

И. М. БЕТЕРОВ, Ю. А. МАТЮГИН, Г. А. МИЛУШКИН,
Б. И. ТРОШИН, В. П. ЧЕБОТАЕВ

(Новосибирск)

**ВЫСОКОСТАБИЛЬНЫЙ ГАЗОВЫЙ ЛАЗЕР
НА ОСНОВЕ НЕЛИНЕЙНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
($\lambda=0,63$ мкм), Ч. 5 *
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ
ДИСПЕРСИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК
ОПТИЧЕСКОГО ДИСКРИМИНАТОРА,
СТАБИЛЬНОСТИ И ВОСПРОИЗВОДИМОСТИ ЧАСТОТЫ
ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА**

В ранее опубликованных частях этой работы [1, 2] были детально рассмотрены вопросы, касающиеся методов стабилизации частоты и селекции типов колебаний в газовых лазерах [1], дано описание оптической и электронной схем стабилизируемого лазера на $\lambda=0,63$ мкм [2]. В этом лазере в качестве частотного дискриминатора использовался узкий провал в линии поглощения, возникающий в поле квазибегущей волны во внешней поглощающей ячейке. В последней части данной работы мы приводим результаты экспериментального исследования характеристик дискриминатора и стабильности и воспроизводимости частоты лазера.

Определение понятий стабильности и воспроизводимости частоты генерации лазера. В настоящее время нет однозначного определения понятия стабильности частоты генерации. Это связано с различием экспериментальных методик проведения измерений, обусловленных в первую очередь назначением исследуемых приборов. Ниже мы даем основные определения, используемые в нашей работе.

Под относительной стабильностью $S(t)$ мы понимаем отношение $\nu/\Delta\nu_{\text{ср.кв}}$ за время измерений t при определенном времени усреднения регистрирующего устройства τ , где $\Delta\nu_{\text{ср.кв}}$ — среднеквадратичное отклонение частоты от средней, ν — среднее значение частоты генерации лазера (номинальное значение). В зависимости от величины параметров t , τ стабильность частоты генерации подразделена на кратковременную $t \gg \tau_{\text{хар}}$, $\tau \ll \tau_{\text{хар}}$ и долговременную $t \gg \tau_{\text{хар}}$, $\tau > \tau_{\text{хар}}$ стабильность, где $\tau_{\text{хар}}$ — характерное время ухода частоты генерации.

Как известно, нестабильность частоты генерации лазера реальных систем в значительной мере определена техническим шумом. Источниками шума являются: акустические и механические возмущения длины интерферометра, флюктуации температуры и давления окружающей среды, флюктуации тока разряда и т. п. Динамические характеристики источников шума определяют спектральную плотность флюктуаций частоты генерации лазера и тем самым характерное время ухода частоты генерации. Следовательно, $\tau_{\text{хар}}$ можно определить как величину, обратно пропорциональную средней частоте, с которой происходит уход оптической частоты генерации лазера. Таким образом, кратковременную нестабильность частоты генерации лазера $\Delta\nu_{\text{ср.кв}}/\nu$ целесообразно трактовать как величину, которая, по существу, дает информацию о полном «мгновенном» спектральном составе излучения ОКГ (точнее, о спектре излучения, реализуемом за время $t \gg \tau_{\text{хар}}$ при $\tau \ll \tau_{\text{хар}}$).

По смыслу определения долговременная стабильность характеризует «медленные» уходы частоты на относительно больших отрезках

* См. ч. 1, 2 в пятом и ч. 3, 4 в шестом номерах журнала «Автоматрия» (1972 г.).

времени. В соответствии с этим при снятии долговременной стабильности большой интерес представляет информация об уходах частоты, вызываемых смещением нуля оптического дискриминатора и электронной схемы автоподстройки частоты генерации лазера и существованием «мертвой» зоны в области сигнал/шум = 1.

Однако следует подчеркнуть, что единственный путь для однозначного понимания полученных результатов лежит в точном знании условий проведения экспериментов.

Под воспроизводимостью частоты принято понимать отношение $\Delta\nu_{\text{ср.кв.}}/\nu$ при последовательно производимых измерениях с независимо настраиваемыми генераторами. В нашей работе мы обратим главное внимание на исследование влияния ряда параметров, которые в основном определяют воспроизводимость частоты генерации лазера. Конкретно, мы проводили исследования по смещению нуля оптического дискриминатора при изменении давления, тока разряда и температуры внешней поглощающей ячейки. Эти исследования позволяют определить смещение нуля дискриминатора на единицу изменения давления, тока разряда и температуры. При известной точности, с которой могут поддерживаться давление, ток разряда и температура оптического дискриминатора, можно определить воспроизводимость частоты стабилизированного ОКГ по указанным физическим величинам. Отметим также, что проведение такого рода исследований является необходимым этапом для создания оптического эталона частоты.

Описание схемы лабораторной установки для изменения параметров стабилизированного ОКГ. Измерение физико-технических характеристик высокостабильных источников оптического диапазона требует использования двух независимо стабилизированных лазеров. Принцип измерения основан на регистрации разностной частоты биений между двумя оптическими генераторами. При независимой работе каждого лазера изучение поведения разностной частоты дает информацию о физико-технических характеристиках отдельного ОКГ. В объем наших исследований входило измерение кратковременной и долговременной стабильности частоты генерации лазеров, измерение смещения нуля оптического дискриминатора при изменении ряда основных параметров, определяющих воспроизводимость частоты, и снятие дисперсионного контура внешней поглощающей ячейки.

