

Стабилизированные лазеры

УДК 621.375.9 : 535

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. 1 МЕТОДЫ СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ МОЩНЫХ ГАЗОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Введение. Решение различных задач научного и практического характера требует создания высокостабильных монохроматических источников излучения. До последнего времени стабилизация частоты газовых лазеров касалась только маломощных генераторов. Сравнительно недавно была поставлена задача стабилизации частоты мощных газовых лазеров и намечены пути ее решения [1]. Создание мощных высокостабильных по частоте генераторов требует единого решения таких казалось бы не связанных друг с другом самостоятельных вопросов, как селекция типов колебаний с возможностью плавной перестройки частоты и собственно принципов стабилизации.

К настоящему времени предложены и реализованы различные принципы и методы стабилизации частоты излучения маломощных лазеров. Конкретное использование каждого из них в основном определяется физическими характеристиками рабочего перехода, уровнем выходной мощности и техническими требованиями. Из известных методов стабилизации лучшие результаты дают методы, использующие особенности нелинейного взаимодействия оптических полей с газовыми средами. Важное значение имело использование хорошо известного лэмбовского провала зависимости мощности генерации от частоты [2]. Уже первые работы [3], в которых стабилизация частоты He-Ne лазера ($\lambda = 0,63; 1,15$ мкм) осуществлялась по минимуму мощности генерации, показали преимущество этого метода по сравнению с методами, использующими в качестве репера частоты доплеровски уширенную линию. Узость лэмбовского провала по сравнению с доплеровской шириной, естественно, повышает предельную стабильность, которая может быть достигнута в данных условиях. Однако дальнейшие исследования стабильности и воспроизводимости частоты He-Ne лазера [1] показали, что метод стабилизации частоты по лэмбовскому провалу в некоторой степени ограничен в применении. Это связано с тем, что рабочее давление газа в активной среде обычно достаточно велико. Увеличение давления газа приводит к ударному уширению и сдвигу линии рабочего перехода.

Уширение лэмбовского провала снижает чувствительность дискриминатора частоты, следовательно, достижимую кратковременную стабильность частоты, а сдвиг линии ухудшает воспроизводимость. Так, например, линия усиления на $\lambda=0,63$ мкм смещается при увеличении давления гелия на 20 МГц/тор [4]. Это означает, что для достижения воспроизводимости порядка 10^{-9} необходимо поддерживать давление гелия с точностью до нескольких процентов. Очевидно, что поддержание давления с такой точностью в отпаянных приборах практически невозможно. Это явилось причиной сравнительно низкой воспроизводимости частоты He-Ne лазеров. В некоторых системах усиливающая среда может быть реализована при достаточно низких давлениях. Например, в лазере на неоне ($\lambda=1,15$ мкм) рабочее давление газа примерно равно $P_{Ne}=0,1$ тор, а в лазере на парах ртути ($\lambda=1,5$ мкм) — $P_{Hg}=5 \cdot 10^{-3}$ тор. Лэмбовский провал в мощности в таких системах с успехом использовался нами для стабилизации частоты генерации этих лазеров [5].

Использование насыщенных поглощающих ячеек дает возможность существенно понизить рабочее давление газа и получить как узкие резонансы, так и существенно более высокую воспроизводимость частоты. Широкий круг явлений в лазерах с нелинейным поглощением исследовался впервые в [4, 6]. Авторы этих работ независимо наблюдали пик в мощности генерации, а В. С. Летохов предложил использование нелинейного поглощения для автостабилизации частоты газовых лазеров [7].

