

ДВУХЧАСТОТНЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ СТАНДАРТ

С. Н. Багаев, А. К. Дмитриев, В. П. Чеботаев

1. В настоящей работе мы впервые сообщаем о наблюдении узких резонансов в мощности излучения газового лазера с нелинейным поглощением (НП) в устойчивом режиме генерации двух продольных типов колебаний, симметрично расположенных относительно центра линии поглощения, и об осуществлении стабилизации частоты в этом режиме генерации с малым значением нестабильности частот ($\Delta\nu/\nu = 10^{-12}$). Полученный высокостабильный режим генерации двух типов колебаний позволяет: а) существенно расширить возможности оптических стандартов частоты, б) создать принципиально новые системы интерферометрии для точного измерения больших расстояний, в) осуществить построение вторичных стандартов СВЧ диапазона на основе получения высокостабильных колебаний на фотодетекторе при смешивании оптических сигналов с различными частотами. Несомненный интерес представляет использование полученного режима генерации двух симметрично расположенных мод для исследований квантовых флуктуаций, зависимости лоренцевой ширины от поступательных скоростей сталкивающихся частиц.

2. Образование узких резонансов в двухчастотном режиме можно объяснить на основе теории Лэмба [1], а также с использованием модели образования "провалов" Беннета в распределении атомов по скоростям под действием встречных волн [2]. Легко показать (см., например, [3]), что встречные волны с различными частотами будут взаимодействовать с одними и теми же атомами лишь при симметричном расположении частот относительно центра линии усиления (поглощения). Нелинейное взаимодействие этих двух волн с газом, как и в случае стоячей волны [1], приводит к образованию провала в линии усиления (поглощения) и, следовательно, к возникновению узких резонансов в мощности генерации при изменении длины резонатора Фабри–Перо (при этом меняется расположение типов колебаний относительно центра линии). До сих пор в лазерах без НП с резонатором Фабри – Перо это явление не наблюдалось по той причине, что режим генерации двух симметрично расположенных продольных мод является неустойчивым из-за их конкуренции [4, 5]. Иная ситуация может иметь место в лазере с НП, где оказывается возможным устойчивый режим генерации двух и более продольных мод вблизи симметричного расположения их относительно центра линии поглощения [6]. В этом случае можно ожидать уменьшение поглощения для встречных волн, что, естественно, приводит к образованию пика мощности генерации при перестройке длины резонатора.

3. Наблюдение узких резонансов двухчастотного режима и стабилизации частоты были осуществлены на установке (рис. 1), состоящей из двух идентичных He-Ne-лазеров I и II на $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$ с внутренними метановыми ячейками поглощения¹⁾. Лазер III – гетеродин

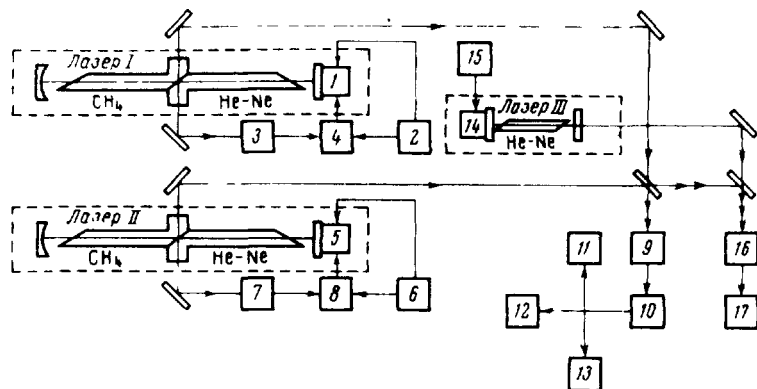


Рис. 1. Блок-схема экспериментальной установки: 1, 5, 14 – пьезокерамический элемент; 2, 6, 15 – звуковой генератор; 3, 7, 9, 16 – фотоприемник; 4, 5 – система автоматической подстройки частоты; 10 – широкополосный усилитель; 11 – частотомер; 12 – анализатор спектра; 13, 17 – осциллограф

служил для определения частотного состава и расположения мод исследуемых лазеров I, II. При отсутствии поглощающего газа в ячейках каждый лазер обычно генерировал на трех типах колебаний. Введение метана приводило к возникновению одночастотного режима. Селективирующее свойство метановой ячейки в He-Ne-лазере ранее отмечалось в [12]. Дальнейшее увеличение поглощения метана приводило к скачкообразному переходу в режим генерации двух частот, расположенных симметрично относительно центра линии поглощения. Это мы связываем с изменением формы линии результирующего усиления в двухкомпонентной среде (в нашем случае центры линий усиления и поглощения совпадали). Расстояние по частоте между генерируемыми типами колебаний составляло обычно 450 Мгц . Область плавной пере-

¹⁾ Использование метана в качестве нелинейного поглотителя в газовых лазерах было предложено для автостабилизации частоты в центре линии поглощения в [7] и для получения узкого пика мощности в [8]. Экспериментально пик мощности излучения He-Ne-лазера на $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$ с метановой ячейкой и стабилизация по нему частоты были осуществлены впервые в [9]. Очень контрастные резонансы в метане наблюдались при конкуренции встречных волн в лазере с кольцевым резонатором [10] и недавно в лазере с резонатором Фабри – Перо при взаимодействии волн с ортогональными поляризациями [11].