Блок-схема лабораторной установки, на которой проводились исследования, показана на рис. 1. Установка состояла из двух независимо стабилизированных оптических квантовых генераторов ОКГ₁, ОКГ₂ с блоками управления БУ₁, БУ₂ (электронные схемы автоподстройки частоты генерации),

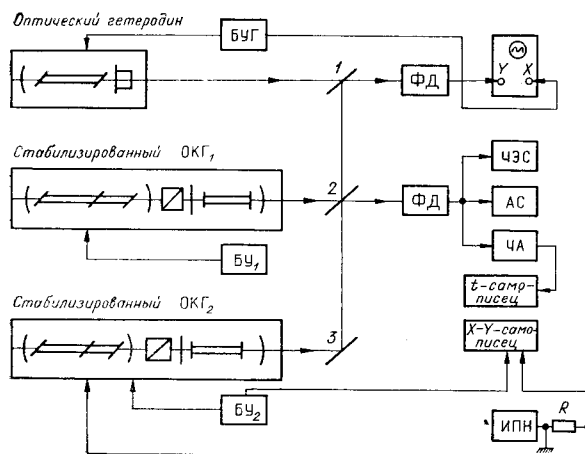


Рис. 1.

оптического гетеродина с блоком управления гетеродина (БУГ), двух фотодетекторов (ФД), фотоумножителей типа ФЭУ-15, осциллографа типа С1-54, частотомера электронно-счетного (ЧЭС) типа ЧЗ-12, анализатора спектра (АС) типа С4-8, частотомера аналогового линейного преобразователя частота — напряжение (ЧА), двухкоординатного самописца (X—Y-самопи-

сец) типа ПДС-021М, самописца с временной разверткой (t -самописец) модели В-34 (Ф. Рикоденки) и источника постоянного напряжения (ИПН) типа УИП₁.

Для получения разностной частоты биений два пучка света лазеров ОКГ₁ и ОКГ₂ смешивались с помощью полупрозрачной пластинки 2 и зеркала 3 и направлялись на фотодетектор. С выхода ФД сигнал поступал на цифровой и аналоговый частотомеры и анализатор спектра. Использование приборов трех типов весьма удобно в период настройки (и проведения измерений) и позволяло получать качественно и количественно большую информацию.

Анализатор спектра использовался для визуального наблюдения за «мгновенным» значением разностной частоты биений и при соответствующем выборе времени интегрирования для измерения кратковременной стабильности. Основное назначение электронно-счетного частотомера — измерение долговременной стабильности и смещения нуля оптического дискриминатора. Прибор имеет 6 дискретных значений времени счета (время усреднения) от 10^{-3} с до 100 с, что позволяло также проводить измерения кратковременной стабильности на относительно длинных временных интервалах. Аналоговый частотомер в сочетании с временным самописцем преимущественно использовался для записи разностной частоты биений при больших временах измерения. Это позволяло получать интегральную временную оценку о стабильности частоты генерации лазера.

Снятие дисперсионного контура проводилось с одним ОКГ₁ (или ОКГ₂) при разомкнутой системе автоматической подстройки частоты. Сигнал с выхода синхронного детектора БУ₁ (БУ₂) подавался на вход Y двухкоординатного самописца. Сканирование частоты генерации осуществлялось магнитострикционным способом источником ИПН. Величина, пропорциональная току подмагничивания, снималась с сопротивления R и подавалась на вход X -самописца, что соответствовало частотной развертке по оси абсцисс.

Оптический гетеродин использовался для контроля одночастотности режимов генерации ОКГ₁ и ОКГ₂, для регистрации взаимного смещения частот лазеров и их положения на контуре выходной мощности генерации гетеродина (визуальное наблюдение) и для определения направления ухода частоты при изменении параметров дискриминатора.

Смешивание пучков гетеродина и лазеров осуществлялось на полупрозрачной пластинке 1 (см. рис. 1). Излучение направлялось на фотодетектор, выход которого был подключен к Y -входу осциллографа. Сканирование частоты гетеродина и горизонтальной развертки осциллографа проводилось синусоидальным сигналом с блока управления гетеродина. Сканирование частоты гетеродина осуществлялось пьезокерамическим блоком, на котором было укреплено зеркало оптического резонатора. Амплитуды управляющих напряжений менялись потенциометрами. Напряжение сканирования горизонтальной развертки осциллографа снималось с фазовращателя, необходимого для согласования прямого и обратного ходов луча. Напряжение сканирования пьезокерамики примерно 220 В, напряжение сканирования развертки осциллографа 6 В.

Исследование дисперсионной характеристики оптического дискриминатора. Детальный анализ зависимости чувствительности дискриминатора от различных параметров дан в [1, 2], где на основе теоретического рассмотрения дисперсионной кривой сделаны рекомендации по выбору основных параметров дискриминатора. В настоящем разделе описаны результаты экспериментального исследования чувствительности дискриминатора в зависимости от давления газа в ячейке, амплитуды переменного магнитного поля и мощности излучения, проходящего через ячейку.

Оценка чувствительности дискриминатора производилась по дисперсионным кривым, представляющим собой зависимость сигнала ошибки

от величины расстройки $\Delta\omega_1$. Для характеристики чувствительности дискриминатора использовалось значение крутизны дисперсионной кривой в точке $\Delta\omega_1=0$.

Запись дисперсионных кривых производилась на установке, изображенной на рис. 1, при разомкнутой системе автоматической подстройки частоты одного из лазеров и медленной перестройке его частоты. Время записи одной дисперсионной кривой составляло около 30 с.

