплонесущих элементов конструкции к четырехградусной ступени и для охлаждения до необходимой температуры газа второго контура, в котором с помощью дросселирования достигается температура 4,3 К, необходимая для эффективной работы СИС-смесителя, как малошумящего преобразователя частоты.

В процессе подготовки комплекса к эксплуатации на радиотелескопе РТ-22 МКС была модернизирована (совместно со специалистами АО "Сибкриотехника"), в результате этого удалось понизить температуру криостатирования с 4,55 до 4,3 К за счет уменьшения тепловой нагрузки на четвертую ступень МКС и разработки новой системы стабилизации температуры. Значительно уменьшена масса МКС (с 450 до 250 кг) путем применения отдельных компрессорных установок для блока микроохладителей и для дроссельного контура; с целью уменьшения времени выхода МКС на рабочий режим увеличена тактовая частота работы двигателя микроохладителей контура Джиффорда-МакМагона.

Основные характеристики. Шумовая температура тракта ПЧ, измеренная при помощи СИСперехода в качестве источника шумового сигнала (дробовый шум), составила 28 К без учета рассогласования цепочки переходов и входной цепи ПЧ. Положение настроечного поршня и мощность генератора гетеродина выбирались из соображений оптимальной работы СИС смесителя. В качестве источника сигнала использовались согласованные нагрузки с температурой 293 К и 77 К. Вольт—амперная характеристика цепочки СИС-переходов и уровень сигнала ПЧ для двух разных шумовых сигналов на входе показан на рис. 4. Напряжение смещения выбиралось в районе центра первого подщелевого пика сигнала ПЧ (квазичастичной ступени тока). Шумовая температура всего приемника в двухполосном режиме составила 80–100 К во всем диапазоне частот генератора гетеродина на ЛОВ (85–110 ГГц). Потери в подводящем тракте и гермоокне по лабораторным данным оценены в 1,0 ± 0,2 дБ. Потери преобразования смесителя равны $L = 6,8 \pm 0,5$ дБ. Шумовая температура собственно смесителя равнялась 25 ± 5 К.

Сравнительно высокая общая шумовая температура приемника объясняется довольно большими входными потерями и высоким уровнем шума УПЧ. Ведется работа по их снижению.

Применение. В июне—июле 1995 г. приемник использовался в составе спектрального комплекса, описанного в работе [26]. Шумовая температура приемника, измеренная стандартным методом двух нагрузок (в качестве холодной нагрузки использовалось излучение атмосферы), составила ~ 100 К (в двухполосном режиме). Это близко к результатам лабораторных измерений. Приемник работал стабильно и надежно. Примеры результатов приведены в работе [23].

2.1.2. СИС-приемник диапазона длин волн 1,3 мм

Смесительная камера. Конструкция смесительной камеры аналогична описанной выше (для



Рис. 4. Вольт—амперная характеристика цепочки из 5-и СИС-переходов с накачкой гетеродина (в) и без накачки (г), а также уровень сигнала ПЧ для шумовых сигналов нагрузки комнатной и азотной температуры на входе приемника (кривые *a* и б, соответственно).

диапазона длин волн 3 мм). Она представляет собой волновод основного сечения на диапазон длин волн 1,3 мм. В плоскости, перпендикулярной волноводу, в специальном канале смонтирована (приклеена) кварцевая подложка, на которой расположен сверхпроводниковый смесительный элемент. Настройка смесителя на рабочую частоту осуществляется механически при помощи короткозамыкающего поршня, расположенного в волноводном канале. Сигнал промежуточной частоты, а также смещение на смесительную структуру подаются при помощи пружинного контакта и далее выводится на стандартный коаксиальный 50-омный разъем. Входной сигнал и сигнал гетеродина подаются на входную рупорную антенну (диагональный рупор), сопряженный с волноводом. Возможна связь как квазиоптическим способом, так и при помощи сверхразмерного волновода.

Приемная структура. Приемная структура представляет собой подложку из плавленного или кристаллического кварца размерами $3,5 \times 0,3 \times 0,15$ мм. Смесительная структура, расположенная на одной из сторон подложки, состоит из нескольких слоев изолятора и сверхпроводника, между которыми сформированы СИС переходы. В качестве приемных элементов использовались переходы Nb–AlO_x–Nb размером 2 мкм². Тонкопленочная структура состоит из 5 слоев: нижний контактный слой (Nb), два слоя изолятора (SiO), верхний контактный слой (Nb) и слой контактных площадок (Au).

2.2. Приемники на ДБШ

2.2.1. Малошумящий смеситель диапазона длин волн 3 мм на планарных диодах с барьером Шоттки

Для использования в криоэлектронных приемных комплексах, применяемых в радиоастрономических и атмосферных исследованиях, в ИПФ РАН был разработан охлаждаемый смеситель на планарных диодах с барьером Шоттки. Схематично смеситель изображен на рис. 5. Смеситель снабжен стандартным волноводным фланцем 3-миллиметрового диапазона длин волн. Были изготовлены две модификации: одна в соответствии с отечественным стандартом сечения ($1,2 \times 2,4$ мм²), другая в международном стандарте WR-10. В остальном конструкции совпадали полностью, кроме использовавшихся соединителей промежуточной частоты (CP-50-751 и OSL, соответственно).

В.Ф.Вдовин, И.И.Зинченко

Таблица 1

Типичные параметры диодов

$f_{\rm c}$	$R_{\rm s}$	C_{t}	C_{j}	η	n
(ТГц)	(Ω)	$(\phi \Phi)$	$(\phi \Phi)$		(cm^{-3})
2,8	6	20	7	1,12	$8 \cdot 10^{16}$

Таблица 2

Результаты лабораторных измерений параметров смесителя на частоте 105 ГГц

Физическая	Шумовая температура	Потери	
температура	смесителя (DSB), $T_{ m M}$	преобразования, $L_{ m M}$	
(K)	(K)	(дБ)	
295 ± 1	300 ± 10	$6,3\pm0,2$	
35 ± 5	80 ± 15	$6,3\pm0,4$	



Рис. 5. Схематическое изображение смесителя на планарных ДБШ.

Диоды (производства НИИПП), представляющие собой диодные пары с общим катодом, монтировались вдоль зауженной до 1/4 нормальной высоты узкой стенки волновода, по центральной осевой линии, разделяющей смесительный блок на две симметричные половины. Короткозамыкающий плунжер, настраивавшийся при помощи дифференциального винта на $(1-3)\lambda/4$ от диода, использовался как в контактной, так и в бесконтактной конфигурации. При этом видимого отличия характеристик не было. Основные параметры использовавшейся диодной пары представлены в табл. 1. Результаты лабораторных измерений характеристик смесителя приведены в табл. 2. Центр полосы ПЧ приходился на 1,3 ГГц.

2.2.2. Охлаждаемые приемники на ДБШ для астрономии и атмосферных исследований

Смесители описанного выше типа успешно используются в радиоастрономическом приемнике диапазона длин волн 3 мм на радиотелескопе в Мецахови (Финляндия) с 1992 г. [27]. Шумовые характеристики приемника, охлажденного в вакуумном криостате рефрижератором замкнутого цикла до 20 К, представлены на рис. 6.

Подобный же смеситель, адаптированный к работе на верхних частотах диапазона, применялся в приемнике для атмосферных исследований на исследовательской станции Соданкюла (Финляндия) [28]. Шумовая температура приемника на частоте 110 ГГц составила 530 К в однополосном режиме. При этом входные потери в гермоокне и в фокусирующей линзе равнялись 0,85 дБ. Фильтрация



нижнего зеркального канала приема осуществлялась при помощи дополнительного интерферометра Цендера—Маха. В качестве УПЧ применялся малошумящий 3-каскадный усилитель на транзисторах с высокой подвижностью электронов (HEMT), имеющий шумовую температуру не более 10 К в полосе 3,0—4,2 ГГц при охлаждении до 20 К. Использовался гетеродин на диоде Ганна, настроенный на частоту 107,6 ГГц и охваченный системой ФАПЧ.

До перехода на СИС-смеситель в 1995 г. в аппаратурном комплекседля радиоастрономических исследований на радиотелескопе РТ-22 КрАО успешно использовались различные конфигурации охладаемых до водородных температур ДБШ приемников [31], последний из которых имел шумовую температуру около 250 К, при этом в качестве УПЧ применялись транзисторные усилители с шумовой температурой около 10 К, производства НИИ "Сатурн", г. Киев.

В ИПФ также разработаны малошумящие приемники на основе интегральных приемных модулей, созданных совместно с НПО "Исток", которые состоят из балансной смесительной структуры на ДБШ и предварительного УПЧ диапазона 1,3–1,7 ГГц [34]. Эти модули пригодны для работы как при комнатных температурах (при этом шумовая температура приемника составляет около 700 K), так и при охлаждении азотным криоаккумулятором, что снижает шумовую температуру в 2–3 раза.

2.3. Входные тракты

Как видно из предыдущих разделов, один из основных источников шума в СИС-приемниках и в охлаждаемых ДБШ приемниках — это входной тракт. Он неизбежно включает в себя элементы, имеющие температуру окружающей среды. При этом даже весьма небольшие потери значительно увеличивают общий уровень шума приемной системы. Так что, снижение входных потерь — одна из основных задач при разработке малошумящих приемников.

Наиболее перспективно размещение охлаждаемых узлов в вакуумном криостате. Практически все разработанные при участии авторов конструкции приемников такого типа. Основной проблемой вакуумного криостата является обеспечение низких потерь окна. При этом большинство разработок зарубежных авторов реализуют подход с использованием сравнительно толстых окон, порой с просветляющими и фокусирующими линзами, что, как правило, приводит к излишним потерям. В разработках

ИПФ совершенствование окон идет по пути снижения толщины, подбора материалов и совершенствования крепления, что, на наш взляд, дает заметный дополнительный выигрыш. Проведенные в ИПФ теоретические и многолетние экспериментальные работы подтверждают обоснованность такого подхода.

Другим существенным аспектом разработки приемников, охлаждаемых в вакуумном криостате, является проблема терморазвязанного входного тракта сигнала, обеспечивающего передачу, по возможности без потерь, принимаемого сигнала от "теплого"фланца криостата к "холодному" приемному элементу. Здесь также имеется два подхода: применение волноводного квазиоптического тракта с необходимыми терморазвязывающими характеристиками и минимальными потерями, и размещение рупора облучателя внутри криостата, обеспечивающее отсутствие механического контакта охлажденного приемника с "теплой" стенкой криостата. Второй способ представляется радикальным, но, к сожалению, не всегда реализуемым. По этой причине в ИПФ проведены работы по теоретическому анализу [32] и совершенствованию терморазвязывающих волноводов, что позволило довести значение их потерь и шумов до приемлемых величин (десятые доли децибел в коротковолновой части MMB диапазона), не вносящих существенного вклада в общую шумовую температуру приемника.

Значительного снижения шумовой температуры приемника на ДБШ удалось добиться за счет замены диплексера во входном тракте. Интерферометр Maxa—Цендера на сверхразмерных волноводах, который использовался в качестве диплексера в первых вариантах приемника, был заменен на квазиоптический кольцевой резонатор, предложенный в работе [33], с существенно меньшими потерями мощности сигнала. Если в интерферометре Maxa—Цендера они достигали 1,5–2 дБ, то в данном резонаторе не превышают 0,4 дБ.

2.4. Системы охлаждения

2.4.1. Криоаккумуляторы

До настоящего времени основным типом применяющихся криосистем, особенно в отечественной практике, является криоаккумулятор КА. КА отличают по фазе криоагента: твердой, жидкой, газовой, газожидкостной.

Важным аспектом в разработке систем с КА является вопрос размещения охлаждаемого объекта: в среде криоагента и вне его, в вакуумной полости криостата, с обеспечением надежного теплового контакта с охлаждающей емкостью, содержащей криоагент. Первый способ существенно проще в реализации и не связан с проблемой снижения тепловых сопротивлений охлаждаемых устройств. В то же время он обладает рядом недостатков: 1) значительный термоудар в начальный момент охлаждения, могущий повлечь отказы аппаратуры; 2) наличие пузырьков кипящего газа на тепловыделяющих элементах охлаждаемого приемника, что меняет диэлектрические свойства линий передач и оказывает механическое воздействие на отдельные элементы приемника, вызывая явления, сходные с микрофонным эффектом; 3) трудность устранения возможности конденсации влаги во время нагрева, что зачастую является причиной выхода приемника из строя. И, наконец, КА большой емкости криоагента, с размещенными внутри элементами, как правило, имеют существенно более длинные тракты для подвода принимаемого излучения, чем системы, содержащие элементы приемника в отдельной камере, соединенной с полостью КА хладопроводом.

В ИПФ разработаны оригинальные конструкции криостатов данного типа, которые успешно применяются для различных задач. Охлаждаемые узлы, как правило, размещаются в вакуумной полости.

2.4.2. Применение термоэлектрических и термомагнитных охладителей

Широко применяющиеся в криогенной технике охладители на термоэлектрических и термомагнитных эффектах, до последнего времени не получили распространения в приемных системах MMB. По-

добные охладители используются в качестве дополнительных ступеней в комбинированных криосистемах. Ограниченная хладопроизводительность и необходимость рассеяния значительного количества тепла (в силу невысокого КПД таких систем) в непосредственной близости от холодного спая термоэлемента — основные недостатки таких МКС. Типичные значения температурных перепадов, реализуемых на термоэлектрических МКС, не превышают 60 К, и для достижения криотемператур используются батареи каскадированных термоэлементов (ТЭБ).

В ИПФ была разработана система охлаждения приемника на ДБШ 3-миллиметрового диапазона длин волн на ТЭБ, обеспечивающая температурный перепад в 140 К с хладопроизводительностью 0,5 Вт. При этом шумовая температура приемника, по сравнению с неохлажденным вариантом, снизилась в 2 раза. Весьма привлекательным свойством ТЭБ является прямая зависимость его хладопроизводительности от потребляемого тока, позволяющая реализовать сравнительно простые системы автоматического регулирования температуры и стабилизации теплового режима приемника.

2.4.3. Газовые криорефрижераторы

Разработанные в ИПФ малошумящие радиоастрономические приемники, предназначенные для длительных непрерывных измерений, охлаждаются при помощи газовых криорефрижераторов, описанных в соответствующих разделах.

3. ПЕРСПЕКТИВЫ

3.1. Малошумящие усилители ММВ

Наряду с мазерами, активно разрабатываются транзисторные малошумящие усилители, пригодные для использования в качестве входного усилителя (УВЧ) приемников ММ диапазона. На сегодняшний день практически разработаны усилители 3-миллиметрового диапазона на транзисторах с высокой подвижностью электронов [36], в том числе охлаждаемые. В целом по шумам они пока заметно уступают и охлаждаемым ДБШ, но активно прогрессируют по мере решения основной проблемы — снижения омических потерь в затворе транзистора.

3.2. Интегральные приемники

С развитием техники и технологии микроволн вполне естественно появляется стремление объединить по возможности бо́льшую часть приемной системы в единый компактный модуль. Это особенно важно, например, для космических применений.

Достаточно давно созданы модули, сочетающие в себе смеситель на ДБШ и ПУПЧ (напр., в НПО "Исток- [29], а также в НИИПП) [30]). Они хорошо зарекомендовали себя и в охлажденных приемниках, в том числе применявшихся для радиоастрономических [34] и атмосферных задач [35]. По шумовым характеристикам приемники такого рода лишь незначительно уступают описанным выше, но превосходят их простотой и удобством настройки. Отсутствие входного диплексера и балансная схема включения смесительных диодов также способствуют приближению шумовых параметров к рекордным.