Исследования He-Ne лазера с внутренней поглощающей ячейкой, стабилизируемого по пику мощности генерации [1], показали высокую эффективность этого метода по сравнению с другими. Однако мощность излучения в лазере с нелинейным поглощением, который стабилизируется по пику мощности генерации, ограничена. Это связано с тем, что увеличение поля в резонаторе приводит к сильному уширению пика и даже к его исчезновению. Другим существенным недостатком метода с внутренней ячейкой является эффект затягивания пика мощности генерации [1, 4], обусловленный сдвигом линии усиления относительно линии поглощения. Это приводит к зависимости положения пика мощности генерации от уровня возбуждения. Относительно малое превышение над порогом, необходимое для получения пика мощности генерации, требует очень высокой стабильности разряда и источников питания. Из изложенного ясно, что использование поглощения для достижения высокой воспроизводимости частоты в мощных газовых лазерах требует разработки новых методов, обеспечивающих к тому же и высокую стабильность частоты. В данной работе детально описываются принципы создания мощного высокостабильного по частоте He-Ne лазера на $\lambda=0,63$ мкм, его конструктивные и технологические особенности, электронные схемы стабилизации частоты и результаты испытаний. В основу работы легли наши предложения и исследования по селекции типов колебаний в газовых лазерах с нелинейным поглощением [8] и использованию эффектов насыщения во внешних ячейках поглощения для получения высокой стабильности частоты [1, 9]. Успешная селекция типов колебаний в He-Ne лазере с нелинейным поглощением чрезвычайно просто решила казавшуюся до сих пор сложной проблему создания мощного одночастотного плавно перестраиваемого по частоте генератора. С другой стороны, применение внешних поглощающих ячеек позволило получить высокие значения стабильности и воспроизводимости частоты излучения мощных газовых лазеров.

Физические принципы стабилизации мощных газовых ОКГ ($\lambda=0,63$ мкм). Для стабилизации лазеров с повышенной интенсивностью

излучения необходимо переходить на использование дискриминаторов, находящихся вне основного резонатора. Можно выделить три способа стабилизации по внешним поглощающим ячейкам [9, 10]. Первое предложение по использованию внешней поглощающей ячейки в магнитном поле для целей стабилизации частоты генерации лазера было сделано Уайтом. Идея метода весьма проста. Помещение поглощающей среды (внешняя газовая ячейка) в постоянное магнитное поле приводит к возникновению циркулярного дихроизма, если частота света, проходящего через ячейку, не совпадает с резонансной частотой атома. Таким образом, если на пути прохождения линейно поляризованного света до ячейки поставить циркулярный переключатель, то на выходе фотодетектора можно получить сигнал на частоте переключения, причем фаза сигнала меняется на π при прохождении центра линии поглощения. Амплитуда сигнала растет с увеличением удаления от центра линии поглощения, а в центре линии поглощения равна нулю. Для получения максимальной чувствительности оптического дискриминатора взаимное смещение контуров по частоте должно достигать значения, при котором в точке пересечения контуров реализуется наибольшее значение производной в зависимости кривой поглощения от частоты.

Можно показать, что частотное смещение циркулярного контура поглощения (для доплеровской формы контура) относительно центра линий в этом случае равно $\Delta\omega = \Delta\omega_d / \sqrt{2}$, где $\Delta\omega_d$ — доплеровский параметр уширения.

Запишем форму линии поглощения для циркулярно поляризованного света в виде $k = k_0 \exp\left[-\left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_d}\right)^2\right]$, где k_0 — коэффициент поглощения излучения во внешней ячейке в центре линии. Таким образом, зависимость мощности излучения на выходе поглощающей ячейки в функции от $\Delta\omega$ при малых k имеет вид

$$P = P_0 \left\{ 1 - k_0 \exp\left[-\left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_d}\right)^2\right] \right\}, \quad (1)$$

где P_0 — мощность падающего излучения.

Определим чувствительность дискриминатора:

$$M_1 = dP/d\Delta\omega \frac{1}{P_0}; \quad M_1 = -2 \frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_d} \frac{k_0}{\Delta\omega_d} \exp\left[-\left(\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_d}\right)^2\right]. \quad (2)$$

Подставляя в это выражение ранее найденное значение $\frac{\Delta\omega}{\Delta\omega_d} = \frac{1}{\sqrt{2}}$,

окончательно получим $M_1 = \frac{\sqrt{2}}{V_e} \frac{k_0}{\Delta\omega_d}$.

Отметим, что представленное выражение для чувствительности дискриминатора M_1 справедливо в области полей, не приводящих к заметному просветлению поглощающей среды.