Для определения масштаба оси частот на записываемых кривых использовался второй лазер, работающий в многомодовом режиме. Излучение обоих лазеров смешивалось с излучением лазера-гетеродина. При этом на экране осциллографа наблюдалось изображение кривой генерации гетеродина с неподвижными метками биений, соответствующими модам второго лазера, и медленно перемещающейся меткой биений, соответствующей частоте перестраиваемого лазера. При записи моменты совпадения подвижной метки с неподвижными отмечались на диаграммах. Расстояния между этими точками соответствуют межмодовому расстоянию второго лазера. По известной длине резонатора второго лазера определяли межмодовую частоту и масштаб частотной оси на записываемых дисперсионных кривых. Такой метод градуировки позволял избежать погрешности, связанной с явлением гистерезиса и нелинейности коэффициента магнитоотрикции.

Сигнал расстройки измерялся на выходе резонансного усилителя и пересчитывался к значениям амплитуды первой гармоники фототока фотодиода. Коэффициент усиления резонансного усилителя предварительно был измерен. В наших измерениях мы использовали кремниевые фотодиоды типа ФД-7К. Измеряя постоянную составляющую фототока в отсутствие компенсации, мы определяли глубину модуляции фототока и, следовательно, интенсивности слабого отраженного луча. Одновременно с измерением сигнала измерялась величина шумов. Шумы измерялись на выходе резонансного усилителя, когда модуляция магнитного поля снималась и полезный сигнал отсутствовал. Затем среднее значение шумов также пересчитывалось к величине первой гармоники фототока.

На рис. 2 показан образец экспериментальной записи дисперсионной кривой: $p=0,6$ тор, $P_0=1,3$ мВт, $I_p=27$ мА, $H=15$ Э. Такие кривые записывались для различных значений амплитуды переменного магнитного поля, интенсивности проходящего через ячейку излучения и давления газа в ячейке. Величина магнитного поля определялась по измеренному значению тока возбуждения соленоида. Интенсивность излучения измерялась на входе ячейки калиброванным фотоэлементом. Внешняя

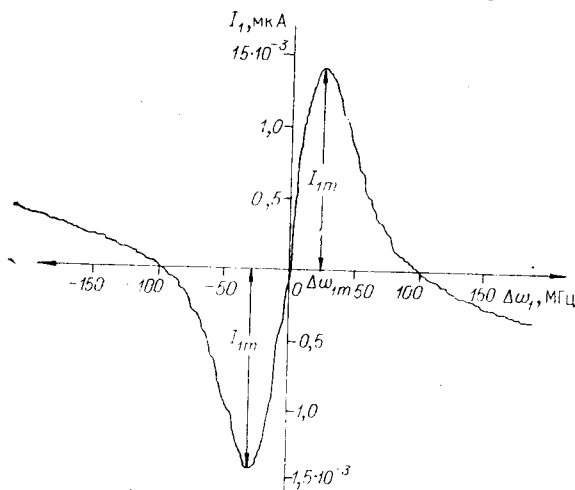


Рис. 2.

поглощающая ячейка была подключена к вакуумной системе напуска газа, что позволяло изменять давление в ячейке в широких пределах. Давление измерялось масляным манометром. Используемая внешняя поглощающая ячейка имела длину разрядного промежутка 40 см и внутренний диаметр капилляра 1,6 мм. Ячейка охлаждалась проточной водой.

Из экспериментальных кривых, подобных рис. 2, определялись следующие параметры: кру-

тизна дисперсионной кривой S в точке $\Delta\omega_1=0$, значение расстройки $\Delta\omega_{1m}$, соответствующее максимуму сигнала расстройки, и величина сигнала в максимуме I_{1m} . Крутизна определялась как тангенс угла наклона касательной к дисперсионной кривой в точке $\Delta\omega_1=0$.

Результаты обработки экспериментальных кривых представлены на рис. 3, 4, 5. Изображенная на рис. 3 экспериментальная зависимость крутизны от амплитуды переменного магнитного поля отображает ход теоретической кривой, приведенной в [2]. Там было показано, что максимум крутизны имеет место при значении амплитуды сканирования

$$\Delta\omega_{2opt} = \Gamma/\sqrt{2}, \quad (1)$$

где 2Γ — ширина провала в линии поглощения. Ширину провала мы можем определить, используя значение $\Delta\omega_{1m}$, соответствующее нулевым значениям H на рис. 3. Для малых амплитуд сканирования справедливо соотношение $\Gamma = \sqrt{3} \Delta\omega_{1m}$. Из кривых рис. 3 находим: $\Delta\omega_{1m H=0} = 22$ МГц, $\Gamma = \sqrt{3} \cdot 22 = 39$ МГц. Для этого значения Γ оптимальная амплитуда сканирования согласно (1) есть $\Delta\omega_2 = 27$ МГц, что соответствует амплитуде магнитного поля $H \approx 15$ Э. Как видим, расчетное значение H_{opt} находится в хорошем согласии с экспериментальными результатами.

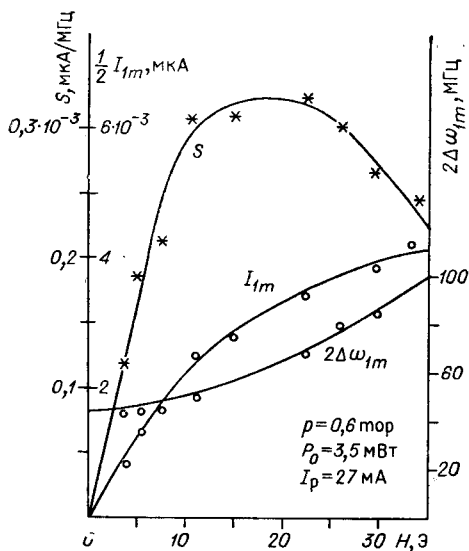


Рис. 3.