Наиболее амбициозный проект развивается сейчас в ИРЭ РАН в сотрудничестве со Space Research Organization Netherlands (SRON). Планируется объединить на нескольких чипах не только СИС смеситель с антенной и УПЧ, но также гетеродин и даже цифровой коррелятор для обработки принимаемых сигналов [37].

В. Ф. Вдовин, И. И. Зинченко

В качестве гетеродина в этом приемнике предполагается использовать уже упоминавшийся flux flow oscillator (FFO). Основная проблема заключается в получении достаточно узкой полосы генерации. К настоящему времени реализованы полосы ~ 200 кГц на частоте 450 ГГц [37].

В качестве УПЧ планируется применить SQUID. Прототип такого УПЧ создан и имеет шумовую температуру ~ 5 К. Цифровой коррелятор основан на сверхбыстрых RSFQ элементах (одноквантовых цифровых схемах). Он должен иметь полосу анализа 2 ГГц и разрешение около 2 МГц.

Существуют некоторые принципиальные проблемы, которые необходимо преодолеть при разработке этого приемника. Первая связана с согласованием СИС смесителя с гетеродином. При оптимальном согласовании значительная часть мощности полезного сигнала будет уходить в тракт гетеродина. С другой стороны, мощность FFO ограничена, что не позволяет использовать слишком большое затухание. Разработчики выбрали развязку между смесителем и гетеродином ~ 7 дБ, что обеспечивает достаточный уровень накачки в широком интервале частот.

Другой проблемой является необходимость задания существенно различных магнитных полей для работы СИС смесителя и FFO. Поле, которое требуется для подавления джозефсоновского шума, на 2 порядка превосходит уровень, нужный для работы FFO. Эта проблема решается путем разработки отдельных шин управления, создающих локальные магнитные поля для СИС и FFO.

Сложной представляется и реализация ФАПЧ FFO, без чего последние едва ли будут конкурентоспособны в большинстве практических задач. Рабочие частоты интегрального приемника будут достигать ~ 700 ГГц, а уровень потребляемой мощности составит всего лишь около 1 Вт. К настоящему времени реализована шумовая температура в двухполосном режиме ~ 140 К на частоте 500 ГГц и полоса перестройки более 100 ГГц.

3.3. Многолучевые системы

3.3.1. Преимущества многолучевых систем

Многолучевые системы создаются ради возможности быстрого получения изображений объектов. Конечно, это имеет смысл только в том случае, если размеры изучаемого источника значительно превышают ширину диаграммы направленности. Кроме того, построение многолучевой системы будет оправданным, если чувствительность каждого пространственного канала, по крайней мере, не сильно уступает чувствительности однолучевого приемника. Например, если чувствительность будет в 2 раза хуже, то сканирующий однолучевой приемник будет эквивалентен 4-лучевой системе (по времени, необходимому для получения изображения с тем же отношением сигнал/шум), а стоимость его будет, очевидно, значительно ниже.

3.3.2. Основные подходы к созданию многолучевых систем и проблемы

В принципе, возможны два концептуально разных варианта многолучевых систем: системы на основе фазированных антенных решеток (ФАР), заполняющих некоторую апертуру, и системы, представляющие собой решетку приемных элементов в фокальной плоскости антенны. Возможны и сочетания этих вариантов. Подавляющее большинство многолучевых систем ММВ строится по второму принципу (мы не считаем здесь интерферометры ММВ, где заполнение апертуры очень мало). Возможно, единственным исключением является система радиовидения на основе ФАР, создаваемая МГУ и НПО "Исток- [38], но и она работает в диапазоне длин волн 8 мм, который мы здесь не рассматриваем.

Существуют 2 основных подхода к созданию решеток в фокальной плоскости: 1) сборка такой системы из практически независимых приемных модулей и 2) разработка принципиально многолучевых приемников. Первый вариант облегчает обслуживание и ремонт в случае необходимости отдельных каналов. Второй позволяет создавать более компактные системы с бо́льшим числом каналов.

Пример первого подхода — это приемник Национальной Радиоастрономической Обсерватории США на 1,3 мм, представляющий собой решетку 2 × 4 СИС приемников с общим гетеродином и квазиоптическим входом [39]. Система с несколько более высоким уровнем интеграции, где имеется единый приемный модуль с 4 × 4 облучателями, волноводными СИС смесителями и УПЧ, создается в Чалмерском техническом университете (проект SISYFOS [40]). Есть и другие подобные устройства. В том числе, подобная модульная конструкция на основе ДБШ разрабатывается в НИИПП [41].

Второй подход реализуется, например, в JPL (CalTech), где создаются квазиоптические системы на 230 ГГц и 492 ГГц на основе решетки из 2 × 5 СИС-переходов, интегрированных с дипольными антеннами и размещенных на плоской поверхности параболической кварцевой линзы с металлизированной параболической поверхностью [42]. Подобное устройство на основе ДБШ и гиперполусферической линзы было создано около 10 лет тому назад в НПО "Сатурн"и успешно испытано в ИПФ РАН [43].

Входными элементами, как обычно на MMB и субMMB, как правило, служат малошумящие смесители, и одна из основных проблем при обоих подходах — это подача мощности гетеродина на смесители. Причем для ДБШ она усложняется еще и сравнительно высокими требованиями к уровню мощности.

В радиоастрономии возникают некоторые специфические проблемы, связанные, например, с тем, что практически все крупные радиотелескопы имеют альт-азимутальную монтировку. Поэтому, чтобы каждый луч мог достаточно долго следить за соответствующей точкой источника, необходимо соответственно поворачивать приемную систему в ходе измерений. Альтернативный подход заключается в изменении процедуры измерений и построения изображений на основе программного учета положения отдельных лучей в процессе измерений.

Есть проблемы и в построении системы облучателей, размещаемых обычно в фокальной плоскости антенны. С одной стороны, для получения полной, в смысле Найквиста, выборки облучатели должны располагаться на расстояниях, не превышающих $\lambda f/(2D)$ (f — эффективное фокусное расстояние, D — диаметр антенны). Однако, для оптимального облучения антенны размеры рупоров должны быть в 3–5 раз больше. Эта проблема решается путем последовательного заполнения изображения.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

За последние годы шумовые характеристики приемников ММВ и субММВ вплотную приблизились к фундаментальному квантовому пределу на частотах до ~ 700 ГГц. Перспективы дальнейшего развития этого направления связаны с совершенствованием терагерцовых приемников, с созданием интегральных приемных модулей и с разработкой многолучевых систем.

Данная работа поддерживалась грантами РФФИ 96-02-16472, INTAS 93-2168-ext, а также МНТП "Физика микроволн".

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Кисляков А. Г., Лебский Ю. В., Наумов А. И. Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1968, Т. 9. С. 1791.
- 2. Берштейн И.Л., Сибиряков В.Л. //Радиотехника и электроника, 1958. Т. З. С. 290.
- 3. Zmuidzinas J. In: Proc. 30th ESLAB Symp. "Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation". The Netherlands, ESA SP-388, 1996. P. 151.
- 4. Van de Stadt H., Mees J., Barber Z., Blamire M., Dieleman P., De Graauw T. //Int. J. IR & MM Waves, 1996. V. 19. P. 91.
- 5. Гершензон Е. М., Гершензон М. Е., Гольцман Г. Н., Семенов А. Д., Сергеев А. В. //Письма в ЖЭТФ, 1981. Т. 34. С. 281.

- Gerhsenzon E. M., Gol'tsman G. N., Gogidze I. G., Gousev Y. P., Elant'ev A. I., Karasik B. S., Semenov A. D. //Sov. Phys. Superconductivity, 1990. V. 3. P. 1582.
- 7. Ekström H., Kollberg E., Yagoubov P., Gol'tsman G., Gerhsenzon E., Yngvesson S. Gain and noise bandwidth of NbN hot electron bolometric mixers. //Appl. Phys. Lett., 1997. V. 70.
- 8. Prober D. E. //Appl. Phys. Lett., 1993. V. 62. P. 2119.
- 9. Burke P. J., Schoelkopf R. J., Prober D. E., Skalare A., Mcgrath W. R., Bumble B., LeDuc H. G. //Appl. Phys. Lett., 1996. V. 68. P. 3344.
- 10. Fiegle K., Diehl D., Jacobs K. In: Proc. 30th ESLAB Symp. "Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation". The Netherlands, ESA SP-388, 1996. P.211.
- 11. Ягубов П.А. Квазиоптические смесители терагерцового диапазона на эффекте разогрева электронов в тонких пленках NbN: Канд. дис.: МПГУ. М., 1997.
- 12. Hübers H.-W., Röser H. P., Schwaab G. W. In: Proc. 30th ESLAB Symp. "Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation". The Netherlands, ESA SP-388, 1996. P. 159.
- Kooi J. W., Pety J., Schaffer P. L., Phillips T. G., Bumble B., LeDuc H. G., Walker C. K. In: Proc. 30th ESLAB Symp. "Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation". The Netherlands, ESA SP-388, 1996. P. 163.
- 14. Belitsky V. Yu., Kollberg E. L. In: Proc. 30th ESLAB Symp. "Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation". The Netherlands, ESA SP-388, 1996. P. 171.
- Bründermann E., Linhart A. M., Reichertz L. A., Röser H. P., Dubon O. D., Hansen W. L., Sirmain G. C., Haller E. E. In: Proc. 30th ESLAB Symp. "Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation". The Netherlands, ESA SP-388, 1996. P. 175.
- 16. Andronov A. //Semicond. Science and Technology, 1992. V.7. P. 29.
- 17. Mcintosh K. A., Brown E. R., Nichols K. B., Mcmahon O. B., Dinatale W. F., Lyszczarz T. //Appl. Phys. Lett., 1995. V. 67. P. 3844.
- 18. Nagatsuma T., Enpuku K., Irie F., Yoshida K. Flux-flow type Josephson oscillator for millimeter and submillimeter wave region. //J. Appl. Phys., V. 54. P. 3302.
- 19. Шульга В. М., Зинченко И. И., Нестеров Н. С. и др. //Письма в Астрон. ж., 1991. Т. 17. С. 1084.
- 20. Archer J. W. //Rev. Sci. Instrum., 1985. V. 56. P. 449.
- 21. Микрокриогенная техника: Каталог. М.: ЦИНТИХИМНЕФТЕМАШ, 1982. 15 с.
- 22. Шитов С. В., Вдовин В. Ф., Зинченко И. И. и др. //Препринт ИПФ РАН. Н. Новгород, 1992. № 309. 18 с.
- Зинченко И. И., Барышев А. М., Вдовин В. Ф., Замятин И. В., Кошелец В. П., Лапинов А. В., Лапкин И. В., Мышенко В. В., Нестеров Н. С., Пирогов Л. Е., Шитов С. В., Шульга В. М. //Письма в Астрон. ж., 1997. Т. 23. С. 145.
- 24. Ермаков А. Б., Кошелец В. П., Ковтонюк С. А., Шитов С. В. //Сверхпроводимость: физика, химия, техника, 1991. Т. 4. С. 2023.
- Шитов С. В., Кошелец В. П., Ковтонюк С. А., Барышев А. М. //Сверхпроводимость: физика, химия, техника, 1993. Т. 6. С. 642.
- 26. Зинченко И.И., Буров А.Б., Вдовин В. Ф. и др. //Письма в Астрон. ж., 1987. Т. 13. С. 582.
- 27. Dryagin Y., Vdovin V., Lapkin I., Zinchenko I., Kuittinen K., Oinaskallio E., Peltonen J. //Experim. Astron., 1995. V. 5. P. 279.
- 28. Koistinen O. P., Valmu H. T., Räisänen A., Vdovin V. F., Dryagin Y. A., Lapkin I. V. //IEEE Trans., 1993. V. MTT-41. P. 2232.
- 29. Амирян Р.А., Криворучко В.И., Куприянов П.В., Негирев А.А. //Электронная техника. Сер. 1. Электроника СВЧ, 1991, Вып. 2(436). С. 1921.
- 30. Божков В. Г., Вдовин В. Ф., Воронов В. Н. и др. //Радиотехника и электроника, 1992. Т. 37. С. 736.

- 31. Zinchenko I.I. et al. In: Conf. Dig. of Int. Conf. on MM & FIR Tech. June 19–23. 1989 (ICMMWF 89). Beijing, China: Dragon Spring Hotel, 1989.
- 32. Vdovin V. F. Shereshevsky I. A., Vdovicheva N. K. In: Proc. of International conference on MM and subMM waves and applications, Atlanta, USA, Jan. 1994. P. 529.
- 33. Воронов В. Н., Зинченко И. И. В сб.: XXI Всесоюзн. радиоастрономич. конф.: Тезисы докл.: Ереван, 1989. С. 41.
- 34. Vdovin V. F., Zinchenko I. I. In: Proc. 4-th Soviet-Finnish Symp. on Radio Astronomy /Ed. R. M. Martirossian. Ashtarack: Armenian Academy of Sciences, 1991. P. 28.
- 35. Вакс В. Л., Вдовин В. Ф., Кисляков А. Г. и др. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1997. Т. 40. С. 1365.
- 36. Happy H., Cappy A., et al. In: Proc. of MW Symp., 1991. V.2. P. 627.
- 37. Koshelets V. P., Shitov S. V., Filippenko L. V., et al. In: Proc. 30th ESLAB Symp. "Submillimetre and Far-Infrared Space Instrumentation". The Netherlands, ESA SP-388, 1996. P. 193.
- 38. Пирогов Ю. А., Гладун В. В., Тищенко Д. А., Дубина А. И., Терентьев Е. Н. В сб.: Физика микроволн: Сб. отчетов по проектам МНТП Миннауки РФ. — Н. Новгород, 1996. Т. 2ю С. 248.
- 39. Payne J. M., Jewell P. R. In: Multi-feed Systems for Radio Telescopes /Eds. D. T. Emerson & J. M. Payne, ASP Conf. Ser., 1995. V. 75. P. 144.
- 40. Johansson J. F. In: Multi-feed Systems for Radio Telescopes /Eds. D. T. Emerson end J. M. Payne: /ASP Conf. Ser., 1995. V. 75. P. 130.
- 41. Божков В. Г., Геннеберг В. А., Фригер А. Д. В сб.: Физика микроволн: Сб. отчетов по проектам МНТП Миннауки РФ. Н. Новгород, 1996. Т. 2. С. 237.
- 42. Stimson P. A., Dengler R. J., Leduc H. G., Siegel P. H. In: Multi-feed Systems for Radio Telescopes /Eds. D. T. Emerson end J. M. Payne, ASP Conf. Ser., 1995. V. 75. P. 245.
- 43. Забытов Ю. М., Лебский Ю. В., Федосеев Л. И., Фельман Э. Н., Гельфер А. Г. //Радиотехника и электроника, 1993. Т. 38. С. 2240.

Институт прикладной физики РАН,

Н. Новогород, Россия

Поступила в редакцию 31 марта 1998 г.

LOW-NOISE RECEIVERS IN MILLIMETER AND SUBMILLIMETER-WAVE BANDS

B. F. Vdovin, I. I. Zinchenko

A review is given of the current state in research and development of receivers with extremely lownoise level in the short-wave part of mm and submm wave bands. The main type of these receivers remains a superheterodyne with a mixer at the input. The mixers on tunnel contacts superconductor-insulatorsuperconductor (SIS) dominate up to frequencies ~ 1 THz with a noise temperature being already very close to the quantum limit. At higher frequencies the best results have been obtained with bolometers on hot electrons as mixers where a sharp dependence of semiconductor resistance on temperature T_c is used. A number of SIS receiver designs at IAP of the Russian Academy of Sciences are given as well as those of cooled receivers on Schottky-barrier diodes which although rank below SIS receivers in noise temperature are quite adequate for many applications. The perspectives of low-noise reception in mm and submm-wave bands are discussed, in particular, integral receivers and multibeam systems.