Рассмотрим теперь второй метод стабилизации, который мы назовем методом стабилизации частоты генерации лазера на основе зеемановской ячейки поглощения в переменном магнитном поле.

Допустим, что через поглощающую ячейку проходит циркулярно-поляризованный пучок света. В этом случае излучение лазера будет взаимодействовать только с одной σ^+ или σ^- компонентой контура линии поглощения. Если теперь ячейку поместить в переменное продольное магнитное поле, то в мощности излучения лазера появится переменная составляющая на частоте сканирования магнитного поля, причем фаза сигнала будет зависеть от знака расстройки частоты генерации

лазера относительно центра линии поглощения, а амплитуда сигнала равна 0 в центре линии поглощения и увеличивается с увеличением расстройки. Пусть $\Delta\omega = \Delta\omega_1 + \Delta\omega_2 \sin \Omega t$, где $\Delta\omega_1$ — стационарная расстройка частоты генерации лазера относительно центра линии поглощения; $\Delta\omega_2$ — амплитуда сканирования по частоте контура линии поглощения; Ω — частота сканирования циркулярного контура поглощения.

После подстановки $\Delta\omega = \Delta\omega_1 + \Delta\omega_2 \sin \Omega t$ в (1) и разложения в ряд получим следующее выражение для амплитуды первой гармоники (A) в мощности излучения лазера, прошедшего поглощающую ячейку:

$$A \sin \Omega t = P_0 k_0 \left[-\frac{2\Delta\omega_1 \Delta\omega_2}{\Delta\omega_d^2} + 2 \frac{\Delta\omega_1^3 \Delta\omega_2}{\Delta\omega_d^4} + \frac{3}{2} \frac{\Delta\omega_1 \Delta\omega_2^3}{\Delta\omega_d^4} - \frac{15}{16} \frac{\Delta\omega_1^3 \Delta\omega_2^3}{\Delta\omega_d^6} - \frac{5}{8} \frac{\Delta\omega_1 \Delta\omega_2^5}{\Delta\omega_d^6} + \frac{560}{24 \cdot 16} \frac{\Delta\omega_1^3 \Delta\omega_2^5}{\Delta\omega_d^8} + \frac{35}{24 \cdot 8} \frac{\Delta\omega_1 \Delta\omega_2^7}{\Delta\omega_d^8} \right] \sin \Omega t.$$

Определим чувствительность дискриминатора выражением

$$M_2 = \frac{dA}{d\Delta\omega_1} \frac{1}{P_0}.$$

После несложных расчетов имеем

$$M_2 = \frac{k_0}{\Delta\omega_d} 2 \frac{\Delta\omega_2}{\Delta\omega_d} \left[1 - 3 \frac{\Delta\omega_1^2}{\Delta\omega_d^2} - \frac{3}{4} \frac{\Delta\omega_2^2}{\Delta\omega_d^2} + \frac{15}{4} \frac{\Delta\omega_1^2 \Delta\omega_2^2}{\Delta\omega_d^4} + \frac{5}{16} \frac{\Delta\omega_2^4}{\Delta\omega_d^4} - \frac{35}{16} \frac{\Delta\omega_1^2 \Delta\omega_2^4}{\Delta\omega_d^6} - \frac{35}{24 \cdot 16} \frac{\Delta\omega_2^6}{\Delta\omega_d^6} \right].$$

При замкнутой системе автоматической подстройки частоты генерации лазера обычно реализуется условие $\frac{\Delta\omega_1}{\Delta\omega_d} \ll 1$. Нетрудно показать, что максимальная чувствительность дискриминатора соответствует следующему значению параметра: $\frac{\Delta\omega_2}{\Delta\omega_d} = 0,7$. Подставляя это значение в выражение для M_2 , окончательно получим