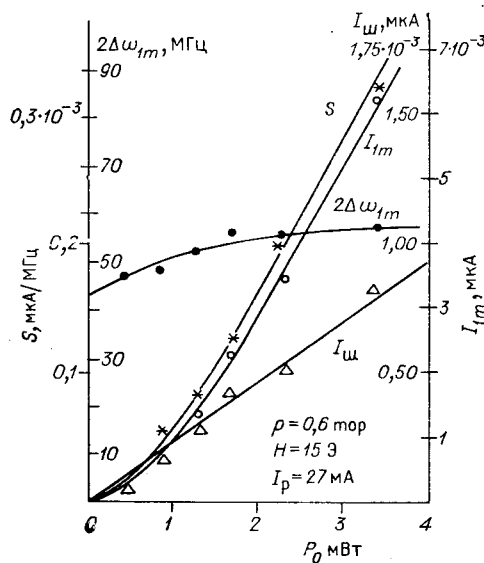


Рис. 4.

Зависимость параметров дисперсионной кривой от интенсивности проходящего через ячейку излучения показана на рис. 4. Здесь же приведены результаты измерения шумов. Характер зависимости крутизны от интенсивности излучения, как и ожидалось, близок к квадратичному при малых интенсивностях, а затем становится почти линейным. Шумы линейно растут с интенсивностью излучения. Линейная зависимость шумов от мощности излучения свидетельствует о том, что основным источником шума является нескомпенсированный шум, вносимый ячейкой. Радиационный шум фотодиода растет, как квадратный корень из интенсивности, а шум усилителя от интенсивности излучения не зависит. Дополнительные измерения шумов без разряда в ячейке показали, что шумы, вносимые ячейкой, в 3—5 раз больше всех остальных шумов. В качестве слабоотражающего зеркала в этих измерениях использовалась стеклянная подложка без покрытия, т. е. коэффициент отражения этого зеркала был равен 4%. Постоянная составляющая фототока отдельного фотодиода при максимальной падающей ин-

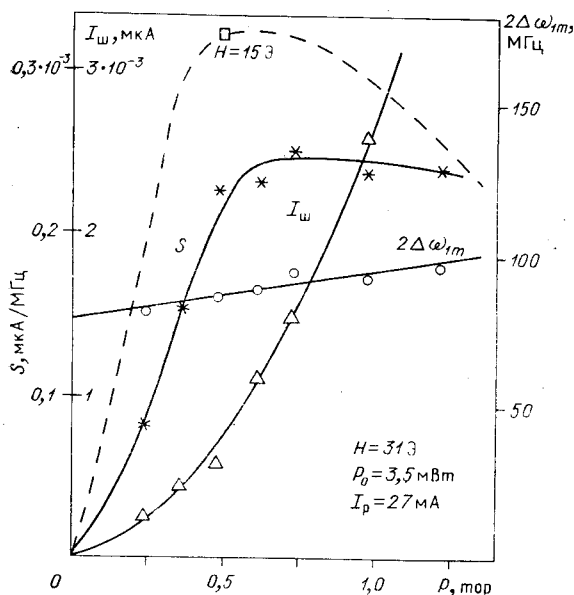


Рис. 5.

переменного магнитного поля около 31 Э не была оптимальной даже для больших давлений и тем более далека от оптимума для малых давлений. Заметим, что с давлением быстро растет ширина линии и, следовательно, оптимальная величина амплитуды сканирования. Вместе с тем представляет интерес зависимость крутизны дисперсионной кривой от давления при оптимальной амплитуде сканирования для каждого значения давления. Зная зависимость крутизны дисперсионной кривой от амплитуды сканирования, а также зависимость ширины провала от давления, мы рассчитали такую кривую путем корректирования соответствующих значений экспериментальной кривой. Рассчитанная кривая показана на рисунке штриховой линией. Одна точка, изображенная на рисунке квадратиком, есть результат измерений. Как видим, она очень хорошо ложится на расчетную кривую.

В [2] на основании имеющихся данных по уширению линии из-за давления и зависимости коэффициента поглощения от давления было найдено, что крутизна дисперсионной кривой должна иметь максимальное значение в области давлений $0,3 \div 0,7$ тор. Этот результат хорошо совпадает с экспериментальными данными.

При выборе значения рабочего давления газа в ячейке необходимо учитывать не только величину сигнала, но и величину шумов. Желательно иметь максимально возможное значение отношения сигнала к шуму. Как видим из рис. 5, шумы быстро растут с давлением и с точки зрения получения максимального отношения сигнала к шуму давление в ячейке должно быть не более 0,3 тор. Однако при столь низких давлениях из-за явления жестчения газа срок службы трубок оказывается довольно небольшим. Учитывая это, было принято значение давления 0,5 тор.

Таким образом, проведенные экспериментальные исследования дисперсионных характеристик позволили создать оптический дискриминатор с оптимальными характеристиками и подтвердили выводы теоретического рассмотрения. Последнее означает, что развита надежная теоретическая методика для расчета параметров оптических дискриминаторов на основе внешних поглощающих ячеек.

Измерение стабильности частоты генерации лазера. Измерение стабильности частоты генерации лазера проводилось на лабораторной уста-

тенсивности (около 3,5 мВт) составляла 0,4 мкА. Таким образом, максимальное значение амплитуды первой гармоники фототока I_{1m} приблизительно равно 1,5% от постоянной составляющей.