1448

УДК 535,2+535,854

ЦЕЛЬНОВОЛОКОННЫЕ ОПТИЧЕСКИЕ ГИРОСКОПЫ НА ОРТОГОНАЛЬНЫХ ПОЛЯРИЗАЦИЯХ

И. А. Андронова, В. М. Геликонов, Г. В. Геликонов

В общем виде получены выражения для невзаимной фазы на выходе волоконного кольцевого интерферометра (ВКИ), связанной с поляризационными эффектами. Эти выражения использованы для анализа двух систем ВКИ на анизотропных элементах без поляризатора с одним и двумя светоделителями с учетом их фазовой анизотропии и потерь. Сформулированы требования к элементам схем и их юстировки, приводящие к минимизации невзаимной поляризационной фазы, за счет реализации в одном контуре двух несвязанных ортогональных гироскопических каналов, сигналы которых на выходе складываются. Это позволяет предложить рассмотренные простые схемы для создания волоконных гироскопов средней точности.

В своем развитии волоконная гироскопия прошла путь от простых схем с одним светоделителем к более сложным схемам с двумя светоделителями и поляризатором, обладающими большей чувствительностью и стабильностью. Однако, созданные на основе таких схем полностью волоконные и компактные гироскопы среднего класса точности, с чувствительностью порядка 10-30 град/час и дрейфом в пределах 30-100 град/час достаточно дороги из-за сложности технологии сборки всего устройства в целом и из-за дороговизны входящего в него поляризатора в волоконном или интегральном исполнении. Поэтому, на современном этапе развития волоконной гироскопии вполне естественно вернуться к рассмотрению новых вариантов простых схем волоконно-оптических гироскопов (ВОГ) и возможностей уменьшения в этих схемах основной причины появления паразитного сигнала — поляризационной невзаимности. Цель данной работы — исследование возможности создания на анизотропных элементах без поляризатора цельноволоконных схем ВОГ на несвязанных ортогональных поляризациях и проведение их анализа с учетом характеристик светоделителей. В работе будут рассмотрены схемы с двумя светоделителями (схема "а", рис. 1а) и с одним светоделителем (схема "б", рис. 1б). Схемы с одним светоделителем наиболее привлекательны для практического использования, поскольку содержат минимальное количество элементов. К настоящему времени известен ряд работ, в которых проводится рассмотрение схем без поляризатора. Часть из них относится к начальному периоду развития волоконной гироскопии и поэтому в них проводится рассмотрение полудискретных схем, в которых имеют место дополнительные эффекты, связанные с неполным совмещением фронтов встречных волн [1-3]. К числу более поздних работ, в которых рассматривались цельноволоконные интерферометры без поляризатора, относятся работы [4-7]. Наиболее близкой по тематике является работа [8], в которой рассматриваются невзаимные эффекты в схеме ВОГ без поляризатора и с контуром, собственные поляризации которого, в общем случае, эллиптические. Основной недостаток известных нам работ — отсутствие учета параметров светоделителя. В схемах без поляризатора именно светоделитель может вносить существенный вклад в паразитный сигнал на выходе.

Для расчетов выходного сигнала ВКИ, как и в большинстве работ, будем использовать матричный метод Джонса. В первой части проведем вывод матрицы ВКИ на анизотропном волокне с учетом параметров светоделителя, проанализируем ее структуру и связь с элементами матрицы, обычно используемой в расчетах [7, 8]. В общем случае, в системе координат собственных эллиптически поляризованных волн матрицы волоконного контура диагональны. Как правило, расчет проводится в декартовой системе координат. Переход к сопровождающей декартовой системе координат [9], оси которой для волокна с линейным двупреломлением соответствуют осям двупреломления, а в случае волокна

И.А.Андронова, В.М.Геликонов, Г.В.Геликонов



Рис. 1. 1 — суперлюминесцентный излучатель, 2 — деполяризатор, 3 — светоделитель, 4 — волоконный контур, 5 — модулятор, 6 — фотоприемник.

с эллиптическим двупреломлением — большим осям эллипсов поляризаций собственных волн, проводится с помощью стандартной процедуры [10]. Матрицы волоконного контура с произвольной эллиптичностью собственных волн в сопровождающей декартовой системе координат без учета *h* параметра волокна имеют вид [11]

$$\hat{m}^{+} = m_0 \begin{vmatrix} m & p \\ -p & m^* \end{vmatrix}, \quad \hat{m}^{-} = m_0 \begin{vmatrix} m & -p \\ p & m^* \end{vmatrix},$$
(1)

где $m = \cos \frac{k_3 L}{2} + i \cdot \cos \chi \sin \frac{k_3 L}{2}$, $p = \sin \chi \cos \frac{k_3 L}{2}$, $m_0 = \exp \frac{i(k_{13} + k_{23})L}{2}$, L — длина волоконного контура; $k_3 = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_3 = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{\Delta n_a^2 + \Delta n_k^2}$, $k_a = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_a$, $k_{\rm K} = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta n_{\rm K}$, $\Delta n_5 = n_{13} - n_{23}$, $\Delta n_a = n_{1a} - n_{2a}$, $\Delta n_{\rm K} = n_{1\rm K} - n_{2\rm K}$ — эллиптическое, линейное, циркулярное двулучепреломление, соответственно; $\sin \chi = \frac{2a}{1 + a^2}$, $\cos \chi = \frac{1 - a^2}{1 + a^2}$, a — эллиптичность собственных волн, пропорциональная $\Delta n_{\rm K}$. Величина $\sin \chi$ связана с углом скрутки волокна на единицу длины θ соотношением [12] $\sin \chi = \frac{2(1 - g)\lambda\theta}{2\pi\Delta n}$, где (1 - g) = 0,92. При $\Delta n_{\rm K} = 0$ a = 0, при $a \ll 1 \sin \chi = 2a$, $\cos \chi = 1$. В случае линейного двупреломления волокна $\Delta n_{\rm K} = 0$, $\sin \chi = 0$, p = 0, $m = \exp \frac{ik_a L}{2}$ и матрица m становится диагональной. В случае циркулярного двупреломления, не связанного со скруткой, понятие сопровождающей системы теряет смысл, но формально матрица может быть получена, полагая $\Delta n_a = 0$, $\cos \chi = 0$, $\sin \chi = 1$ и матрица приобретает вид матрицы вращателя, где $m = \cos \frac{k_{\rm K} L}{2}$, $p = \sin \frac{k_{\rm K} L}{2}$. Для перевода матрицы контура m из сопровождающей системы координат в лабораторную воспользуемся известным соотношением [13]: $\hat{M}_{\rm k}^+ = \hat{S}_1^+ \hat{m}^+ \hat{S}_2^+$, $\hat{M}_{\rm k}^- = \hat{S}_1^- \hat{m}^- \hat{S}_2^-$, $rge \hat{S}_1^+$ и \hat{S}_2^+ — матрицы перехода, которые зависят от углов между осями лабораторной системы XY и сопровождающей системы на входе X⁺Y⁺ (угол α) и на выходе X⁻Y⁻ (угол β) волоконного контура. Соответствующие углы изображены на рис. 2. Матрицы перехода приведены в Приложении 1. Для встречного направления $\hat{S}_1^- \hat{S}_2^+$

И.А.Андронова, В.М.Геликонов, Г.В.Геликонов



Рис.2.

и $\hat{S}_2^- = (\hat{S}_1^+)^{\mathrm{T}}$. Заметим, что матрицы перехода в лабораторную систему для контура отличаются от матриц перехода для прямого отрезка волокна из-за различия для этих двух случаев соответствующих углов между осями координат. После перехода в лабораторную систему координат матрицы контура для волн встречных направлений имеют вид

$$\hat{M}_{k}^{+} = m_{0} \begin{vmatrix} -M_{k} & P_{k} \\ P_{k}^{*} & M_{k}^{*} \end{vmatrix}, \\ \hat{M}_{k}^{-} = m_{0} \begin{vmatrix} -M_{k} & P_{k}^{*} \\ P_{k} & M_{k}^{*} \end{vmatrix}.$$
(2)

Приведенные матрицы контура для волн встречных направлений удовлетворяют условиям известной теоремы взаимности, которые на языке матрицы Джонса [14] означают $\hat{M}_k^- = (\hat{M}_k^+)^T$, т. е. равенство диагональных коэффициентов и смену мест для недиагональных коэффициентов. В работе [2] впервые было показано, что необходимым и достаточным условием отсутствия поляризационной невзаимности является выполнение более жесткого условия — равенства недиагональных коэффициентов матриц \hat{M}_k^{\pm} , откуда следует, что мерой невзаимности является разность недиагональных коэффициентов, которая для \hat{M}_k^{\pm} определяется величиной 2 Im P_k . Подставляя выражения для m и p для волокна с эллиптически поляризованными модами без учета анизотропии потерь, получаем для элементов матриц M_k и P_k

$$M_{\rm k} = \cos\frac{k_{\mathfrak{p}}L}{2}\cos(\alpha+\beta) + \sin\chi\sin\frac{k_{\mathfrak{p}}L}{2}\sin(\alpha+\beta) + i\cos\chi\sin\frac{k_{\mathfrak{p}}L}{2}\cos(\alpha-\beta),$$

$$P_{\rm k} = \cos\frac{k_{\mathfrak{p}}L}{2}\sin(\alpha+\beta) - \sin\chi\sin\frac{k_{\mathfrak{p}}L}{2}\cos(\alpha+\beta) + i\cos\chi\sin\frac{k_{\mathfrak{p}}L}{2}\sin(\alpha-\beta).$$
(3)

Элементы матрицы M_k в данной работе, в отличие от работы [8], приводятся в виде, который позволяет без вычислений определять наличие поляризационной невзаимности. Исходя из выражения (3), величина Im P_k , ответственная за невзаимность, обращается в "0" при $\alpha = \beta$, т. е. при совпадении осей анизотропии контура на входе и выходе, либо при $\cos \chi = 0$, т. е. волокно имеет только циркулярное двупреломление [8].

В общем случае матрица ВКИ не совпадает с матрицей волоконного контура, т. к. определяется с учетом характеристик светоделителя на входе контура. Матрицы интерферометра \hat{M}_a^+ и \hat{M}_a^- связаны с матрицей контура соотношением $\hat{M}_a^+ = \hat{M}_r \hat{M}_k^+ \hat{M}_t$, $\hat{M}_a^- = \hat{M}_t \hat{M}_k^- \hat{M}_r$, где \hat{M}_r и \hat{M}_t^- матрицы

1450 И. А. Андронова, В. М. Геликонов, Г. В. Геликонов

светоделителя на отражение и на прохождение, которые без учета связи ортогональных мод имеют вид*

$$\hat{M}_{\rm r} = m_{\rm r} \begin{vmatrix} \exp\left(\frac{i\Delta\varphi^{-}}{2}n_{\varphi}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-\frac{i\Delta\varphi^{-}}{2}\right) \end{vmatrix},$$

$$\hat{M}_{\rm t} = m_{\rm t} \begin{vmatrix} \exp\left(\frac{i\Delta\psi^{-}}{2}n_{\psi}\right) & 0 \\ 0 & \exp\left(-\frac{i\Delta\psi^{-}}{2}\right) \end{vmatrix},$$
(4)

где $\Delta \varphi^- = \varphi_x - \varphi_y$, $\Delta \psi^- = \psi_x - \psi_y$, n_{φ} и n_{ψ} — фазовая анизотропия и дихроизм светоделителя при отражении и прохождении, $m_r = \exp \frac{i\Delta \varphi^+}{2}$, $m_t = \exp \frac{i\Delta \psi^+}{2}$, $\Delta \varphi^+ = \varphi_x + \varphi_y$, $\Delta \psi^+ = \psi_x + \psi_y$. Можно показать из формул Френеля для пленки [15], что при отсутствии потерь $\varphi_x - \psi_x = \varphi_y - \psi_y = \frac{\pi}{2}$ для симметричного светоделителя, каким является волоконный светоделитель, $\varphi_x - \psi_x = \varphi_y - \psi_y = 0$ или π — для асимметричного, каким, как правило, является дискретный светоделитель. Для дальнейших расчетов введем обозначения $\Delta^- = \frac{\Delta \varphi^- - \Delta \psi^-}{2}$; $\Delta^+ = \frac{\Delta \varphi^- + \Delta \psi^-}{2}$. При отсутствии потерь в светоделителе $\Delta^+ = 2\Delta \varphi = 2\Delta \psi$, $\Delta^- = 0$. При отсутствии потерь и фазовой анизотропии $\Delta \varphi = \Delta \psi = 0$. Не нарушая общности, в качестве лабораторной системы координат можно использовать систему координат, связанную со светоделителем. В этой системе матрицы ВКИ \hat{M}_a^+ , \hat{M}_a^- для общего случая запишутся в виде

$$\hat{M}_{a}^{+} = (\hat{M}_{a}^{-})^{\mathrm{T}}, \quad M_{11} = -M_{12}^{*} = M_{\mathrm{k}} \exp(i\Delta^{+}), \\
\hat{M}_{a}^{+} = \begin{vmatrix} M_{11} & M_{12} \\ M_{21} & M_{22} \end{vmatrix} = m_{\Sigma} \begin{vmatrix} -n_{\varphi}n_{\psi}M_{\mathrm{k}}\exp(i\Delta^{+}) & n_{\varphi}P_{\mathrm{k}}\exp(i\Delta^{-}) \\ n_{\psi}P_{\mathrm{k}}^{*}\exp(-i\Delta^{-}) & M_{\mathrm{k}}^{*}\exp(-i\Delta^{+}) \end{vmatrix},$$
(5)
$$\hat{M}_{a}^{-} = (\hat{M}_{a}^{+})^{\mathrm{T}},$$

 $m_{\Sigma} = m_0 m_{\rm r} m_{\rm T}$. При отсутствии дихроизма связь элементов матриц ВКИ \hat{M}_a^{\pm} такая же, как для матриц контура $\hat{M}_{\rm k}^{\pm}$: $\hat{M}_a^+ = (\hat{M}_a^-)^{\rm T}$ и $M_{11} = -M_{22}^* = = M_{\rm k} \exp(i\Delta^+)$, $M_{12} = M_{21}^* = P_{\rm k} \exp(i\Delta^-)$. Условие взаимности

$$M_{12} - M_{21} = P_{\mathbf{k}}'' \cos \Delta^{-} + P_{\mathbf{k}}' \sin \Delta^{-} = 0,$$
(6)

где $P'_{\mathbf{k}}M'_{\mathbf{k}}$ и $P''_{\mathbf{k}}M''_{\mathbf{k}}$ — действительные и мнимые части элементов матрицы $\hat{M}_{\mathbf{k}}$.

Найдем выражение в общем виде для невзаимной фазы на выходе ВКИ для схемы "а", связанной с поляризационными эффектами. Примем, что на входе заданы поля с амплитудами A_x и A_y и

И.А.Андронова, В.М.Геликонов, Г.В.Геликонов

^{*}В данной работе связь ортогональных мод как в светоделителе, так и волоконном контуре предполагалась малой и в расчетах не учитывалась. Вопрос о влиянии связи мод требует отдельного рассмотрения с привлечением методов математического моделирования.