$$M_2 = -\frac{k_0}{\Delta\omega_d}. \quad (3)$$

В случае, если излучение лазера имеет эллиптическую форму поляризации, перед фотодетектором необходимо поставить поляризационную призму для выделения только круговой компоненты излучения, что соответствует установке поляриоида на пропускание минимальной линейной составляющей поляризованной (эллиптической) картины пучка света. Линейная компонента излучения лазера в этом случае не дает вклада в сигнал управления. Объясняется это следующим образом. При прохождении линейно поляризованного излучения через поглощающую ячейку в переменном магнитном поле происходит модуляция полной интенсивности излучения лазера, модуляция азимута и изменение эллиптичности. Вследствие симметрии модуляция интенсивности и эллиптичности не может дать вклада на частоте изменения магнитного поля. Модуляция азимута происходит на частоте модуляции, но в силу квадратичности характеристики это приводит к возникновению сигнала только на второй гармонике. Смещение угла поляризационной призмы от установленного положения (см. выше) приведет к возникновению сигнала на основной частоте модуляции. Этим обстоятель-

ством можно воспользоваться для измерения кратковременной и долговременной стабильности частоты генерации лазера.

Третий рассматриваемый нами метод стабилизации основан на использовании лоренцевского контура поглощения во внешней газовой ячейке для слабой встречной волны [1]. Образование провала в центре линии может быть использовано для создания полностью автостабилизированного по частоте лазера с нелинейным поглощением и низкой добротностью резонатора [11]. В [12] наблюдались узкие резонансы в поглощении слабой встречной волны на колебательно-вращательных переходах молекулы SF_6 . В [9] использовалась зеемановская ячейка поглощения с разрядом в чистом неоне как для спектроскопических исследований, так и для стабилизации частоты. Наконец, совсем недавно было сообщение о детальных исследованиях узких резонансов в SF_6 [13]. Результаты работ [1, 9, 11, 12] показали высокую эффективность этого метода для спектроскопических исследований и стабилизации частоты.

Внешне явление образования провала в форме линии поглощения сходно с образованием провала Лэмба в поле стоячей волны. Однако объяснение этих явлений различно. В нашем случае, ввиду слабости одной из волн, в распределении атомов по скоростям образуется лишь один провал. Ширина этого провала зависит от интенсивности сильной волны, а его положение от частоты расстройки $\Delta\omega$ относительно центра линии. Этот провал расположен в окрестности $kv = \Delta\omega$, где k — волновое число, а v — проекция скорости атома на направление распространения сильной волны. Слабая встречная волна будет взаимодействовать с атомами, у которых $kv' = -\Delta\omega$. Если $\Delta\omega$ много больше ширины провала, то слабая волна не «чувствует» присутствия сильного поля и, следовательно, число атомов, с которыми она взаимодействует, не меняется от присутствия сильного поля. Поэтому коэффициент поглощения равен ненасыщенному. При $\Delta\omega = 0$ обе волны взаимодействуют с одними и теми же атомами, а поэтому число атомов, с которыми взаимодействует слабая волна, существенно уменьшается, что приводит к уменьшению поглощения. Рис. 1 качественно иллюстрирует сказанное.

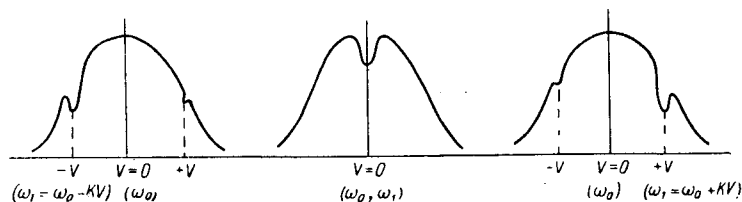


Рис. 1. Последовательная картина изменения линии поглощения для слабой встречной волны при сканировании частоты сильного поля.

Приведем рассмотрение, учитывающее влияние сильного поля на разность заселенностей.

Пусть через резонансно-поглощающую среду проходит внешнее сильное поле напряженностью E (вдоль оси z), а в обратном направлении — слабая отраженная волна с амплитудой e (рис. 2). Вероятность перехода атома с уровня m на уровень n под действием слабого поля равна

$$W = \frac{1}{2} \frac{\Gamma_0}{\gamma_m} (ep_{mn})^2 \frac{1}{(\Delta\omega + kv)^2 + \Gamma_0^2}. \quad (4)$$

Здесь $\Gamma_0 = \frac{\gamma_m + \gamma_n}{2}$ — полуширина линии; γ_m и γ_n — ширина верхнего и

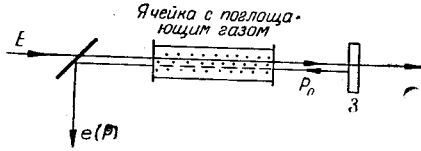


Рис. 2. Принципиальная схема эксперимента по получению узких резонансов во внешней поглощающей ячейке.