На рис. 5 представлены результаты измерений параметров дисперсионной кривой в зависимости от давления газа в ячейке. Измерения выполнены в диапазоне давлений $0,24 \div 1,26$ тор.

Крестиками на рисунке обозначены результаты измерения крутизны дисперсионных кривых. Эти измерения были сделаны при относительно большой амплитуде сканирования. Амплитуда

повке, схематически показанной на рис. 1. Оптические элементы установки были размещены на двух массивных плитах, установленных на общем фундаменте. Специальных мер защиты от акустических и механических возмущений, колебаний температуры и давления окружающей среды не принималось. Для уменьшения влияния этих факторов измерения в основном проводились в вечернее время. До начала измерений установка прогревалась в течение 1—2 ч. За это время практически наступало тепловое равновесие элементов арматуры резонатора с окружающей атмосферой, а также обеспечивался более стабильный режим работы системы автоматической подстройки частоты генерации лазера и регистрирующей аппаратуры.

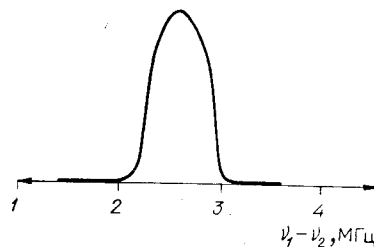


Рис. 6.

Измерение стабильности частоты генерации, как указывалось выше, основано на регистрации разностной частоты биений между двумя лазерами. Смещение частот двух независимо стабилизируемых оптических квантовых генераторов осуществлялось наполнением газоразрядных трубок внешних поглощающих ячеек разным давлением газа, установлением различных разрядных токов в ячейках дискриминатора, а также электронно-оптическим смещением нулей систем автоматической подстройки частоты генерации лазеров. Разностная частота биений двух ОКГ обычно устанавливалась равной примерно 2 МГц.

Измерение кратковременной стабильности проводилось анализатором спектра и электронно-счетным частотомером. При работе с анализатором снималась спектральная плотность мощности разностной частоты биений между двумя лазерами. Анализатор спектра имел ширину полосы пропускания 30 кГц на уровне 3 дБ и линейный детектор. На рис. 6 приведена одна из характерных кривых спектральной плотности разностной частоты биений двух независимо стабилизированных ОКГ, полученная на анализаторе спектра при времени развертки, равном 0,1 с, и постоянной времени интегрирования, равной 1 с.

Расчет среднеквадратического отклонения ($\Delta v_{\text{ср.кв.}}$) проведем в предположении гауссовского закона распределения, для которого имеет место соотношение

$$\Delta v_{\text{ср.кв.}} = \frac{\Delta v_{1/2}}{2\sqrt{2 \ln 2}}, \quad (2)$$

$\Delta v_{1/2}$ — ширина распределения на полувысоте.

Учитывая линейный характер детектирования, в расчетную формулу (2) для ширины распределения ($\Delta v_{1/2}$) подставим значение величины, измеренной на уровне 0,707 экспериментальной кривой рис. 6, что дает $\Delta v_{\text{ср.кв.}} = 250$ кГц.

Относительную нестабильность частоты генерации лазера определим из выражения

$$S = \frac{\Delta v_{\text{ср.кв.}}}{\sqrt{2} \nu},$$

где введен фактор $\sqrt{2}$, обусловленный методом измерения на основе двух ОКГ. Для рассматриваемого случая значение нестабильности частоты генерации равно $S \approx 3,7 \cdot 10^{-10}$.

При измерении кратковременной стабильности вторым методом электронно-счетный частотомер работал в режиме непрерывного счета с временем усреднения, равным 10^{-3} с (время счета), и временем индикации 3 с.

Обычно записывалось несколько сотен показаний за время порядка 15 мин.

Время усреднения, τ	$3 \cdot 10^{-5}$ с	10^{-3} с	1 с	10 с
Время измерения, t	0,1 с	15 мин	16 мин	20 мин
Среднеквадратичное отклонение, $\Delta\nu_{\text{ср. кв}}$	250 кГц	538 кГц	213 кГц	115 кГц
Нестабильность частоты генерации лазера, $\frac{\Delta\nu}{\sqrt{2} \nu}$	$3,7 \cdot 10^{-10}$	$8 \cdot 10^{-10}$	$3,1 \cdot 10^{-10}$	$1,7 \cdot 10^{-10}$

Полученные данные группировались по частотным интервалам в 100 кГц и затем стандартными методами рассчитывалось среднеквадратичное отклонение разностной частоты биений между лазерами.

Методика измерения долговременной стабильности электронно-счетным частотомером аналогична описанной. Мы проводили измерения долговременной стабильности со временами 1 с и 10 с на интервалах времени $10 \div 20$ мин. Ниже в таблице приведены значения среднеквадратичного отклонения и нестабильности частоты генерации лазера, вычисленные по представленным экспериментальным результатам (см. рис. 6 и рис. 7, а, б, в).

На рис. 8 показана экспериментальная запись разностной частоты биений между двумя лазерами, полученная при регистрации аналоговой системой частотомер — самописец со временем усреднения $\tau = 1$ с.