разностью фаз ψ . Компоненты полей встречных волн на выходе E_x^{\pm} и E_y^{\pm} определяются из матричного уравнения $\vec{E^{\pm}} = \hat{M}_a^{\pm} \vec{A}$. Расчет проводился для одной спектральной компоненты. Ширина полосы источника учитывается в том, что волны, прошедшие контур анизотропного волокна по быстрой и медленной оси, не интерферируют. Это имеет место, если длина волокна L удовлетворяет условию $L > \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda\Delta n}$, где λ — ширина полосы источника, Δn — двупреломление (краевыми эффектами пренебрегаем). Уравнения для компонент полей запишутся в виде

$$E_x^+ = M_{11}A_x + M_{12}A_y, \quad E_y^+ = M_{21}A_x + M_{22}A_y,$$

$$E_x^- = M_{11}A_x + M_{21}A_y, \quad E_y^- = M_{12}A_x + M_{22}A_y.$$
(7)

Интерференционный член сигнала в комплексной форме имеет вид $U = E_x^- E_x^{-*} + E_y^+ E_y^{-*}$. При отсутствии вращения отношение мнимой и действительной части U определяет невзаимный фазовый сдвиг на выходе ВКИ, связанный с поляризационными эффектами

$$\varphi_{a} = \operatorname{arctg} \frac{\operatorname{Im} U_{a}}{\operatorname{Re} U_{a}}.$$
(8)

Из решения (7) получаем общие выражения для $\operatorname{Re} U_{a}$ и $\operatorname{Im} U_{a}$.

$$\operatorname{Re} U_{a} = A_{x}^{2} |M_{11}|^{2} + A_{y}^{2} |M_{22}|^{2} + (A_{x}^{2} + A_{y}^{2})(|M_{0}|^{2} - |\Delta M|^{2}) + + A_{x} A_{y} k \left\{ \cos \psi [(M_{11}' + M_{22}') 2M_{0}' + (M_{11}'' + M_{22}'') 2M_{0}''] + + \sin \psi [(M_{11}' - M_{22}') 2M_{0}' + (M_{22}'' - M_{11}'') 2M_{0}'] \right\},$$

$$\operatorname{Im} U_{a} = (A_{x}^{2} - A_{y}^{2})[(M_{0}'' \Delta M' - M_{0}' \Delta M'') + \Delta M' \Delta M''] + + A_{x} A_{y} k \left\{ \cos \psi [(M_{11}'' - M_{22}'') 2\Delta M' + (M_{11}' - M_{22}') 2\Delta M''] - - \sin \psi [(M_{11}' + M_{22}') 2\Delta M' + (M_{11}'' + M_{22}'') 2\Delta M''] \right\},$$

$$(9)$$

где $M_{12} - M_{21} = 2(\Delta M' + i\Delta M'')$, $M_{12} + M_{21} = 2M_0$. Из (9) видно, что фазовая невзаимность (φ_a) определяется величинами $\Delta M'$, $\Delta M''$, а сигнал интерференции $\operatorname{Re} U_a$ зависит от модуля $|\Delta M|^2$ и от полной мощности излучения на входе ВКИ $A_x^2 + A_y^2$. При $\Delta M \neq 0$ фазовая невзаимность не возникает, если излучение на входе полностью деполяризовано, при этом $A_x^2 = A_y^2$ и $\langle A_x A_y^* \rangle = 0$.

В ряде случаев удобно записывать выражения для $\operatorname{Re} U_a$ и $\operatorname{Im} U_a$ через коэффициенты матрицы контура и параметры светоделителя. В этом случае, при отсутствии дихроизма светоделителя $n_{\varphi} = n_{\psi} = 1$, получаем

$$\operatorname{Re} U_{a} = (A_{x}^{2} + A_{y}^{2}) \left[|M_{k}|^{2} + (P_{k}^{\prime 2} - P_{k}^{\prime \prime 2}) \cos(2\Delta^{-}) - 2P_{k}^{\prime} P_{k}^{\prime \prime} \sin(2\Delta^{-}) \right],$$

$$\operatorname{Im} U_{a} = (A_{y}^{2} - A_{x}^{2}) \left[2(P_{k}^{\prime \prime 2} - P_{k}^{\prime 2}) \sin(2\Delta^{-}) + 2P_{k}^{\prime} P_{k}^{\prime \prime} \cos(2\Delta^{-}) \right] +$$

И. А. Андронова, В. М. Геликонов, Г. В. Геликонов

$$(10) + 4A_{x}A_{y}\left\{\sin(\Delta^{+}+\psi)(P_{k}^{''}M_{k}^{''}\cos\Delta^{-}-P_{k}^{'}M_{k}^{''}\sin\Delta^{-})-\cos(\Delta^{+}+\psi)(P_{k}^{''}M_{k}^{'}\cos\Delta^{-}+P_{k}^{'}M_{k}^{'}\sin\Delta^{-})\right\}.$$

Выражения для коэффициентов $|M_k|^2$, $P'_k P''_k$, ${P'_k}^2 - {P''_k}^2$, $P'_k M''_k$, $P''_k M'_k$ и др. приведены в Приложении 2 для случая, когда волны, прошедшие анизотропный контур по быстрой и медленной осям, не интерферируют. Используя значение этих коэффициентов для случая, когда поляризации собственных мод контура эллиптические, из (11) получим выражения для Im U_a и Re U_a (Приложение 3).

При $\Delta^- = 0$ и $\Delta^+ = 0$ выражения из Приложения 3 переходят в известные [8]: $\varphi_a = 0$ при $\alpha = \beta$, что соответствует совпадению осей контура на входе и выходе. Как было отмечено выше, контур из волокна с циркулярным двупреломлением не обладает невзаимностью, поскольку Im $P_k = 0$ [8]. В ВКИ с таким контуром невзаимность может появиться из-за потерь в светоделителе ($\Delta^- \neq 0$). Таким образом, потери и анизотропия светоделителя, а также эллиптичность собственных мод волокна усложняют условия зануления поляризационной невзаимности.

Перейдем к рассмотрению схемы "б"(рис. 16) с одним светоделителем. Для ВКИ с одним светоделителем одна волна дважды проходит светоделитель, встречная волна дважды отражается от светоделителя. В этом случае, с учетом дихроизма светоделителя, матрицы для волн встречных направлений имеют вид $\hat{M}_6^+ = \hat{M}_r \hat{M}_k \hat{M}_r$, $\hat{M}_6^- = \hat{M}_t \hat{M}_k \hat{M}_t$,

$$\hat{M}_{6}^{+} = m_{6}^{+} \begin{vmatrix} -M_{k}n_{\varphi}^{2}\exp\frac{i\Delta\varphi}{2} & P_{k}n_{\varphi} \\ P_{k}^{*}n_{\varphi} & M_{k}^{*}\exp\frac{-i\Delta\varphi}{2} \end{vmatrix},$$

$$\hat{M}_{6}^{-} = m_{6}^{-} \begin{vmatrix} -M_{k}n_{\psi}^{2}\exp\frac{i\Delta\psi}{2} & P_{k}^{*}n_{\psi} \\ P_{k}n_{\psi} & M_{k}^{*}\exp\frac{-i\Delta\psi}{2} \end{vmatrix},$$
(11)

 $m_6^+ = m_0 m_r^2, m_6^- = m_0 m_t^2$. Эти матрицы в общем случае не удовлетворяют условиям взаимности, т. к. $\hat{M}_6^+ \neq (M_6^-)^T$. Матрицы становятся взаимными лишь при отсутствии потерь в светоделителе, т. е. при $\Delta \varphi = \Delta \psi, n_{\varphi} = n_{\psi} = 1$. Компоненты полей встречных волн на выходе интерферометра E_x^\pm, E_y^\pm определяются из матричного уравнения $\vec{E}^\pm = \hat{M}_6^\pm \vec{A}$. Уравнения для компонент полей имеют вид

$$E_x^+ = m_6^+ \left(-M_k n_{\varphi}^2 \exp(i\Delta\varphi) A_x + P_k n_{\varphi} A_y \right),$$

$$E_x^- = m_6^- \left(-M_k n_{\psi}^2 \exp(i\Delta\psi) A_x + P_k^* n_{\psi} A_y \right),$$

$$E_y^+ = m_6^+ \left(P_k^* n_{\varphi} A_x + M_k^* \exp(-i\Delta\varphi) A_y \right),$$

$$E_y^- = m_6^- \left(P_k n_{\psi} A_x + M_k^* \exp(-i\Delta\psi) A_y \right).$$
(12)

Величина невзаимной фазы определяется из (8) отношением $\text{Im } U_6$ к $\text{Re } U_6$. В общем случае для эллиптически поляризованных собственных мод контура и дихроичных фазоанизотропных светоде-

И. А. Андронова, В. М. Геликонов, Г. В. Геликонов 1453
лителей с потерями выражения для $\text{Im } U_6$ и $\text{Re } U_6$ достаточно громоздки. При отсутствии дихроизма в светоделителе выражения для $\text{Re } U_6$ и $\text{Im } U_6$ упрощаются (Приложение 4).

Для схем "а"и "б"рассмотрим случай, который представляет интерес для практического использования, когда оси анизотропии волокна и светоделителя совпадают: $\alpha = \beta = 0$, а эллиптичностью собственных волн волоконного контура можно пренебречь. Тогда матрицы M_a и M_b становятся диагональными, а это означает, что в ВКИ распространяются две независимые собственные поляризации, т. е. имеет место два независимых гироскопических канала, сигналы которых на выходе складываются. В этом случае выражения для Re U_a и Im U_a существенно упрощаются. Для схемы "а"имеем

$$\operatorname{Re} U_{a} = (A_{x}^{2} + A_{y}^{2}), \quad \operatorname{Im} U_{a} = 0$$
 (13)

при $\chi = 0 \ \alpha = \beta = 0$, т. е. в схеме "а"отсутствуют эффекты поляризационной невзаимности.

Оценим, какую погрешность может дать для схемы "а"разъюстировка осей анизотропии светоделителя и контура. Для этого примем для параметров, входящих в выражения (11), (14), следующие значения: $\alpha = 10^{\circ}$, $\beta = 5^{\circ}$, степень деполяризации 10^{-3} , $\sin \chi = 5 \cdot 10^{-4}$ (при $\theta = 2\pi$ рад/м). Ввиду отсутствия данных для волоконного светоделителя, величины Δ^+ и Δ^- определялись из расчетов для дискретного симметричного светоделителя с поглощающей пленкой, который для этих величин дал значение 0,97 и 0,17 град. на 1 процент потерь, соответственно. При потерях в светоделителе на уровне 6% это дает значения для $\Delta^- = 1^{\circ}$ и $\Delta^+ = 5^{\circ}$. Подставляя численные значения параметров в Приложение 3, получаем для $\varphi_a = 2 \cdot 10^{-5}$. Учитывая, что фазовый набег связан со скоростью вращения сотношением $\varphi = \frac{4\pi RL\Omega}{\lambda c}$ при $R = 5 \cdot 10^{-2}$ м, $L = 5 \cdot 10^2$ м, $\lambda = 0,83$ мкм, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, получаем дают представление о порядке величины возможной погрешности.

Для схемы "б"при $\alpha = \beta = 0, \chi = 0$ имеем

$$\operatorname{Re} U_{6} = A_{x}^{2} \cos[2(\varphi_{x} - \psi_{x})] + A_{y}^{2} \cos[2(\varphi_{y} - \psi_{y})],$$

$$\operatorname{Im} U_{6} = A_{x}^{2} \sin[2(\varphi_{x} - \psi_{x})] + A_{y}^{2} \sin[2(\varphi_{y} - \psi_{y})].$$
(14)

Из (14) видно, что для схемы "б"фазовая невзаимность определяется, главным образом, потерями в светоделителе, даже при полной деполяризации излучения. Вклад, связанный с разъюстировкой осей анизотропии элементов, — такого же порядка, как для схемы "а". При отсутствии потерь светоделителя Im $U_6 = 0$, т. к. $\varphi_x - \psi_x = \varphi_y - \psi_y = \frac{\pi}{2}$. Оценки показывают, что получение подставки в схеме "6" на уровне 100 град/час требует уменьшения потерь светоделителя до уровня $5 \cdot 10^{-2}$ %, что, по-видимому, весьма затруднительно. Можно пойти по пути стабилизации подставки за счет термостатирования.

Таким образом, минимизацию сигнала на выходе схем ВКИ без поляризатора можно осуществить за счет реализации в одном контуре двух несвязанных ортогональных каналов одинаковой интенсивности, сигналы которых на выходе складываются. Для этого необходимо использовать широкополосный источник излучения с деполяризатором и провести взаимную юстировку осей анизотропии контура ВКИ и светоделителя. Последнее можно реализовать за счет построения безразрывного ВКИ, в котором светоделитель изготовляется из концов волоконного контура [16]. Во всех случаях необходимо также минимизировать дихроизм и потери всех элементов тракта, в том числе и выходного тракта ВКИ, дихроизм которого, хотя и не приводит к появлению невзаимности при ее отсутствии в интерферометре, но может привести к изменению масштабного коэффициента [17].

Проведенный анализ для схем с одним и двумя светоделителями показал, что возможности простых схем ВКИ без поляризатора для гироскопов средней точности нельзя считать полностью исчерпанными.

И. А. Андронова, В. М. Геликонов, Г. В. Геликонов

Работа частично поддержана грантом РФФИ № 96-02-18568а.

ПРИЛОЖЕНИЕ 1

$$\hat{S}_1^+ = \begin{vmatrix} \cos xx^+ & \cos yx^+ \\ \cos xy^+ & \cos yy^+ \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} \cos \alpha & -\sin \alpha \\ \sin \alpha & \cos \alpha \end{vmatrix},$$

$$\hat{S}_2^+ = \begin{vmatrix} \cos x^-x & \cos y^-x \\ \cos x^-y & \cos y^-y \end{vmatrix} = \begin{vmatrix} -\cos \beta & \sin \beta \\ \sin \beta & \cos \beta \end{vmatrix}.$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 2

$$\begin{aligned} P_{\mathbf{k}}'P_{\mathbf{k}}'' &= -\sin\chi\cos\chi\sin(\alpha-\beta)\sin(\alpha+\beta),\\ M_{\mathbf{k}}'P_{\mathbf{k}}'' &= \sin\chi\cos\chi\sin(\alpha-\beta)\sin(\alpha+\beta),\\ M_{\mathbf{k}}'P_{\mathbf{k}}' &= -\sin\chi\cos\chi\cos(\alpha-\beta)\cos(\alpha+\beta),\\ M_{\mathbf{k}}'P_{\mathbf{k}}' &= \cos^{2}\chi\sin(\alpha+\beta)\cos(\alpha+\beta),\\ M_{\mathbf{k}}'P_{\mathbf{k}}'' &= \cos^{2}\chi\sin(\alpha-\beta)\cos(\alpha-\beta),\\ \text{Re}\ P_{\mathbf{k}} &= P_{\mathbf{k}}'^{2} - P_{\mathbf{k}}''^{2} &= \frac{1}{2}[\sin^{2}\chi + \cos^{2}\chi\sin(2\alpha)\sin(2\beta)],\\ |M_{\mathbf{k}}|^{2} &= \frac{1}{2}\left\{\sin^{2}\chi + \cos^{2}\chi\left[\cos^{2}(\alpha+\beta) + \cos^{2}(\alpha-\beta)\right]\right\}.\end{aligned}$$

При отсутствии эллиптичности

$$P'_{k}P''_{k} = M'_{k}P''_{k} = M''_{k}P''_{k} = 0, \quad M''_{k}P''_{k} = \sin(\alpha - \beta)\cos(\alpha + \beta),$$

Re $P^{2}_{k} = \frac{\sin(2\alpha)\cos(2\alpha)}{2}, \quad |M_{k}|^{2} = \cos^{2}(\alpha + \beta) + \cos^{2}(\alpha - \beta).$