нижнего уровня; ρ_{mn} — матричный элемент дипольного момента атома в единицах π .

Вероятность перехода, усредненная по скоростям с максвелловским распределением $f_0(v) = \frac{1}{V\pi v} e^{-\frac{v^2}{v^2}}$, при $k\bar{v} \gg \Gamma_0$ равна $\bar{W}_0 = \frac{1}{2} \frac{V\pi (e\rho_{mn})^2}{kv\gamma_m} \times e^{-\frac{\Delta\omega^2}{(kv)^2}}$. В присутствии сильного поля разность заселенностей $\Delta n^{(0)}$ между уровнями m и n , нормированная на единицу, будет иметь вид

$$\Delta n^{(0)} = f_0(v) \left[1 - \frac{\Gamma_0^2 \kappa}{(kv - \Delta\omega)^2 + \Gamma_0^2 (1 + \kappa)} \right], \quad (5)$$

где $\kappa = \frac{(E\rho_{mn})^2}{\gamma\Gamma_0}$ — параметр насыщения; $\frac{2}{\gamma} = \frac{1}{\gamma_m} + \frac{1}{\gamma_n}$. Усредним теперь W с распределением (5):

$$\begin{aligned} \bar{W} &= \int_{-\infty}^{\infty} dv \Delta n^{(0)} W = \int_{-\infty}^{\infty} dv \frac{1}{V\pi v} e^{-\frac{v^2}{v^2}} \left[1 - \frac{\Gamma_0^2 \kappa}{(kv - \Delta\omega)^2 + \Gamma_0^2 (1 + \kappa)} \right] \times \\ &\times \frac{1}{2} \frac{(e\rho_{mn})^2 \Gamma_0}{\gamma_m} \frac{1}{(\Delta\omega + kv)^2 + \Gamma_0^2}. \end{aligned} \quad (6)$$

Выполняя интегрирование при условии $k\bar{v} \gg \Gamma_0 \sqrt{1 + \kappa}$ и переходя к коэффициенту поглощения слабой волны, получим*

$$\frac{k}{k_0} = \left(1 - \alpha \frac{\Gamma^2}{\Delta\omega^2 + \Gamma^2} \right) e^{-\left(\frac{\Delta\omega}{kv}\right)^2}, \quad (7)$$

где k — коэффициент поглощения слабого поля в присутствии сильного; k_0 — ненасыщенный коэффициент поглощения в центре линии;

$$\alpha = \frac{\kappa}{1 + \kappa + \sqrt{1 + \kappa}}; \quad \Gamma = \Gamma_0 \frac{1 + \sqrt{1 + \kappa}}{2}.$$

Выражение (7) описывает форму линии поглощения слабой встречной волны в присутствии сильной. В центре линии имеется провал дисперсионной формы шириной 2Γ и глубиной α . Для малых параметров насыщения ($\kappa \ll 1$) из (7) имеем

$$\frac{k}{k_0} = \left(1 - \frac{\kappa}{2} \frac{\Gamma_0^2}{\Gamma_0^2 + \Delta\omega^2} \right) e^{-\left(\frac{\Delta\omega}{kv}\right)^2}. \quad (8)$$

Форма провала в этом приближении совпадает с формой лэмбовского провала: при малом насыщении ширина провала равна $2\Gamma_0$ и глубина пропорциональна интенсивности сильного поля. Однако, в отличие от случая стоячей волны, в (8) параметр насыщения входит только в ре-

* Если $\Delta\omega \sim \Gamma_0 \sqrt{1 + \kappa}$, то член $e^{-\left(\frac{\Delta\omega}{kv}\right)^2}$ может быть опущен.