стройки частот составляла величину ~ 100 Мгц. При сканировании длины резонатора в мощности генерации возникал пик, контрастность которого составляла около 3% и ширина порядка 300 кГц. Подстраивая длину резонатора по максимуму пика мощности можно стабилизировать положение генерируемых типов колебаний относительно центра линии и, следовательно, стабилизировать частоту излучения каждого типа колебаний, а также их разности. При этом полусумма частот генерации равна частоте, соответствующей центру линии поглощения.

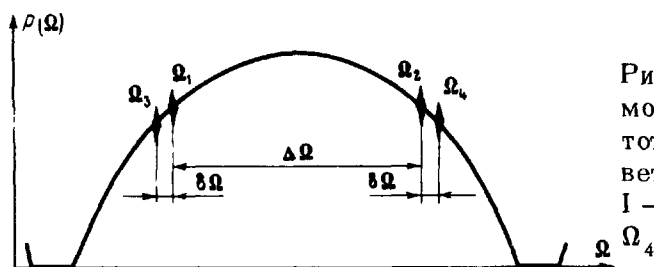


Рис. 2. Контур выходной мощности лазера III от частоты. Сигналы биений соответствуют частотам лазера I — Ω_1 , Ω_2 и лазера II — Ω_3 , Ω_4

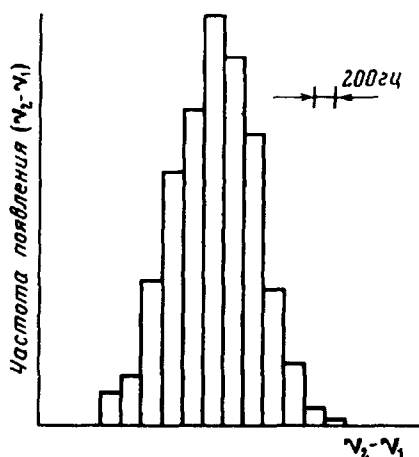


Рис. 3. Гистограмма распределения отсчетов разностной частоты лазеров вблизи $\delta\Omega = 2,8$ Мгц. Время измерения $t = 20$ мин. Время усреднения $\tau = 1$ сек

4. Положение и абсолютная частота каждого из двух генерируемых типов колебаний определяется расстоянием между зеркалами и разностью их продольных индексов. При симметричном расположении типов колебаний в каждом лазере расстройка по частоте между парой близко расположенных мод лазеров I и II равна (см. рис. 2) .

$$\delta\Omega = (\Omega_1 - \Omega_3) = \frac{1}{2} \left(\frac{c}{2L_1} \Delta n_1 - \frac{c}{2L_2} \Delta n_2 \right),$$

где c — скорость света, L_1 , L_2 — оптические длины, Δn_1 , Δn_2 — разности продольных индексов генерируемых типов колебаний лазеров I и

II, соответственно. В наших экспериментах величина $\delta\Omega$ была равна 2,8 МГц. Измеряя оптические характеристики сигнала биения при смешивании излучений от двух лазеров на этой частоте можно судить о стабильности излучения газового лазера на каждом генерируемом типе колебаний. Так как Ω_1 и Ω_2 обоих лазеров отличаются на довольно большую величину, эффектами захвата и затягивания в такой системе можно пренебречь. Получено, что кратковременная нестабильность частот одного лазера составляет величину $4 \cdot 10^{-11}$ (время усреднения $\tau = 10^{-3}$ сек, приблизительно на порядок меньше характерного времени возмущений). Нестабильность частот при времени усреднения 1 сек оказалась равной $3 \cdot 10^{-12}$. Гистограмма распределения отсчетов частоты вблизи 2,8 МГц при $\tau = 1$ сек приведено на рис. 3. По-видимому, при достигнутой стабильности частоты каждого типа колебаний, стабильность разностной частоты $\Delta\Omega$ будет определяться квантовыми флуктуациями.

Институт физики полупроводников
Сибирское отделение
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
13 декабря 1971 г.

Литература

- [1] W.E.Lamb. J. Phys. Rev., 134A, 1429, 1964.
- [2] W.R. Bennett. J. Phys. Rev., 126, 580, 1962.
- [3] Е.В.Бакланов, В.П.Чеботаев. ЖЭТФ, 60, 552, 1971.
- [4] С.А.Гончуков, И.О.Лейпунский, Е.Д.Проценко, А.Ю.Румянцев. Оптика и спектроскопия, 27, 313, 1969.
- [5] R.L.Fork, M.A.Pollack. Phys. Rev., 139, A1408, 1968.
- [6] И.М.Бетеров, В.Н.Лисицын, В.П.Чеботаев. Оптика и спектроскопия, 30, 932, 1971; 30, 1108, 1971.
- [7] В.С.Летохов. Письма в ЖЭТФ, 6, 597, 1967.
- [8] В.Н.Лисицын, В.П.Чеботаев. ЖЭТФ, 54, 419, 1968.
- [9] Н.Г.Басов, Э.М.Беленов, М.В.Данилейко, В.В.Никитин. ЖЭТФ, 57, 1991, 1969.
- [10] R.L. Barger, J.L.Hall. Phys. Rev. Lett., 22, 4, 1969.
- [11] М.А. Губин, А.И.Шопов, Е.Д.Проценко. Сб. Квантовая электроника, Изд. Советское радио, №3, 99, 1971.
- [12] Н.Г.Басов, М.В.Данилейко, В.В.Никитин. ЖПС, 11, 3, 1969.