ПРИЛОЖЕНИЕ 3

$$\operatorname{Re} U_{a} = (A_{x}^{2} + A_{y}^{2}) \left\{ \cos^{2} \chi \left[\cos^{2} (\alpha - \beta) - \frac{\sin(2\alpha) \sin(2\beta)}{2} [1 - \cos(2\Delta^{-})] \right] + \sin^{2} \chi \frac{1 + \cos(2\Delta^{-})}{2} + \sin \chi \cos \chi \sin(\alpha - \beta) \cos(\alpha + \beta) \sin(2\Delta^{-}) \right\},$$

И.А.Андронова, В.М.Геликонов, Г.В.Геликонов

$$\operatorname{Im} U_{a} = (A_{y}^{2} - A_{x}^{2}) \left\{ \frac{1}{2} [\sin^{2} \chi + \cos^{2} \chi \sin(2\alpha) \sin(2\beta)] \sin(2\Delta^{-}) - \sin \chi \cos \chi \sin(\alpha - \beta) \cos(\alpha + \beta) \cos(2\Delta^{-}) \right\} + \\ + 4A_{x}A_{y} \left\{ \sin(\Delta^{+} + \psi) \Big[\cos^{2} \chi \sin(\alpha - \beta) \cos(\alpha - \beta) \cos \Delta^{-} + \\ + \sin \chi \cos \chi \cos(\alpha - \beta) \cos(\alpha + \beta) \sin \Delta^{-} \Big] - \\ - \cos(\Delta^{+} + \psi) \Big[\cos^{2} \chi \sin(\alpha + \beta) \cos(\alpha + \beta) \sin \Delta^{-} - \\ - \sin \chi \cos \chi \sin(\alpha - \beta) \sin(\alpha + \beta) \cos \Delta^{-} \Big] \right\}.$$

ПРИЛОЖЕНИЕ 4

$$\operatorname{Re} U_{6} = \operatorname{Re} U_{6}^{0} \cos(2\Delta^{+}) - \operatorname{Im} U_{6}^{0} \sin(2\Delta^{+}),$$
$$\operatorname{Im} U_{6} = \operatorname{Re} U_{6}^{0} \sin(2\Delta^{+}) + \operatorname{Im} U_{6}^{0} \cos(2\Delta^{+}),$$
$$\operatorname{Re} U_{6}^{0} = (A_{x}^{2} + A_{y}^{2}) \left[|M_{k}|^{2} \cos(2\Delta^{-}) + {P_{k}^{\prime}}^{2} - {P_{k}^{\prime\prime}}^{2} \right],$$

$$\begin{split} \mathrm{Im}\, U_6^0 &= (A_y^2 - A_x^2) \left(2 P_{\mathbf{k}}' P_{\mathbf{k}}'' - |M_{\mathbf{k}}|^2 \sin(2\Delta^-) \right) + \\ &+ 4 A_x A_y \left[\sin(\Delta^+ + \psi_{xy}) (M_{\mathbf{k}}'' P_{\mathbf{k}}'' \cos\Delta^- - M_{\mathbf{k}}'' P_{\mathbf{k}}' \sin\Delta^-) - \right. \\ &- \cos(\Delta^+ + \psi_{xy}) (M_{\mathbf{k}}' P_{\mathbf{k}}'' \cos\Delta^- - M_{\mathbf{k}}' P_{\mathbf{k}}' \sin\Delta^-) \right]. \end{split}$$

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Vaili V. and Schorthill R. W. //Appl. Opt., 1976. V. 15. P. 1099.
- 2. Krammer H., Leeb W. R., Schiffner G., Wittmannf I. //Appl. Opt., 1979. V. 18. № 13. P. 2096.
- 3. Гурьянов А. Н., Гусовский Д. Д., Девятых Г. Г. и др. //Письма ЖЭТФ, 1980. Т. 32. № 3. С. 240.
- 4. Базаров Е. И., Полухин А. Т., Сверчков Е. И., Телегин Г. И. //Оптика и спектроскопия, 1983. Т. 55. № 1. С. 190.
- 5. Алексеев Э.И., Базаров Е. Н. //Квантовая электроника, 1992. Т. 19. № 9. С. 897.
- 6. Tai S., Kojima K., Noda S. at al. //Elektron. Lett., 1986. V. 22. № 10. P. 546.
- 7. Малыкин Г.Б. //Оптика и спектроскопия, 1994. Т. 76. № 3. С. 540.
- 8. Малыкин Г. Б. //Оптика и спектроскопия, 1997. Т. 83. № 6 (в печати).
- 9. Monerie M., Jeknhomme L. //Optikal and Quantum Electronics, 1980. V. 12. № 6. P. 449.
- 10. Гантмахер Ф. Р. Теория матриц. М.: Наука, 1966.
- 11. Писарев Э. В. Магнитное упорядочение и оптические явления в кристаллах. В сб.: Физика магнитных кристаллов. Л.: Наука, 1974.

И. А. Андронова, В. М. Геликонов, Г. В. Геликонов

- 12. Малыкин Г.Б., Позднякова В.И. Шерешевский. //Оптика и спектроскопия, 1997. Т.83. № 5. С.843.
- 13. Бронштейн И. Н., Семендяев К. А. Справочник по математике. М.: Наука, 1986.
- 14. Новиков М. А. //Кристаллография, 1979. Т. 24. Вып. 4. С. 666.
- 15. Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М.: Наука, 1970. С. 855.
- 16. Андронова И.А., Геликонов В.М., Геликонов Г.В., Степанов Д.П. Патент № 95109968/28 от 10.09.96.
- 17. Алексеев Э.И., Базаров Е.Н., Герасимов Г.А., Губин В.П. и др. //Письма ЖТФ, 1995. Т.21. Вып. 19. С. 21.

Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия Поступила в редакцию 10 декабря 1997 г.

THE FIBER OPTICAL GYROSCOPES ON ORTHOGONAL POLARIZATIONS

I.A. Andronova, V.M. Gelikonov, G.V. Gelikonov

We have obtained general experssions for nonreciprocal polarization-related phase at the output of a fiber ring interferometer (FRI). These expressions have been used to analyze two FRI schemes based on anisotropic elements without polarizer and having one or two beam splitters. In this analysis losses and phase anisotropy of the beam splitters have been taken into account. As a result requirements to the scheme elements and their alignment are formulated which allow us to minimize the nonreciprocal polarization phase by combining in one contour two independent orthogonal gyroscopic channels which signals are summarized at the output. This makes it possible to suggest these simple schemes for creation of fiber gyroscopes of moderate accuracy.

УДК 621.373.826.038.823

ТЕХНИЧЕСКИЕ ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ ИЗЛУЧЕНИЯ ЛАЗЕРА С НЕЛИНЕЙНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ЯЧЕЙКОЙ

Г.Б. Малыкин

Проведены экспериментальные исследования He—Ne лазера с неоновой поглощающей ячейкой ($\lambda = 0,63$ мкм) в режиме генерации одной продольной моды. Показано, что спектральная плотность технических флуктуаций интенсивности излучения значительно возрастает при настройке частоты генерации на центр линии поглощения, что согласуется с известными теоретическими результатами.

Нелинейно—поглощающая ячейка используется для стабилизации частоты лазера по центру линии поглощающего перехода [1], причем точность стабилизации тем выше, чем меньше однородная ширина линии поглощения. Для уменьшения однородной ширины линии поглощения прибегают к снижению давления поглощающего газа. В поглощающей ячейке He—Ne лазера ($\lambda = 0,63$ мкм) используется чистый неон низкого давления, что приводит к появлению обусловленных плазменными шумами флуктуаций тока разряда в широкой полосе частот, которые практически невозможно полностью устранить. Это, в свою очередь, приводит к появлению соответствующих технических флуктуаций интенсивности излучения лазера, которые могут значительно превосходить уровень естественных флуктуаций интенсивности [2].

В работе Мельникова и Тучина [3] было показано, что в случае, если центры линий усиливающей и поглощающей сред не совпадают, то плазменные шумы в усиливающей и поглощающей ячейках лазера по-разному влияют на флуктуации интенсивности излучения. В случае, если плазменные шумы имеют место в поглощающей ячейке, то при настройке на центр линии поглощения имеет место значительное увеличение коэффициента хаотической модуляции интенсивности излучения по сравнению со всей зоной генерации. В случае же, если плазменные шумы имеют место в усиливающей ячейке, то имеет место противоположная ситуация — при настройке на центр линии поглощения имеет место незначительное уменьшение коэффициента хаотической модуляции интенсивности излучения по сравнению со всей зоной генерации.

Целью настоящей работы является проверка теоретических выводов [3], для чего проводилось измерение спектральной плотности флуктуаций интенсивности излучения в He—Ne лазере ($\lambda = 0.63$ мкм) с неоновой поглощающей ячейкой, который генерировал одну продольную моду.

Исследуемый лазер имел следующие параметры: длина резонатора составляла 0,5 м, длины усиливающей и поглощающей ячеек — по 16 см. Усиливающая ячейка наполнялась смесью He⁴ и Ne²⁰ в соотношении 5,6 : 1 при давлении 2 мм рт. ст., поглощающяя — чистым Ne²⁰ при давлении 0,2 мм рт. ст.

Зависимость выходной мощности излучения лазера от частоты генерации была близка к приведенной в [4] и схематично, в относительных единицах, приводится на рис. 1. Частотные интервалы $\omega_1 - \omega_2$ и $\omega_3 - \omega_4$ являются областью частотного гистерезиса, $\omega_2 - \omega_3$ — областью мягкого режима самовозбуждения. Контраст пика мощности составлял 30%, его ширина равнялась однородной ширине линии поглощения и составляла 30 МГц. Вершина пика, примерно совпадающая с центром линии поглощающего перехода, находилась в области мягкого режима самовозбуждения. Мощность генерации при настройке на вершину пика составляла несколько сот милливатт. Ширина всей зоны генерации составляла 300 МГц.

Измерения проводились на частоте ω_0 , для чего частота излучения лазера стабилизировалась с помощью системы автоподстройки частоты на вершину пика мощности. В нелинейно-поглощающей

Г.Б.Малыкин



Рис. 1. Зависимость выходной мощности одночастотного лазера с поглощающей ячейкой (в относительных единицах) от частоты. Ширина зоны генерации 300 МГц. ω_1, ω_4 — частоты срыва генерации, ω_2, ω_3 — частоты жесткого самовозбуждения, ω_0 — частота вершины пика мощности.

ячейке возникали плазменные шумы тока разряда в широкой полосе частот, вследствие чего наблюдалось увеличение не естественных, а технических флуктуаций интенсивности, которые значительно превышали естественные. Существует ряд способов устранения плазменных шумов тока разряда [5— 7], однако их применение в поглощающей ячейке не эффективно по причине малого давления неона.

На эксперименте измерялась спектральная плотность коэффициента хаотической модуляции интенсивности излучения лазера M, отнесенная к полосе 1 Гц. На рис 2 приводится зависимость M_F^2 от частоты F для трех случаев: 1 — частота излучения привязана к пику мощности (частота ω_0), 2 — отстройка на 50–100 МГц от пика, 3 — поглощающая ячейка выключена, при этом M_F^2 приближается к уровню естественных флуктуаций интенсивности. Видно, что на частоте ω_0 спектральная плотность флуктуаций иненсивности возрастет почти на порядок, по сравнению с центром зоны генерации. Таким образом, результаты наших измерений подтверждают выводы работы [3].

Работа была выполнена под научным руководством Ю.И.Зайцева. Работа частично поддержана грантом № 96-15-96742 РФФИ.

ЛИТЕРАТУРА

- Летохов В. С., Чеботаев В. П. Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. М.: Наука, 1990. — 512 с.
- 2. Берштейн И.Л., Андронова И.А., Зайцев Ю.И. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1967. Т. 12. № 1. С. 59.
- 3. Мельников Л. А., Тучин В. В. //Квантовая электроника, 1977. Т. 4. № 5. С. 1117.
- 4. Лисицын В. Н., Чеботаев В. П. //Письма в ЖЭТФ, 1968. Т. 7. № 1. С. 3.
- 5. Кошеляевский Н.Б., Татаренков В.М., Титов А.Н. // Письма в ЖЭТФ, 1972. Т. 15. № 8. С. 461.
- 6. Зайцев А. А., Махров В. Ф., Савченко И. А., Швилкин Б. Н. //ЖТФ, 1969. Т. 39. № 4. С. 764.
- 7. Алякишев С. А., Гордеев Д. В., Остапенко Е. П., Пятова Л. М. //Радиотехника и электроника, 1967. Т. 12. № 10. С. 1769.

Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия Поступила в редакцию 30 января 1998 г.

Г.Б. Малыкин



Рис. 2. Зависимость спектральной плотности флуктуаций интенсивности M_F^2 одночастотного лазера с поглощающей ячейкой от частоты F. Верхняя кривая — $\omega = \omega_0$. Средняя кривая — $\omega - \omega_0 = 50-100$ МГц. Нижняя кривая — поглощающая ячейка выключена.

INTENSITY RADIATION TECHNICAL FLUCTUATIONS OF A NONLINEAR-ABSORBING CELL LASER

G.B. Malykin

Experimental investigations of a neon cell He–Ne laser ($\lambda = 0.63 \,\mu$ m) in the regime of single longitudinal mode generation have been carried out. It has been shown, that the spectral density of radiation intensity technical fluctuations increases substantially when the generation frequency is tuned at the absorption line centre that agrees with the known theoretical results.

УДК 535.33

ИЗМЕРЕНИЕ НАНОАНГСТРЕМНЫХ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ ПЕРЕМЕЩЕНИЙ ПРИ ПОМОЩИ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА С МАЛОЙ ШИРИНОЙ ЕСТЕСТВЕННОЙ ЛИНИИ

В. М. Геликонов

Разработан линейный He—Ne лазер (0,63 мкм), в котором при селекции продольных типов колебаний с использованием поглощающей пленки в узле моды получена широкая область одночастотной генерации (2 ГГц). По измерениям естественных флуктуаций частоты излучения такого лазера при превышении порога генерации в 2,7 раза и уровне выходной мощности 1 мВт определено значение естественной компоненты ширины линии на уровне 0,001 Гц. С использованием достигнутого уровня монохроматичности проведены измерения сверхмалых колебательных перемещений на уровне десятков наноангстрем (8 · 10⁻¹⁸ м), что соответствует относительному изменению длины резонатора порядка 6 · 10⁻¹⁸.

Проблема повышения чувствительности измерения перемещений на субангстремном уровне привлекала и продолжает привлекать большое число исследователей. Разработано большое число разнообразных оптических методов, в том числе и с применением лазерного излучения, среди которых интерферометрические являются наиболее чувствительными. Перед современной физикой стоит одна из наиболее интересных задач — обнаружение гравитационно-волновых полей, для решения которой, в частности, необходимо разработать измеритель относительных изменений линейных размеров на уровне $10^{-20} - 10^{-21}$ (см. цитированную литературу в [1, 2]). Такую сверхвысокую чувствительность пытаются получить, используя интерферометр Майкельсона и мощное излучение (несколько ватт) твердотельного лазера [3]. Впервые же измерения перемещений на субангстремном уровне оптическими средствами были выполнены еще в долазерную эпоху И. Л. Берштейном [4]. Используя низкокогерентное излучение с длиной цуга несколько десятков микрон и интерференцию нулевого порядка, он продемонстрировал чувствительность на уровне 0,002-0,003 А. Эта проблема актуальна и сейчас. В частности, в недавней работе [5] обсуждались предельные возможности отражательного интерферометра. На наш взгляд, не исчерпаны возможности метода, в котором перемещения одного из зеркал одномодового лазера с достаточно высокой монохроматичностью колебаний приводят к колебательным изменениям частоты излучения. Девиация частоты, в свою очередь, определяется методом частичнокогерентного гетеродина [6, 7]. В качестве гетеродина используется лазер с аналогичным или более низким уровнем флуктуаций. Частоты исследуемого и гетеродинного лазеров имеют взаимную расстройку, которая удерживается системой АПЧ с большой постоянной времени. Быстрые флуктуации этой разностной частоты измеряются при помощи частотного дискриминатора. К числу основных достоинств метода можно отнести возможность устранения влияния некоторых шумов в радиосигнале. Так, амплитудные избыточные флуктуации лазера устраняются за счет амплитудного ограничителя. Вклад дробовых и тепловых флуктуаций пренебрежимо мал в некоторой области частот, поскольку в присутствии сильного регулярного колебания эти шумы создают фазовую хаотическую модуляцию, результат же частотного детектирования пропорционален частоте наблюдения. При этом вне области спектра технических флуктуаций предел чувствительности метода определяется лишь естественными флуктуациями частоты генерации.