зональный член и однородная часть насыщения отсутствует. Это легко понять: обратная волна слабая и не создает насыщения. С ростом поля коэффициент поглощения k в центре линии уменьшается как $1/\sqrt{x}$. При больших полях ($x \gg 1$)*

$$\frac{k}{k_0} = \frac{\Delta\omega^2}{\Delta\omega^2 + \Gamma^2} e^{-\left(\frac{\Delta\omega}{k\nu}\right)^2}. \quad (9)$$

При $\Delta\omega=0$ коэффициент поглощения слабой волны обращается в нуль (так как формула (9) написана с точностью до $1/\sqrt{x}$, то при $\Delta\omega=0$ k следует искать по точной формуле). Этот результат очевиден. Действительно, как следует из (6), при $\Delta\omega=0$ вклад в поглощение дают атомы, у которых $v=0$, а разность заселенности атомов с такими скоростями стремится к нулю. Ширина провала в поглощении слабой волны поля стремится к полуширине провала в распределении атомов по скоростям.

Рассмотренное выше влияние эффектов заселенностей оказывается недостаточным при больших полях, так как необходимо учитывать влияние сильного поля не только на разность заселенностей, но и на поляризацию среды. В этом случае совместный учет влияния обоих факторов на форму линии поглощения приводит к качественно отличным результатам [14]. Например, коэффициент поглощения слабой волны в центре линии ($\Delta\omega=0$) с ростом поля стремится уже не к нулю, а к постоянному значению, зависящему от параметра $\beta \frac{\gamma}{\Gamma_0}$, где $\frac{2}{\gamma} = \frac{1}{\gamma_m} + \frac{1}{\gamma_n}$.

Этот результат интерпретировался в [14] эффектом расщепления уровней в сильном быстроосциллирующем поле. При этом основной вклад в поглощение слабой волны дают атомы с существенно отличными от нуля скоростями.

При условии $k\nu \gg \tilde{\Gamma} = \Gamma \sqrt{x+1}$, где $k\nu$ — доплеровский параметр, зависимость коэффициента поглощения (k) от частоты имеет вид

$$\frac{\tilde{k}}{k_0} = \frac{k}{k_0} + (E\rho_{mn})^2 \frac{\tilde{\Gamma} - \Gamma_0}{\tilde{\Gamma}} \operatorname{Re} \left\{ -\frac{f(\Delta\omega + i\tilde{\Gamma})}{2\Delta\omega + i(\tilde{\Gamma} + \Gamma_0)} \right\}, \quad (10)$$

где

$$f(x) = \frac{(3x - \Delta\omega + i\Gamma_0)(x + i\Gamma_0)(2x + i\Gamma_0)}{(3x - \Delta\omega + i\Gamma_0)(x + \Delta\omega + i\Gamma_0)(2x + i\gamma_m)(2x + i\gamma_n) - (2x + i\Gamma_0)^2 (E\rho_{mn})^2},$$

а k/k_0 определяется выражением (7).

При $x \ll 1$ формула (10) совпадает с (8) с точностью до x^2 . В центре линии имеем

$$\begin{aligned} \frac{\tilde{k}}{k_0} \Big|_{\Delta\omega=0} &= \frac{1}{\sqrt{1+x}} + \frac{\gamma}{\Gamma_0} x \frac{a-1}{a} \times \\ &\times \frac{(3a+1)(2a+1)}{(3a+1)(a+1) \left(2a + \frac{\gamma_m}{\Gamma_0}\right) \left(2a + \frac{\gamma_n}{\Gamma_0}\right) + (2a+1)^2 x\gamma/\Gamma_0}, \end{aligned}$$

где $a = \sqrt{1+x}$.

На рис. 3 дана расчетная зависимость формы линии поглощения при различных x , когда $\gamma_m = \gamma_n$ и $\gamma/\Gamma_0 = 0$. Рис. 4 представляет собой

* Для нахождения формы линии в этом случае можно не накладывать ограничения на $k\nu$ и $\Gamma_0 \sqrt{x}$. Функция W в (4) имеет резкий максимум в точке $v = \frac{\Delta\omega}{k}$, а следовательно, функция $\Delta n^{(0)}$ [см (5)] может быть вынесена в этой точке из-под интеграла (6).