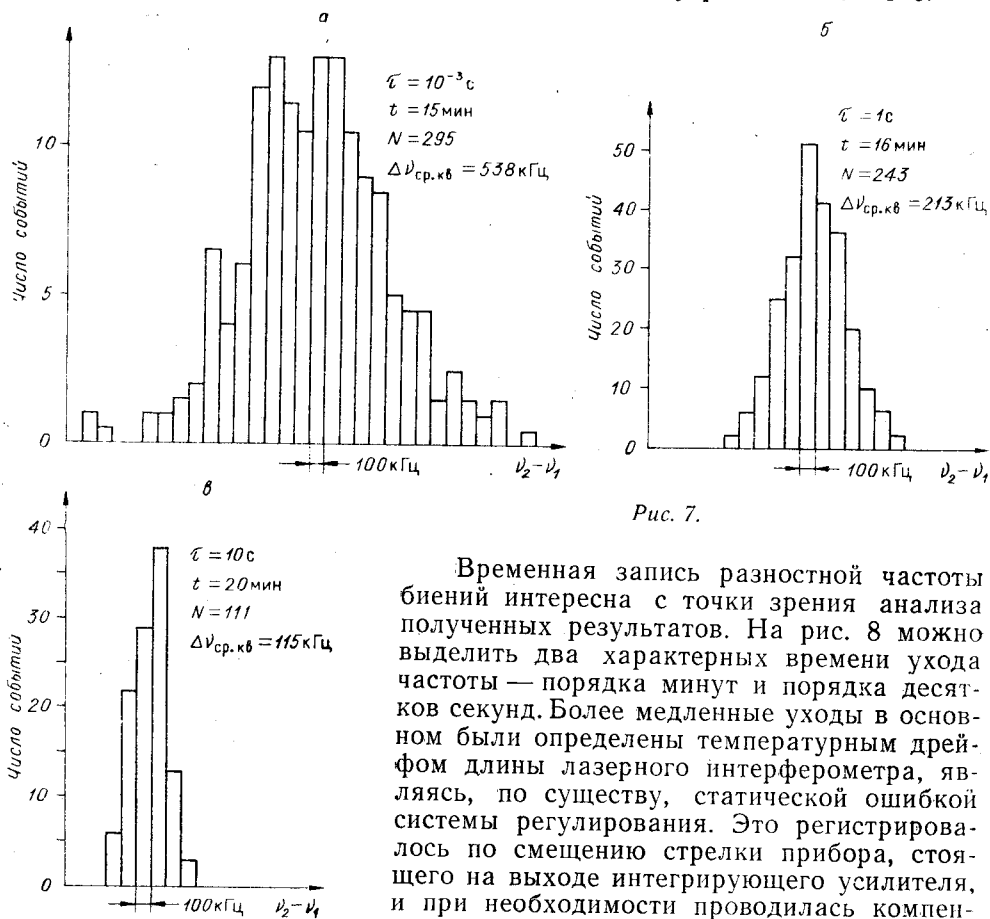


Рис. 7.

Временная запись разностной частоты биений интересна с точки зрения анализа полученных результатов. На рис. 8 можно выделить два характерных времени ухода частоты — порядка минут и порядка десятков секунд. Более медленные уходы в основном были определены температурным дрейфом длины лазерного интерферометра, являясь, по существу, статической ошибкой системы регулирования. Это регистрировалось по смещению стрелки прибора, стоящего на выходе интегрирующего усилителя, и при необходимости проводилась компен-

сация (изменение длины резонатора магнитоотрицательной подстройкой). Возникновение относительно больших рассогласований в системе регулирования становится понятным, если учесть, что изменение температуры на один градус приводит к смещению оптической частоты примерно на 400 МГц. Более быстрые флюктуации наиболее вероятно приписать дрейфу частоты в зоне нечувствительности системы автоподстройки. Действительно, амплитуда флюктуаций разностной частоты биений достаточно велика (порядка сотен кГц), и, кроме того, колебания происходят на весьма низких частотах, т. е., по существу, в области статического коэффициента усиления системы. Ясно, что такие возмущения не могли идти со стороны лазерного интерферометра, что также проверялось простым замыканием системы регулирования. Практически невозможно объяснить флюктуации такого вида за счет смещения нуля оптического дискриминатора по крайней мере при учете реальных возмущений по давлению, току разряда и температуре.

На рис. 8 хорошо видно, что быстрые флюктуации частоты в значительной мере сглажены (размытость записи). На основании этого можно сказать, что снижение нестабильности частоты генерации лазера при переходе от времени усреднения $\tau=1$ с к времени усреднения $\tau=10$ с (измерения электронно-счетным частотомером) происходило в основном за счет демпфирования медленных составляющих в спектре частоты биений.

При сокращении времени усреднения нестабильность частоты генерации лазера увеличивалась, что происходило, естественно, вследствие увеличения амплитуды измеряемых флюктуаций, обусловленных быстрыми возмущениями (см. рис. 7). В свою очередь, уменьшение времени измерения приводило к уменьшению среднеквадратичного отклонения за счет сокращения вклада более медленных флюктуаций в спектре измеряемых частот (см. рис. 6).

Приведенная выше таблица хорошо иллюстрирует сказанное и качественно правильно отражает общий характер изменения нестабильности частоты генерации лазера при различных способах измерения.

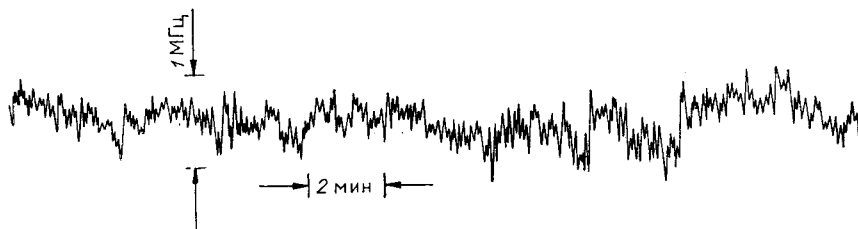


Рис. 8.