Спектральные измерения естественных флуктуаций частоты колебаний в автогенераторах и определение по ним естественной ширины линии колебаний были также впервые выполнены И. Л. Берштейном для лампового радиочастотного генератора [8, 9]. Аналогичная задача была решена позднее для клистронов, магнетронов, а с появлением квантовых генераторов и для мазеров и лазеров. История во-

В. М. Геликонов

проса подробно изложена в [10]. Уже в одной из пионерских работ по лазерным оптическим квантовым генераторам [11] Джаван, Балик и Бонд экспериментально показали, что относительная немонохроматичность колебаний одночастотного инфракрасного He–Ne лазера не хуже $1\cdot 10^{-14}$, тогда как по теоретическим оценкам она составляет 10⁻¹⁷. Впервые естественная ширина непрерывного He-Ne лазера на волне 0,63 мкм была определена в работе Ю. И. Зайцева и Д. П. Степанова, выполненной под руководстом И. Л. Берштейна [6, 7]. На основании измерения спектров естественных флуктуаций частоты генерации было получено значение естественной ширины линии 0,08 Гц (относительная ширина $1,7\cdot 10^{-16}$) при выходной мощности излучения ~ 200 мкВт. Закономерности уменьшения спектральных плотностей естественных флуктуаций, а также изменения самих источников флуктуаций с ростом интенсивности колебаний исследовались в ряде работ (см., например, [7, 12–19]). Как следует из работы [15], дальнейшее повышение монохроматичности возможно как за счет повышения интенсивности колебаний, так и за счет снижения объемной плотности спонтанного излучения в моду лазера, являющегося основным источником флуктуаций. Однако, увеличение превышения порога генерации в газовых лазерах с неоднородно уширенной спектральной линией, а также увеличение объема моды резонатора за счет его длины ограничены ввиду потери одночастотности. Эту проблему можно снять, прибегнув к селекции одного продольного типа колебаний, что открывает путь дальнейшего повышения монохроматичности колебаний.

Данная работа направлена на повышение чувствительности внутрирезонаторного лазерного метода измерения колебательных перемещений вплоть до наноангстремного уровня. Метод основан на измерении девиации частоты генерации высокомонохроматичного лазера, сопровождающей изменения оптической длины его резонатора. Специально для этого был разработан лазер с селекцией продольного типа колебаний за счет металлической пленки, помещенной в узел стоячего поля. Уменьшение естественной компоненты ширины линии лазера достигалось за счет большого превышения порога генерации в одночастотном режиме колебаний при большой длине резонатора. Была разработана аппаратура и соответствующие методики и проведены измерения спектров естественных флуктуаций частоты излучения, по которым определялась естественная ширина линии. Экспериментально определена предельная чувствительность метода измерения малых смещений, которая совпала с предварительной оценкой.

 Рассмотрим более детально основные приемы повышения монохроматичности одночастотного газового He—Ne лазера, которые были использованы в данной работе. Согласно теории естественных флуктуаций в модели с ланжевеновскими источниками [15], спектральная плотность естественных флуктуаций частоты δ²_Ω одночастотного лазера для центра линии активного перехода определяется формулой

$$\overline{\delta_{\Omega}^2} = \frac{\overline{\zeta_{\omega}^2}}{2(1+q_2)^2 \varepsilon_1^2 R_0^2} \tag{1}$$

здесь R_0^2 — интенсивность колебаний, ε_1 — реальная часть диэлектрической проницаемости активной среды, q_2 — фактор, определяемый производной от показателя преломления среды в центре Лэмбовского провала по частоте генерации (для исследуемого лазера величина $(1 + q_2)^2$ порядка 1,05), $\overline{\zeta_{\omega}^2}$ — суммарная спектральная плотность случайных составляющих поляризации и плотности тока на оптических частотах (ланжевеновских источников флуктуаций). В работе [15] показано, что основной причиной естественных флуктуаций является спонтанное излучение активной среды. С учетом этого величина $\overline{\zeta_{\omega}^2}$ для центра линии оптического перехода определяется выражением

$$\overline{\zeta_{\omega}^2} = \frac{64\pi\omega_0 l}{LV} \hbar\omega\alpha |\kappa_2^0|\tilde{\beta}.$$
(2)

Здесь ω_0 — средняя частота колебаний, $\hbar\omega$ — энергия кванта, κ_2^0 — ненасыщенная мнимая часть ди-

электрической восприимчивости активной среды, $\alpha = \frac{n_2^0/g_2}{n_2^0/g_2 - n_1^0/g_1}$ — начальная инверсия, $\tilde{\beta}$ — коэффициент, характеризующий обеднение верхнего уровня под действием колебаний, l и L — длины соответственно активной среды и резонатора, величина l/L характеризует долю резонатора, заполненного активной средой, V — объем рабочей моды.

Как следует из (1) и (2), для уменьшения $\overline{\delta_{\Omega}^2}$ следует увеличить интенсивность колебаний, а также уменьшить интенсивность источников флуктуаций частоты — спонтанного излучения за счет увеличения объема рабочей моды. Интенсивность колебаний определяется величиной превышения порога генерации N и параметром насыщения активной среды a. В приближении неоднородного уширения активной среды

$$R_0^2 = (N^2 - 1)/a \,. \tag{3}$$

Величина превышения определяется степенью насыщения активной среды

$$N = \kappa_2^0 / \tilde{\kappa}_2 \,, \tag{4}$$

где $\tilde{\kappa}_2$ — значение насыщенной восприимчивости. При устойчивом режиме генерации, когда насыщенное усиление равно потерям,

$$2(\omega\tilde{\kappa}_2)_0 l/L = -\Delta\nu.$$
⁽⁵⁾

Здесь $\Delta \nu = \frac{c}{2L} \ln \frac{1}{A\sqrt{R_1R_2}}$ — полоса резонатора, R_1 и R_2 — коэффициенты отражения зеркал по интенсивности, A — коэффициент пропускания внутрирезонаторных элементов, с — скорость света, величина $2\pi\omega\kappa_2^0 l/c$ характеризует показатель усиления активной среды. Как следует из формул (3)—(5), для увеличения интенсивности колебаний необходимо большую часть резонатора заполнить активной средой, а также уменьшить потери. Однако, в газовом лазере с неоднородно—уширенной линией максимальное значение превышения $N_{\rm max}$ в одночастотном режиме имеет предельное значение, при котором одномодовый режим генерации сменяется трехмодовым. В одноизотопной активной среде имеем

$$N_{\rm max} = \exp\left(\frac{x_1}{0.6\Delta\nu_{\rm D}}\right)^2\,,\tag{6}$$

где $\Delta \nu_{\rm D}$ — эквивалентная допплеровская ширина спектрального контура рабочего перехода, равная ширине фойгтовской линии на уровне 0,5, $x_1 = c/(2L)$ — межмодовый интервал. Из (6) также следует, что предельная величина N в одномодовом режиме уменьшается с ростом L, следовательно, в газовом лазере рассматриваемые меры по уменьшению δ_{Ω}^2 противоречивы и для их совместного выполнения необходима селекция продольного типа колебаний.

Для удобства сопоставления с экспериментом перейдем к круговым частотам и выразим спектральную плотность флуктуаций частоты излучения лазера $\varpi_{\nu}(F)$ через измеряемые на опыте величины:

$$\varpi_{\nu}(F) = \frac{(\Delta\nu)(\Delta\nu_T)h\nu\alpha\beta}{P_T(1+q_2)^2} N \quad [\Gamma \mathfrak{u}^2/\Gamma \mathfrak{u}].$$
(7)

Здесь $\Delta \nu_T = \frac{cT}{4\pi L}$ — часть полосы резонатора, определяемая лишь величиной коэффициента прозрачности выходного зеркала Т, *c* — скорость света, P_T — выходная мощность, которая пропорциональна интенсивности внутрирезонаторных колебаний: $P_T = \frac{STc}{32\pi}R_0^2$. Ширина лоренцовской спектральной линии — естественной компоненты линии излучения, — согласно [10], равна $\delta \nu = \pi \varpi_{\nu}(F)$ при $F \to 0$.

Сделаем численные оценки уменьшения величины $\varpi_{\nu}(F)$ при оптимизации динамических параметров лазера, в котором за счет селектора генерирует лишь одна продольная мода; в качестве исходных

рассмотрим результаты работы [7]. В этой работе естественные флуктуации исследовались в одночастотном лазере с длиной резонатора 23 см. Как следует из (6) максимальное превышение порога генерации в таком лазере в одночастотном режиме равняется 1,56. При увеличении длины резонатора, например, до 1–1,5 м при селекции одного продольного типа колебаний можно получить $N \sim 3$ (область одночастотной генерации ~ 2 ГГц). При этом спектральная плотность естественных флуктуаций частоты генерации будет уменьшена, по сравнению с [7], в ~ 90 раз ($\varpi_{\nu}(F) \sim 3 \cdot 10^{-4} \, \Gamma ll^2/\Gamma ll$) и естественная ширина линии $\delta \nu \sim 10^{-3} \, \Gamma l$. Если учесть в этих оценках изменение объема моды за счет ее поперечного сечения, то можно получить соответствующий дополнительный выигрыш. Отметим также, что влияние интенсивности колебаний на сами источники флуктуаций частоты не рассматривались при оценке, ввиду слабости эффекта в линейном лазере [16, 19].

2. Определим теперь предельную чувствительность при измерениях колебательных изменений длины, которую можно реализовать, используя одночастотный He—Ne лазер на волне 0,63 мкм с повышенной предельной монохроматичностью колебаний. При колебаниях оптической длины резонатора лазера (например, за счет положения одного из зеркал) имеет место частотная модуляция (ЧМ) его излучения. Очевидно, что предельная чувствительность ограничена рядом факторов, в том числе совокупностью механических воздействий на резонатор лазера как на механический осциллятор, шумами излучения и измерительной радиосхемы. Исследование механических возмущений, ограничивающих чувствительность, вызванных в том числе и тепловым движением, проведено детально в ряде работ по датчикам гравитационных волн (см., например, [21]). Ограничимся здесь рассмотрением предельно достижимой чувствительности, определяемой лишь естественными флуктуациями лазера и фазовыми шумами, присущими методу частично когерентного гетеродинирования. Амплитуда колебаний зеркала или длины оптического пути лазера ΔL пропорциональна девиации ЧМ $\Delta \nu$ (не учитываем эффекты линейного затягивания и нелинейного отталкивания):

$$\Delta L/L \approx \Delta \nu/\nu \,. \tag{8}$$

Определим отношение сигнала к шуму при измерении малых смещений данным методом как отношение гармонического напряжения к шумовому в полосе частот анализа ΔF . В результате для S/N получим выражение

$$S/N = \sqrt{\frac{\Delta\nu_F^2}{\left(\varpi_\nu(F) + \frac{F^2(4kT/Z + 2eI_{\Phi})}{I_{\Pi}I_{\Gamma}}\right)\Delta F}},$$
(9)

где ΔF — полоса анализа, $\Delta \nu_F$ — девиация гармонической модуляции на частоте F, $\varpi_{\nu}(F)$ и $\frac{F^2(4kT/Z + 2eI_{\Phi})}{I_{\Pi}I_{\Gamma}}$ — соответственно спектральные плотности естественных флуктуаций разности частот двух лазеров и паразитной ЧМ, обусловленной шумами нагрузки и дробовыми шумами фототока, Z — импеданс нагрузки фотодиода, I_{Π} , I_{Γ} , I_{Φ} — токи фотодиода при освещении излучениями соответственно исследуемого лазера, гетеродинного и их суммой. При достаточно низких частотах наблюдения F, когда

$$F^2 \le \frac{\varpi_{\nu} I_{\varPi} I_{\Gamma}}{4kT/Z + 2eI_{\Phi}},\tag{10}$$

чувствительность ограничивается естественными флуктуациями частоты генерации. При этом минимально обнаружимое смещение ΔL_F при S/N = 1 равно

$$\Delta L_F = \frac{L}{\nu} \sqrt{\varpi_F \Delta F} \,. \tag{11}$$

В. М. Геликонов

При параметрах лазера, которые мы используем для оценки, и полосе анализа $\Delta F=1$ Гц будем иметь $\Delta L_F\sim 3.7\cdot 10^{-17}$ м.

3. Опыты проводились с линейным He-Ne лазером в одночастотном режиме на волне 0,63 мкм; влияние перехода на волне 3,39 мкм исключалось за счет ячейки с метаном. Одночастотность получена за счет селекции продольных мод методом поглощающей пленки [20] и поперечных мод за счет диафрагмирования. Исследуемый лазер имел инваровую конструкцию с длиной резонатора 135 см при длине активной среды 100 см. Одно из диэлектрических зеркал — плоское с коэффициентом пропускания по мощности Т₁ = 0,08%, другое — сферическое с радиусом кривизны 5 м и коэффициентом пропускания Т₂ = 0,74%. Селектирующая пленка из никеля с коэффициентом прозрачности в бегущей волне $\sim 45\%$ помещалась вблизи плоского зеркала в узел стоячего поля и вносила 0.9% потерь, согласно прямым измерениям полосы "холодного" резонатора. Поглощающая пленка при перемещении вдоль оси резонатора при помощи пьезокерамики на половину длины волны могла последовательно проходить 22-23 узловых поверхностей стоячих продольных мод при выбранной геометрии резонатора. Это давало потенциальную возможность при должном превышении осуществлять одночастотную перестройку частоты генерации в диапазоне 2500 МГц (одномодовый интервал 110 МГц). При длительной работе на q-й моде использовалась система авторегулирования положения селектирующей пленки в узел стоячего поля моды. В резонаторе исследуемого лазера находился блок калиброванных потерь (БКП), две кварцевых пластинки вблизи угла Брюстера, который позволял, не изменяя структуру моды, регулировать генерируемую мощность.

Лазерная трубка наполнялась смесью He³:Ne²⁰ при соотношении 5:1 и суммарном давлении 0,8 Торр. При таком наполнении легче подавлялись шумы плазмы при оптимальных токах разряда; максимальное усиление лазерной трубки достигалось подбором диаметра капилляра (3,8 мм). При диаметре каустики, соответствующей геометрии данного резонатора, дифракционные потери пренебрежимо малы. Усиление по интенсивности на один проход для слабого сигнала составляло ~ 1,09, что при вносимых потерях позволило обеспечить максимальное превышение порога генерации ~ 2,7; область одночастотной генерации ~ 1990 МГц.