расчетную зависимость коэффициента поглощения слабой волны от коэффициента поглощения сильной для различных γ/Γ_0 .

Если через поглощающую ячейку проходит волна с циркулярной поляризацией, то при помещении поглощающей ячейки в переменное магнитное поле мощность излучения, прошедшего ячейку, будет промодулирована по амплитуде при $\omega_1 - \omega_0 \neq 0$. Сигнал на частоте модуляции (частота сканирования магнитного поля) возникает подобно другим методам стабилизации. Однако в отличие, например, от предыдущего метода контур линии поглощения для встречной волны имеет ширину

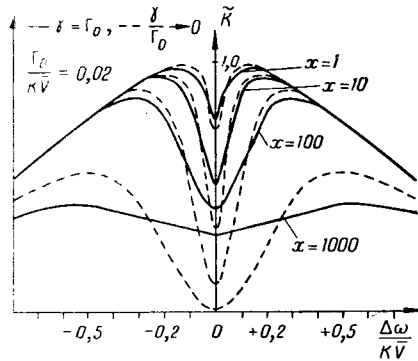


Рис. 3. Форма линии поглощения слабой встречной волны при $\kappa=10$; 100; 1000 ($\gamma/\Gamma_0=1$); штриховая кривая соответствует $\gamma/\Gamma_0=0$.

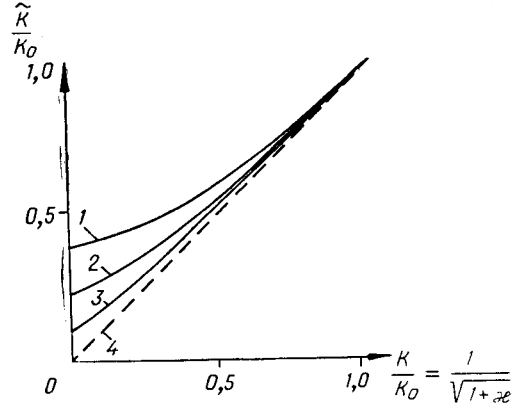


Рис. 4. Зависимость коэффициента поглощения слабой волны от коэффициента поглощения сильной:
Кривая 1 — $\gamma/\Gamma_0=1$; кривая 2 — $\gamma/\Gamma_0=0,5$; кривая 3 — $\gamma/\Gamma_0=0,2$; кривая 4 — $\gamma/\Gamma_0=0$.

($2\Gamma_0$) значительно меньшую, чем ширина доплеровского контура, что указывает на возможность увеличения чувствительности оптического дискриминатора.

Рассмотрим в линейном приближении работу оптического дискриминатора в отношении выделения сигнала ошибки и оптимизации его чувствительности. Введем следующие обозначения: P_0 — интенсивность слабой волны, отраженной от зеркала 3 (см. рис. 2); P — интенсивность волны, прошедшей поглощающую ячейку в обратном направлении (см. рис. 2). В соответствии с (7) можно записать

$$P = P_0(1 - k) = P_0 \left[1 - k_0 \left(1 - \frac{\alpha}{1 + \frac{\Delta\omega^2}{\Gamma^2}} \right) \right],$$

где $\alpha = \frac{\kappa}{1 + \kappa + \sqrt{1 + \kappa}}$ — параметр контрастности.

Как и ранее, представим расстройку $\Delta\omega$ в виде $\Delta\omega = \Delta\omega_1 + \Delta\omega_2 \sin \Omega t$ и разложим выражение $\frac{1}{1 + \Delta\omega^2/\Gamma^2}$ в ряд. Тогда выражение для интенсивности первой гармоники (A) будет иметь вид

$$A \sin \Omega t = P_0 k_0 \alpha \left[-\frac{2\Delta\omega_1 \Delta\omega_2}{\Gamma^2} + \frac{4\Delta\omega_1^3 \Delta\omega_2}{\Gamma^4} + \frac{3\Delta\omega_1 \Delta\omega_2^3}{\Gamma^4} - \frac{15\Delta\omega_1^3 \Delta\omega_2^3}{\Gamma^6} - \frac{60}{16} \frac{\Delta\omega_1 \Delta\omega_2^5}{\Gamma^6} + \frac{560}{16} \frac{\Delta\omega_1^3 \Delta\omega_2^5}{\Gamma^8} + \frac{35}{8} \frac{\Delta\omega_1 \Delta\omega_2^7}{\Gamma^8} \right] \sin \Omega t.$$