Отметим также, что приведенные в таблице данные в конечном итоге показывают лишь результаты отдельных реализаций и только в этом плане должны оцениваться. В зависимости от условий проведения экспериментов результаты измерений менялись. Например, нами были получены реализации при измерении кратковременной стабильности ($\tau=10^{-3}$ с, $t=15$ мин) со значениями среднеквадратичного отклонения $\Delta v'_{\text{ср.кв}} = 220$ кГц и $\Delta v'_{\text{ср.кв}} = 290$ кГц, что соответствует величине нестабильности $S' = 3,3 \cdot 10^{-10}$ и $S'' = 4,3 \cdot 10^{-10}$; при измерении долговременной стабильности ($\tau=10$ с, $t=13$ мин) — $\Delta v_{\text{ср.кв}} \approx 173$ кГц и $S = 2,5 \cdot 10^{-10}$.

Опыт, накопленный в течение периода проведения экспериментов, показал, что в условиях нашей лаборатории среднее значение кратковременной нестабильности частоты генерации лазера может быть представлено величинами $S = 5 \cdot 10^{-10}$ (при $t = 10 \div 15$ мин) и $S = 2 \div 3 \cdot 10^{-10}$ (при $t = 0,1$ с).

Воспроизводимость частоты генерации лазера. Создание высокостабильных источников излучения видимого диапазона опирается на использование спектральных линий атомов и молекул. Реальная физическая система не может быть полностью изолированной и взаимодействие с окружающей средой приводит к изменению ее спектрального состава излучения.

Как известно, центр линии атомного перехода сдвигается при столкновении излучающего (поглощающего) атома с другими атомами и электронами, а также под действием электрических и магнитных полей.

Величина сдвига из-за столкновения частиц между собой определяется выражением [3] $\Delta\nu = N\langle\sigma''v\rangle$, где N — концентрация частиц; σ'' — сечение столкновения, приводящего к сдвигу; v — относительная скорость сталкивающихся частиц. Магнитное поле приводит к сдвигу центра линии зеемановской компоненты на величину [3]

$$\Delta\nu = g \frac{e}{2mc} H,$$

где g — есть g -фактор уровня. Для используемого перехода неона $3s_2-2p_4$ сдвиг составляет $\Delta\nu$ (МГц) $\approx 1,8 H$ (Э).

В газоразрядной плазме к сдвигу линий могут приводить изменения давления, температуры газа, величины разрядного тока, так как при этом изменяется концентрация и средняя скорость частиц. Кроме того, в разрядных трубках имеются постоянные внутренние электрические поля: радиальное электрическое поле, обусловленное явлением амбиполярной диффузии, и продольное, связанное с падением напряжения в положительном столбе разряда. Ток разряда создает постоянное круговое магнитное поле. Эти поля также могут меняться с изменением условий разряда. Возможен также сдвиг спектральной линии за счет эффектов дрейфа ионов и электронов и соответствующего движения излучающих и поглощающих атомов.

Для оценки этих факторов нами были выполнены измерения сдвига линии в зависимости от давления, разрядного тока, температуры. Для измерений использовалась рассмотренная выше установка. В одной из поглощающих ячеек поддерживался постоянный режим работы, в то время как в другой изменялись давление газа, температура, ток разряда. При этом с помощью спектроанализатора, электронного частотомера с самописцем фиксировалось изменение частоты биений.

Использование трех регистрирующих приборов позволило избежать систематической ошибки измерения, а также было удобно при настройке системы и при измерении как очень малых сдвигов, так и значительных. Так, например, использование записи частоты на ленте самописца позволило зафиксировать очень небольшие сдвиги, соизмеримые с флуктуациями частоты. Кроме того, большие сдвиги удобнее было измерять с помощью спектроанализатора, так как частотомеры начинали давать погрешность при значительных частотах биений вследствие уменьшения амплитуды сигнала биений.

Наши измерения показали, что имеется небольшой сдвиг в $2 \div 3$ МГц/тор из-за давления в диапазоне давлений $0,3 \div 1,5$ тор. Более детальную картину зависимости сдвига от давления получить не удалось вследствие малой величины сдвига, а также в связи с тем, что с увеличением давления быстро росли шумы и точность измерения падала. Сдвиг линии происходил в сторону низких частот. Направление сдвига мы определяли следующим образом. Как мы уже отмечали, излучение обоих лазеров смешивалось с излучением дополнительного сканируемого лазера-гетеродина и на экране осциллографа можно было наблюдать метки биений исследуемых лазеров на кривой генерации лазера-гетеродина. Определив направление изменения частоты лазера-

гетеродина, мы могли определить взаимное соотношение частот исследуемых лазеров и, следовательно, знак изменения частоты.

Значительно больший сдвиг был зафиксирован при изменении разрядного тока. На рис. 9 показана зависимость разностной частоты от тока разряда. Эти измерения были выполнены с ячейкой, имеющей диаметр разрядного промежутка 4 мм. В ячейке, используемой для стабилизации и имеющей внутренний диаметр 1,6—1,8 мм, не удавалось в больших пределах изменять ток, так как при токах меньше 20 мА разряд был неустойчив. При изменении же тока в этой ячейке на ± 10 мА от рабочего значения (около 30 мА) сдвиг не превышал $1,5 \div 2$ МГц.