Схема установки приведена на рис. 1. Флуктуации частоты исследуемого лазера 1 определялись методом частично-когерентного гетеродинирования. Гетеродинный лазер 2 имел параметры, практически идентичные исследуемому. Часть излучения каждого из лазеров отводилась на индивидуальные фотоприемники 3, сигналы с которых поступали на блоки автоматики 4, при помощи которых металлические пленки удерживались в узле генерируемой моды электрического поля соответствующего лазера. Схема получения колебаний на разностной частоте (8,3 МГц), удержания ее среднего значения, устранения амплитудных флуктуаций и измерения флуктуаций частоты аналогична описанной в работе [7]. Суммарное поле двух лазеров подавалось на фотодиод 5, нагрузкой которого являлся резонансный контур 6, настроенный на частоту 8,3 МГц и имеющий добротность 10, далее следует усилитель 7, амплитудный ограничитель 8 и частотный дискриминатор 9. С выхода частотного дискриминатора через усилитель 10 напряжение, пропорциональное флуктуациям частоты, подавалось на спектранализатор 11; кроме того, это напряжение через RC-фильтр (RC $\sim 0.1-0.01$ с) подавалось на УПТ 12 и далее на пьезоуправитель зеркала 13 гетеродинного лазера. Контроль спектрального состава излучения проводился при помощи интерферометра бегущей волны 14, ФЭУ 15 и осциллографа 16. Для измерения области одночастотной генерации, а также юстировки положения селектирующей пленки производился контроль мощности излучения при помощи ФЭУ 17 и осциллографа 18. Настройка частоты исследуемого лазера на центр зоны генерации производилась путем подачи постоянного напряжения на пьезоуправитель зеркала 20. Блок калиброванных потерь 21 располагался вблизи поглощающей пленки. Для калибровки использовался генератор стандартных сигналов 22. Методика калибровки крутизны частотного дискриминатора отличалась от применявшейся в [7] лишь в деталях.

В. М. Геликонов



Рис. 1. Блок-схема установки.

В наших опытах использовалался блок АПЧ, аналогичный тому, что и в этой работе. Однако, потребовалась тщательная проработка всех узлов для возможности измерения частотных флуктуаций со спектральными плотностями ~ 10^{-4} Гц²/Гц. Отметим также, что эксперименты проводились с лазерами без развязки от фундамента здания и с применением простейших средств акустической изоляции, что исключало возможность измерения естественных флуктуаций в частотном диапазоне ниже 30 кГц.

4. При экспериментальном исследовании зависимости $\varpi_{\nu}(F)$ от P_{T} последовательно измерялись динамические и флуктуационные характеристики лазера. Так, превышение N определялось по соотношению (6) при условии, что x_1 означает половину области одночастотной генерации. Полоса "холодного"резонатора вычислялась по соотношению $\Delta \nu = c \ln G/2\pi LN$, где G — коэффициент усиления лазерной трубки по интенсивности на один проход. На рис. 2 представлены зависимости выходной мощности P_T и полосы холодного резонатора Δ_{ν} от превышения N. Калибровка измеряемых флуктуаций проводилась, как и в [7], по искусственному шумовому фазово-модулированному сигналу, создаваемому из синусоидального сигнала на частоте 8,3 МГц и дробового шума. Измерения спектров флуктуаций разности частот исследуемого и гетеродинного лазеров проводились в дневное и вечернее время. Наблюдались различия в низкочастотном участке спектра, который обусловлен техническими причинами — в основном акустическим шумом и индустриальными помехами. Естественные флуктуации частоты наблюдались в диапазоне десятков — сотен килогерц с соотношением сигнал/шум сотни (на частотах 20-30 кГц) и единицы (на частотах 300-350 кГц). Причем, если в [7] в гетеродине могли достигаться превышения существенно большие, чем в исследуемом лазере, то в наших опытах картина иная. Исследуемый и гетеродиный лазеры имели практически одинаковые параметры, вследствие чего при максимальных и равных превышениях уровень естественных флуктуаций был одинаков. Это позволило определить спектральную плотность флуктуаций частоты гетеродина, которая равнялась половине от значения спектральной плотности разностного колебания и оставалась неизменной в течение эксперимента. При вычитании этой величины из спектральной плотности разностного колебания определялось значение $\varpi_{\nu}(F)$.

Многократно проснятые зависимости спектральной плотности $\varpi_{\nu}(F)$ от частоты наблюдения F показывают, что в диапазоне частот наблюдения от 30 до 300 кГц величина $\varpi_{\nu}(F)$ при фиксирован-



Рис. 2. Зависимость динамических параметров лазера — полосы "холодного"резонатора ($\Delta \nu$) и выходной мощности (P_T) от превышения порога генерации N.

ном превышении N постоянна, что надежно свидетельствует о действительном наблюдении естественных флуктуаций. Этот вывод подтверждается экспериментальной зависимостью $\varpi_{\nu}(F)$ на частоте F = 150 кГц от изменения выходной мощности исследуемого лазера за счет БКП. На рис. 3 представлена экспериментальная зависимость $\varpi_{\nu}(F)$ от выходной мощности Р_T точками. На этом же рисунке светлыми кружками нанесены значения $\varpi_{\nu}(F)$, рассчитанные по формуле (7). Значения $\Delta\nu$, $\Delta\nu_T$, Nи P_T определялись на опыте. При расчете $\varpi_{\nu}(F)$ принято $\alpha \tilde{\beta} = 1,8$, при этом имеет место наилучшее совпадение с экспериментом. Как видно из рисунка, имеет место обратно пропорциональная зависимость $\varpi_{\nu}(F)$ от выходной мощности, что подтверждает теоретические выводы. Наименьшее значение $\varpi_{\nu}(F)$ равно $3,5 \cdot 10^{-4}$ Гц²/Гц, что соответствует естественной ширине линии излучения $\sim 10^{-3}$ Гц.

5. Перейдем к описанию измерений наноангстремных колебательных перемещений. Измерялась амплитуда колебаний одного из зеркал исследуемого лазера, которые производились при помощи пьезоуправителя. При условии линейности последнего, девиация ЧМ должна быть пропорциональна напряжению, приложенному к пьезоуправителю, до таких малых амплитуд, пока не вступят в действие ограничивающие чувствительность шумы. Задача решалась в два этапа. Во-первых, определялся диапазон линейного преобразования напряжение на пьезоцилиндре — девиация частоты генерации и определялась минимально обнаружимая девиация регулярной ЧМ. Во-вторых, производилась калибровка чувствительности, т. е. определялся коэффициент преобразования частота—координата. Измерения проводились на частоте 100 кГц, достаточно высокой, чтобы не влияли флуктуации частоты технического происхождения, и достаточно низкой, чтобы не влияли дробовые и тепловые шумы. Сигнал с выхода частотного дискриминатора после усиления принимался при помощи синхронного детекто-

В. М. Геликонов



Рис. 3. Зависимости спектральных плотностей естественных флуктуаций частоты, полученных экспериментально ($\varpi_{\nu}(F)$) и из расчета ($\varpi_{\nu}^{()}(F)$) от выходной мощности P_T .

ра с постоянной времени 4 с (эффективная полоса 0,063 Гц) с предварительной фильтрацией в полосе 7 Гц и с записью на самописце. На рис. 4 приведена часть линейного участка зависимости девиации $\Delta \nu_F$ в эффективных значениях от напряжения V_F . Пунктиром отмечено среднеквадратичное значение шума. График демонстрирует линейную зависимость $\Delta \nu_F$ от V_F вплоть до $\sim (2,5-3) \cdot 10^{-3}$ Гц. Наблюдавшиеся отклонения от линейности и точность измерения обусловлены тепловыми уходами динамических параметров лазера и уровнем естественных флуктуаций. Верхняя граница линейного отклика девиации составляет ~ 10 кГц, таким образом, линейный диапазон преобразования "амплитуда смещения — девиация частоты" равнялся 130 дБ. На рис. 4 параллельно оси ординат отложены значения ΔL_F , соответствующие девиации частоты, согласно (11). Отметим, что калибровка амплитуды колебаний зеркала на частоте 100 кГц под действием пьезокерамики производилась при сравнении с модуляцией, создаваемой внутрирезонаторным фазовым модулятором, работающим на эффекте Поккельса в кристалле КДП. Для уменьшения вносимых потерь грани кристалла ориентировались под углом Брюстера к ходу луча. Как видно из рисунка, была зарегистрирована минимальная амплитуда колебаний зеркала 8 · 10⁻¹⁸ м, соответствующая изменению относительной длины резонатора 6 · 10⁻¹⁸, что вполне согласуется с теоретическим расчетом.

6. Разработанный He–Ne лазер с естественной компонентой ширины линии 10⁻³ Гц при соответствующих методиках спектральных измерений позволяет проводить измерения малых смещений на

В. М. Геликонов





Рис. 4. Зависимость девиации $\Delta \nu_F$ от напряжения на пьезоподвижке зеркала лазера V_F . На второй оси ординат отложены соответствующие эффективные значения колебательных перемещений зеркала ΔL_F .

уровне $8 \cdot 10^{-18}$ м при выходной мощности всего 1 мВт. Нижняя граница диапазона частот, в котором может быть реализована такая чувствительность, определяется верхней границей спектра возмущений технической природы, верхняя — дробовыми флуктуациями, в нашей реализации ~ 300 кГц. При использовании современных высококачественных оптических элементов, на наш взгляд, эту чувствительность можно существенно увеличить, однако остается неясным вопрос о существовании предельного значения естественной ширины линии, предсказанной Яривом [14]. Отметим, что, используя такой лазер, можно также проводить внутрирезонаторные измерения слабых электро- и магнитооптических эффектов в прозрачных средах с чувствительностью по фазе $3 \cdot 10^{-10}$ рад при полосе анализа 1 Гц. В данном макете лазера возможны измерения малых модуляций показателя преломления на уровне 10^{-16} при длине ячейки 30 см.

Автор считает своим долгом отметить, что тема данной работы была предложена Ю.И.Зайцевым.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Амальди Э., Прицелла Г. Астрофизика, кванты и теория относительности. М.: Мир, 1982.
- 2. Бичак И., Руденко В. Н.: Гравитационные волны в ОТО и проблема их обнаружения. М.: Издво МГУ, 1987.

- 3. Saulson P. R. Fundamentals Interferometric Gravitational Wave Detectors. Word Scientific, 1994.
- 4. Берштейн И. Л. //ДАН СССР, 1954. Т. 94. № 4. С. 655.
- 5. 5. Троицкий Ю. В. //Квантовая электроника, 1998. Т. 25. № 1. С. 89.
- 6. Зайцев Ю. И., Степанов Д. П. //Письма в ЖЭТФ, 1967. Т. 6. Вып. 7. С. 733.
- 7. Зайцев Ю. И., Степанов Д. П. //ЖЭТФ, 1968. Т. 55. Вып. 5. С. 1645.
- 8. Берштейн И. Л. //ДАН СССР, 1949. Т. 68. № 3. С. 469.
- 9. Берштейн И. Л. //Изв. АН СССР. Сер. физич., 1950. Т. 14. № 2. С. 145.
- 10. Малахов А. Н. Флуктуации в автоколебательных системах. М.: Наука, 1968.
- 11. Javan A., Balik E. A., Bond W. L. //JOSA, 1962. V. 52. № 1. P. 96.
- 12. Townes C. H. In: Advances in Quantum Electronic. /Ed. by J. R. Singer. New York–London, 1961.
- 13. Басов Н. Г., Прохоров А. М. //УФН, 1955. Т. 57. Вып. 3. С. 485.
- 14. Yariv A., Vahala K. //IEEE J. of Quant. Elec., 1983. V. QE-19. № 6. P. 889.
- 15. Берштейн И.Л., Андронова И.А., Зайцев Ю.И. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1967. Т. 10. № 1. С. 59.
- 16. Зейгер С. Г., Климонтович Ю. Л., Ланда П. С., Ларионцев Е. Г., Фрадкин Э. Е. Волновые и флуктуационные процессы в лазерах. — М.: Наука, 1974.
- 17. Басаев А.Б., Мазанько И.П., Молчанов М.И. //Радиотехника и электроника, 1978. Т. 23. № 10. С. 2184.
- 18. Геликонов В. М., Туркин А. А. //Квантовая электроника, 1981. Т. 8. № 11. С. 2468.
- 19. Геликонов В. М., Маркелов В. А. //Квантовая электроника, 1993. Т. 20. № 9. С. 843.
- 20. Троицкий Ю.В. Одночастотная генерация в газовых лазерах. Новосибирск: Наука, 1975.
- 21. Брагинский В.Б., Митрофанов В.П., Панов В.И. Системы с малой диссипацией. М.: Наука, 1981.

Институт прикладной физики РАН,

Н.Новгород, Россия

Поступила в редакцию 10 апреля 1998 г.

THE MEASUREMENT OF NANOANGSTÖM OSCILLATING MOVINGS BY A GAS LASER WITH A SMALL NATURAL LINE WIDTH

V. M. Gelikonov

A new He–Ne laser (0.63 μ m) with a wide region of single mode generation (2 GHz) has been developed. By the measurements of radiation frequency natural fluctuations of such a laser the value of a line width natural component has been determined as 0.001 Hz at the generation threshold excess 2.7 and the output power level 1 mW. Using this level of monochromaticy the measurements have been made of supersmall oscillating movings of some tens of nanoagnströms (8 $\cdot 10^{-18}$ m), that corresponds to a relative change of the resonator length of about $6 \cdot 10^{-18}$.

УДК 621.373.826.038.823

ИЗМЕРЕНИЕ ФЛУКТУАЦИЙ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРА С НЕЛИНЕЙНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ЯЧЕЙКОЙ МЕТОДОМ БЕРШТЕЙНА

Г.Б. Малыкин

Предлагается использование предложенного ранее И. Л. Берштейном метода измерения частотных флуктуаций генератора произвольного типа по сигналу ошибки на выходе системы автоподстройки частоты для лазера с внутренней поглощающей ячейкой. Проведены измерения спектральной плотности частотных флуктуаций одночастотного He–Ne/CH₄ лазера. Показано, что в данном случае этот метод позволяет проводить измерение низкочастотных технических флуктуаций частоты лазера, которые определяют ширину линии излучения лазера. Измерения можно проводить как при подавлении низкочастотных флуктуаций частоты лазера за счет работы системы автоподстройки, так и в режиме, близком к режиму свободной генерации. Показано также, что расширение полосы рабочих частот системы автоподстройки целесообразно только в том случае, когда исходная спектральная плотность флуктуаций частоты лазера, умноженная на крутизну преобразования частотного дискриминатора (в данном случае пика мощности и фотоприемника), превосходит уровень шумов на входе системы.

Цель настоящей работы состоит в измерении спектральной плотности флуктуаций частоты излучения He—Ne лазера с внутренней нелинейно—поглощающей метановой ячейкой ($\lambda = 3,39$ мкм) при работе системы автоподстройки частоты (АПЧ), которая привязывает частоту лазера к центру линии метана, а также в исследовании влияния работы системы АПЧ и, в частности, шумов на входе системы АПЧ на частотные флуктуации.

Метод измерения был впервые предложен в работе И. Л. Берштейна [1] для генератора произвольного типа с системой АПЧ и заключается в измерении спектральных плотностей флуктуаций напряжения сигнала на выходе одного из звеньев системы АПЧ как при замкнутой, так и при разомкнутой обратной связи и последующей их обработке, с учетом коэффициента передачи соответствующих звеньев системы АПЧ.

Система АПЧ исследуемого лазера имела следующий принцип работы. Резонатор Фабри-Перо исследуемого He–Ne/CH₄ лазера, имевшего параметры, приведенные в наших работах [2, 3], был образован двумя диэлектрическими зеркалами, укрепленными на пьезоцилиндрах. Для стабилизации частоты лазера осуществлялась модуляция длины его резонатора с частотой 120 кГц. С этой целью на один из пьезоцилиндров подавалось синусоидальное напряжение. Индекс частотной модуляции составлял 0,1. В зависимости интенсивности излучения лазера с внутренней поглощающей ячейкой от его частоты имеется так называемый пик мощности, вершина которого совпадает с центром линии поглощения метана. В случае, если частота лазера совпадает с центром пика мощности, то в интенсивности излучения лазера отсутствует первая гармоника частоты модуляции. В случае же настройки частоты лазера на один из склонов пика в интенсиности появляется первая гармоника, амплитуда которой пропорциональна расстройке от центра пика, а фаза содержит информацию о знаке расстройки. Соответствующая модуляция имеет место и в напряжении на нагрузке фотоприемника, которое после селективного усилителя, настроенного на частоту модуляции, поступает на синхронный детектор. Опорным напряжением для синхронного детектирования служит напряжение с частотой модуляции. На выходе синхронного детектора имеется сигнал ошибки — напряжение, пропорциональное расстройке частоты от вершины пика мощности, которое после усилителя постоянного тока поступает, с соответствующей полярностью, на пьезоцилиндр и возвращает частоту лазера на вершину пика мощности.

Г.Б. Малыкин

Отметим, что существует ряд методов измерения флуктуаций частоты He—Ne/CH₄ лазера по биениям его излучения с излучением другого лазера, причем в качестве вспомогательного может использоваться лазер, идентичный исследуемому [4], или лазер—гетеродин [3, 5, 6], уровень флуктуаций частоты которого много меньше, чем у исследуемого лазера, а средняя частота генерации сдвинута относительно частоты исследуемого лазера с помощью специальной системы АПЧ. Эти методы позволяют измерять сравнительно высокочастотную область спектральной плотности флуктуаций частоты излучения лазера — от десятков до сотен килогерц.

Однако, спектральная ширина линии излучения генератора и, в частности, лазера определяется спектральной плотностью флуктуаций частоты излучения лазера в низкочастотной области [7–10], где, как известно, технические флуктуации частоты во много раз превышают естественные. Метод [1] позволяет измерять спектральную плотность флуктуаций частоты от сколь угодно низких частот (нижний предел определяется временем измерения) до частот, ограниченных полосой пропускания селективно-го усилителя системы АПЧ, и, таким образом, позволяет проводить оценку ширины линии генерации лазера.

Система АПЧ значительно снижает уровень низкочастотных технических флуктуаций частоты излучения лазера и, следовательно, сужает спектральную ширину линии излучения. Однако, если на выходе синхронного детектора имеется интегрирующее звено с достаточно большой постоянной времени, то система АПЧ стабилизирует только среднее значение частоты лазера, но не влияет на уровень флуктуаций частоты, и в этом случае метод [1] позволяет проводить измерение спектральной плотности флуктуаций частоты излучения лазера практически в режиме свободной генерации.

Таким образом, рассматриваемый метод измерения флуктуаций частоты не только дополняет методы, использующие гетеродинирование, но и имеет перед ними то преимущество, что позволяет проводить измерения как в режиме свободной генерации, так и при воздействии системы АПЧ на ширину линии генерации. Кроме того, в этом случае для измерения флуктуаций частоты не требуется второй лазер и дополнительная система АПЧ.

Метод Берштейна [1] использовался в работе [11] для измерения частотных флуктуаций He–Ne лазера ($\lambda = 0,63$ мкм). Для стабилизации частоты исследуемого лазера использовался внешний резонатор Фабри–Перо, средняя частота которого модулировалась по гармоническому закону. Близкий к [11] способ измерения частотных флуктуаций был реализован для He–Ne лазера ($\lambda = 3,39$ мкм) с внешней метановой ячейкой [12], причем в данном случае с помощью гармонически колеблющегося зеркала модулировалась частота одной из встречных волн во внешней поглощающей ячейке.

В лазере с внутренней нелинейно—поглощающей ячейкой применение метода [1] наиболее удобно, поскольку в данном случае для стабилизации частоты лазера не требуется использовать внешний резонатор Фабри—Перо или внешнюю поглощающую ячейку. Как было отмечено выше, в зависимости интенсивности излучения такого лазера от частоты имеется частотный репер — пик мощности, который является обращенным провалом Лэмба в неоднородно уширенной линии поглощения. Средняя частота лазера привязывается к вершине пика с помощью системы АПЧ.

Из результатов [1] следует, что для измерения спектральной плотности флуктуаций частоты генератора можно использовать сигнал на выходе любого звена системы АПЧ, однако наиболее рациональным является измерение напряжения на выходе синхронного детектора.

Введем обозначения: $W_c(F)$ — спектральная плотность частотных флуктуаций в режиме стабилизации частоты лазера, $W_0(F)$ — спектральная плотность частотных флуктуаций в режиме свободной генерации соотношением. Используя результаты [1], запишем выражение, связывающее $W_c(F)$ и $W_0(F)$:

$$W_{\rm c}(F) = W_0(F)/K^2(F) + \left[v_{\rm III}(F)\right]^2/K_1^2(F), \qquad (1)$$

где K(F) — коэффициент передачи в цепи обратной связи системы АПЧ на частоте F, $K_1(F)$ — коэффициент передачи частотного дискриминатора и фотоприемника, $v_{\rm in}(F)$ — спектральная плотность

шумов на входе системы АПЧ, связанная с дробовыми и избыточными шумами фототока и шумами входных цепей системы АПЧ, которая по цепям обратной связи автоматики вносит свой вклад в частотные флуктуации $W_c(F)$.

Как видно из выражения (1), система АПЧ, с одной стороны, уменьшает исходные частотные флуктуации лазера в K(F) раз, с другой стороны, создает дополнительную аддитивную добавку, связанную с наличием амплитудных шумов на входе ситемы.

Для определения величины $W_{\rm c}(F)$ проводилось три измерения напряжения с выхода синхронного детектора системы АПЧ.

1. Измерялось шумовое напряжение $v_1(F)$ в полосе ΔF при работе системы АПЧ:

$$[v_1(F)]^2 = W_0(F) \cdot K_1^2(F) \cdot K_2^2(F) / K^2(F), \qquad (2)$$

где $K_2(F)$ — коэффициент передачи селективного усилителя и синхронного детектора.

2. Измерялось шумовое напряжение $v_2(F)$ в полосе ΔF при освещении фотодиода лазерным светом, но при разорванной цепи обратной связи:

$$[v_2(F)]^2 = [v_{\rm III}(F)]^2 K_2^2(F) \,. \tag{3}$$

3. С целью калибровки чувствительности пьезоцилиндрах измерялось напряжение:

$$v_3(F_1) = K_1(F_1) \cdot K_2(F_1) \cdot \Delta \nu_{\text{кал}},$$
(4)

где $\Delta\nu_{\text{кал}}$ — известная амплитуда синусоидальной девиации частоты, создаваемая подачей напряжения от звукового генератора на вспомогательный пьезоциллиндр с лазерным зеркалом, причем постоянная времени системы АПЧ при этом достаточно велика, для того чтобы на частоте F_1 коэффициент стабилизации был равен 1. При калибровке следует учесть, что коэффициент преобразования пьезоцилиндра (Гц/В) при настройке частоты лазера на вершину пика мощности меньше, чем для пустого резонатора или, что то же самое, при настройке частоты лазера вдали от пика, вследствие эффекта автостабилизации [13, 14]. Отношение коэффициента преобразования пьезоцилиндра при настройке частоты лазера вдали от пика к коэффициенту преобразования пьезоцилиндра при настройке частоты лазера на вершину пика численно равно коэффициенту автостабилизации лазера с нелинейно поглощающей ячейкой, который для данного лазера составлял 2 [2]. Отметим, что в полосе частот до 1 кГц коэффициент преобразования пьезоцилиндра был постоянен, а коэффициенты передачи $K_1(F)$ и $K_2(F)$ также не зависели от частоты. Отсюда находим $K_1(F) \cdot K_2(F) = v_3(F_1)/\Delta\nu_{кал}$.

Преобразуя выражение (1), получим

$$W_{\rm c}(F) = \{ [v_1(F)]^2 + [v_2(F)]^2 \} \cdot \Delta \nu_{\rm KAJ} / [v_3(F_1)] \Delta F.$$
(5)

Перейдем к описанию результатов эксперимента. На рис. 1 приводится спектральная плотность флуктуаций частоты исследуемого лазера при работе системы АПЧ. Кривые 1 и 2 определяют уровень аддитивной добавки к частотным флуктуациям, связанной с работой АПЧ и обусловленной тепловыми шумами сопротивления p—n перехода фотоприемника, нагрузки фотоприемника и шумами первого каскада системы АПЧ (кривая 1) и их суммой с дробовыми шумами и избыточными шумами фототока, т. е. всеми шумами на входе системы АПЧ (кривая 2) при работе системы АПЧ. Кривая 2 определяет минимально достижимый уровень спектральной плотности частотных флуктуаций при работе системы АПЧ.

Кривые 3-6 являются результатом обработки основных измерений в соответствии с выражением (1), на них приводится спектральная плотность флуктуаций частоты для различных полос рабочих



Рис. 1. Спектральная плотность флуктуаций частоты одночастотного He–Ne/CH₄ лазера. 1, 2 — уровень флуктуаций частоты излучения лазера, создаваемых за счет работы системы АПЧ (1 — уровень, определяемый тепловыми шумами фотоприемника, нагрузки фотоприемника и шумами первого каскада системы АПЧ; 2 — уровень, определяемый суммой вышеуказанных шумов с дробовыми шумами и избыточными шумами фототока). 3–6 — частотные флуктуации при работе системы АПЧ, при различных интегрирующих звеньях (3 — специальное интегрирующее звено; 4–6 — обычные RC-фильтры с различными постоянными времени: 4 — $\tau = 0,1$ с; 5 — $\tau = 0,3$ с; 6 — $\tau = 4$ с). 7 — флуктуации частоты лазера при $\tau \to \infty$.

частот системы АПЧ, которые задавались различными интегрирующими звеньями. (Коэффициент передачи K(F) при $F \rightarrow 0$ в замкнутом кольце АПЧ был для всех четырех случаев одинаков и составлял $2 \cdot 10^3$.) Кривая 3 соответствует специальному интегрирующему звену, представляющему собой усложненный RC-фильтр. Кривые 4–6 соответствуют обычным RC-фильтрам: 4 — постоянная времени фильтра $\tau = 0,1$ с; 5 — $\tau = 0,3$ с; 6 — $\tau = 4$ с.

Из рис. 1 видно, что в режиме стабилизации частоты при использовании специального фильтра (кривая 3) в полосе 15—600 Гц достигнута минимально возможная спектральная плотность флуктуаций частоты при данном уровне шумов на входе АПЧ.

Кривая 7 является результатом пересчета измерений при $\tau = 4$ с для случая $\tau \to \infty$. Таким образом, кривая 7 соответствует случаю, когда система АПЧ стабилизирует только среднее значение частоты лазера, но не влияет на уровень флуктуаций частоты.

Описываемая система АПЧ, при минимальной постоянной времени, уменьшала флуктуации частоты лазера до частот порядка 1 кГц. Отметим, что в настоящее время существуют системы АПЧ лазера, управляющим элементом которых является не пьезоэлемент, а электрооптический кристалл (см., например, [15]). Рабочая полоса таких систем может достигать сотен килогерц. Однако, такое расширение рабочей полосы системы АПЧ целесообразно, если на высоких частотах исходная спектральная плотность флуктуаций частоты превосходит уровень, определяемый шумами на входе системы АПЧ. В противном случае расширение рабочей полосы системы АПЧ приведет к росту $W_c(F)$ на высоких частотах при работе АПЧ. Следует отметить, что спектральная плотность естественных частотных флуктуаций одночастотного He–Ne/CH₄ лазера на высоких частотах очень мала. В диапазоне частот 20–200 кГц для описываемого здесь лазера, как показано в [3], она составляла 0,03 Гц²/Гц. Следовательно, дальнейшее расширение рабочей полосы системы АПЧ в данном случае нецелесообразно. Поскольку минимально достижимый уровень спектральной плотности частотных флуктуаций частоты, то для одночастотного He–Ne/CH₄ лазера данный метод позволяет измерять только технические флуктуации частоты.

В заключение автор считает необходимым отметить, что данная задача была предложена Ю.И.Зайцевым, а также выражает благодарность И.А.Андроновой за обсуждение результатов работы.

Работа частично поддержана грантом № 96-15-96742 РФФИ.

ЛИТЕРАТУРА

- 1. Берштейн И. Л. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1964. Т. 7. № 2. С. 328.
- 2. Геликонов В. М., Зайцев Ю. И., Малыкин Г. Б. //Квантовая электроника, 1979. Т. 6. № 2. С. 383.
- 3. Геликонов В. М., Малыкин Г. Б. //Квантовая электроника, 1983. Т. 10. № 1. С. 145.
- 4. Багаев С. Н., Дмитриев А. Н. //Оптика и спектроскопия, 1973. Т. 34. Вып. 2. С. 337.
- 5. Кошеляевский Н.Б., Татаренков В. М., Титов А. Н. //Квантовая электроника, 1974. Т. 1. № 3. С. 516.
- 6. Bagaev S. N., Vasilenko L. S., Dmitriev A. K., Goldort V. G., Scvortsov M. N., Chebotaev V. P. //Appl. Phys., 1976. V. 10. № 3. P. 231.
- 7. Берштейн И.Л. //ДАН СССР, 1950. Т. 68. № 1. С. 469.
- 8. Берштейн И. Л. //Изв. АН СССР. Сер. физическая, 1950. Т. 14. Вып. 1. С. 145.
- 9. Берштейн И.Л., Андронова И.А., Зайцев Ю.И. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1967. Т. 10. № 1. С. 59.
- 10. Рытов С. М. Введение в статистическую радиофизику. Ч. І. М.: Наука, 1976. 498 с.
- 11. Степанов Д. П. //Изв. ВУЗов. Радиофизика, 1968. Т. 11. № 4. С. 514.
- 12. Nakazava M., Nakamura J., Musha T. //IEEE J. of Quantum Electr., 1980. V. QE-16. № 8. P. 854.
- 13. Летохов В. С. //Письма в ЖЭТФ, 1967. Т. 6. Вып. 4. С. 597.
- 14. Летохов В.С., Чеботаев В.П. Нелинейная лазерная спектроскопия сверхвысокого разрешения. — М.: Наука, 1990. — 512 с.
- 15. Barger R. L., West J. B., English T. C. //Appl. Phys. lett., 1975. V. 27. № 1. P. 31.

Институт прикладной физики РАН, Н.Новгород, Россия Поступила в редакцию 6 апреля 1998 г.

FREQUENCY FLUCTUATION MEASUREMENTS OF A NONLINEAR–ABSORBING CELL LASER BY BERSHTEIN'S METHOD

G.B.Malykin

It has been proposed to use the method early suggested by I. L. Bershtein of frequency fluctuation measurements for an arbitrary type oscillator by an error signal at the output of the phase lock sysmem of a laser with an inner absorbing cell. The measurements of the frequency fluctuation spectral density were carried out for a single frequency He–Ne/CH₄ laser. It has been shown that in this case the method makes it possible to measure low-frequency fluctuations which determine the laser line width. The measurements can be carried out both in the mode of suppression of laser low-frequency fluctuations due to the phase lock system and in the mode close to that of free generation. It has been shown also that the increase of the lock system operating frequency band makes sense only in the case when the initial laser fluctuation spectral density multiplied by the slope of frequency discriminator transformation exceeds the noise level at the system input.