Следует обратить внимание, что в ячейке $\varnothing 1,6 \div 1,8$ мм плотность тока в рабочем режиме значительно больше, чем даже максимальная плотность тока в ячейке с диаметром 4 мм. Но и в последней при больших токах наблюдалось уменьшение наклона кривой зависимости сдвига от тока. При увеличении тока частота сдвигалась также в сторону более низких частот.

Сдвиг частот с температурой измерялся следующим образом. Обычно внешние поглощающие ячейки охлаждались проточной водой. Измерялась частота биений при охлаждении, после чего охлаждение одной из ячеек выключалось. На ленте самописца можно было наблюдать хорошо заметное изменение средней частоты биений по мере повышения температуры ячейки. Сдвиг частоты составлял около 1,5 МГц при изменении температуры наружной стенки разрядной трубки на 50° .

Используя результаты измерений по сдвигу линий, оценим реально достижимую воспроизводимость для выбранной конструкции поглощающих ячеек. Если давление в ячейке поддерживать с точностью 0,1 тор, то это даст погрешность частоты около 300 кГц. Величина тока разряда может быть выдержана с большой точностью, однако из-за разброса внутренних диаметров разрядных трубок может быть значительным разброс плотностей тока. Если отклонение внутреннего диаметра трубок будет в пределах 0,1 мм, что составляет примерно 5% от диаметра, то плотность тока будет меняться в пределах 10%, что соответствует изменению тока разряда на 3 мА или сдвигу по частоте порядка $500 \div 600$ кГц.

Предполагая далее, что температура стенок внешней поглощающей ячейки может поддерживаться с точностью до 3°C , получим, что воспроизводимость частоты при учете принятых возможных возмущений по давлению, току разряда и температуре оценивается величиной $1,5 \cdot 10^{-9}$.

При технической разработке оптического дискриминатора были испытаны различные конструкции внешней поглощающей ячейки, отличающихся по длине, внутреннему диаметру трубок, конструкцией катодного узла и способом охлаждения. Проверка новых решений проводилась сначала на одной из стабилизированных ОКГ и в конечном итоге привела к новому запуску системы оптического дискриминатора (отжигу газоразрядной трубки, наполнению газом, настройке оптической схемы и т. д.). В этот период работы мы не проводили контроля за соответствием обоих дискриминаторов. Накопленная за это время информация позволила оценить воспроизводимость частоты величиной $8 \cdot 10^{-9}$.

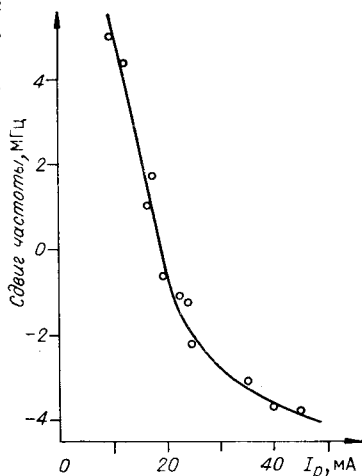


Рис. 9.

Заключение. Исследование физико-технических свойств стабилизируемого лазера на $\lambda=0,63$ мкм, использующего в качестве частотного дискриминатора узкий провал в линии поглощения, возникающий в поле квазибегущей волны во внешней поглощающей ячейке, подтвердило высокую эффективность этого метода стабилизации частоты. Относительная стабильность частоты, полученная на лабораторном макете лазера, составила $S=5 \cdot 10^{-10}$ при времени усреднения $\tau=10^{-3}$ с и $S=2 \div 3 \cdot 10^{-10}$ при времени усреднения $\tau=3 \cdot 10^{-5}$ с на интервалах времени измерения порядка 15 мин и 0,1 с соответственно. Эти результаты были получены без использования специальных мер по термостабилизации и защиты режима работы поглощающей ячейки реально достижимая воспроизводимость частоты оценивается как $1,5 \cdot 10^{-9}$. Для получения более высокой воспроизводимости частоты необходимо, по-видимому, использовать в качестве поглощающей среды молекулярные системы, имеющие подходящие линии поглощения для переходов из основного состояния.

Выполненное экспериментальное исследование дисперсионной характеристики дискриминатора подтвердило справедливость теоретических расчетов и позволило оптимизировать конструкцию и режим работы дискриминатора.

Результаты исследования характеристик лабораторного макета лазера были положены в основу опытно-конструкторской разработки высокостабильного лазера.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, Г. А. Милушкин, Б. И. Трошин, В. П. Чеботаев. Высокостабильный газовый лазер на основе нелинейного поглощения ($\lambda=0,63$ мкм), ч. 1, 2.— Автoметрия, 1972, № 5.
2. И. М. Бетеров, Ю. А. Матюгин, Г. А. Милушкин, Б. И. Трошин, В. П. Чеботаев. Высокостабильный газовый лазер на основе нелинейного поглощения ($\lambda=0,63$ мкм), ч. 3, 4.— Автoметрия, 1972, № 6.
3. И. И. Собельман. Введение в теорию атомных спектров. М., «Физматгиз», 1963.

Поступила в редакцию 27 декабря 1971 г.

УДК 621.381.41

**Г. В. КРИВОЩЕКОВ, В. К. МАКУХА, В. С. СМИРНОВ,
М. Ф. СТУПАК**
(Новосибирск)

КВАЗИСТАЦИОНАРНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ЛАЗЕРА НА РУБИНЕ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВНЕШНЕГО СИГНАЛА

В последнее время появляется повышенный интерес к особенностям генерации твердотельных лазеров под действием внешнего сигнала [1, 2, 3]. Полученные в этом случае параметры лазерного излучения (высокая когерентность, узкий стабильный спектр, большой энергетический выход и мощность) позволяют надеяться на применение лазеров