Для чувствительности дискриминатора $M_3 = \frac{dA}{d\Delta\omega_1} \frac{1}{P_0}$ соответственно получим

$$M_3 = -k_0\alpha \frac{2\Delta\omega_2}{\Gamma} \left[1 - 6 \frac{\Delta\omega_1^2}{\Gamma^2} - \frac{3}{2} \frac{\Delta\omega_2^2}{\Gamma^2} + \frac{45}{2} \frac{\Delta\omega_1^2 \Delta\omega_2^2}{\Gamma^4} + \frac{30}{16} \frac{\Delta\omega_2^4}{\Gamma^4} - \frac{840}{16} \frac{\Delta\omega_1^2 \Delta\omega_2^4}{\Gamma^6} - \frac{35}{16} \frac{\Delta\omega_2^6}{\Gamma^6} \right] \frac{1}{\Gamma}.$$

Можно показать, что чувствительность дискриминатора растет с увеличением амплитуды сканирования частоты до величины $\Delta\omega_2 = 0,61$. Таким образом, окончательно

$$M_3 = -0,72 \frac{k_0\alpha}{\Gamma}. \quad (11)$$

Проведем оптимизацию чувствительности дискриминатора по параметру κ . Простые расчеты показывают, что максимальная чувствительность дискриминатора соответствует значению $\kappa \approx 5$. Отсюда нетрудно получить, что

$$M_3 = -0,25 \frac{k_0}{\Gamma_0}. \quad (12)$$

Однако здесь необходимо иметь в виду, что увеличение параметра κ путем снижения давления газа в ячейке в свою очередь ведет к уменьшению ненасыщенного коэффициента поглощения k_0 (при заданных габаритах разрядной трубки) и, следовательно, к уменьшению чувствительности дискриминатора.

В заключение получим выражение для оценки предельно достижимой стабильности частоты генерации лазера. С этой целью воспользуемся уравнением С (сигнал)/Ш (шум) = 1 и будем считать дробовой шум фотоумножителя определяющим параметром. Для простоты примем, что падающая на фотоумножитель световая мощность засветки равна P_0 . В соответствии с этим первичный фототок выразим как $I = \eta \frac{eP_0}{h\nu}$, где e — заряд электрона; h — постоянная планка; ν — номинальная частота генерации лазера; η — квантовый выход фотокатода. Со средним фототоком связан среднеквадратичный дробовой шум $\bar{i}^2 = 2eIB$, где B — ширина полосы частот после детектирования. В результате

$$\bar{i}^2 = \frac{2e^2 P_0}{h\nu} B \eta.$$

Исходя из определения чувствительности оптического дискриминатора и считая, что условия $\frac{\Delta\omega_1}{\Delta\omega_d} \ll 1$, $\frac{\Delta\omega_1}{\Gamma} \ll 1$ заведомо выполняются, т. е. работа системы регулирования проходит в линейной зоне дискриминатора, можно записать следующее выражение для оптической мощности сигналов:

$$P_c = M\Delta\omega_1 P_0,$$

и, следовательно, сигнальный фототок равен

$$I_c = \frac{\eta e}{h\nu} M\Delta\omega_1 P_0.$$

Отсюда получим:

$$\frac{C^2}{\Pi^2} = \frac{\eta M^2 \Delta \omega_1^2 P_0}{2Bh\nu}; \quad \frac{C}{\Pi} = \sqrt{\frac{\eta P_0}{Bh\nu F}} M \Delta \omega_1$$

или более точно [15]

$$\frac{C}{\Pi} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\eta P_0}{Bh\nu F}} M \Delta \omega_1, \quad (13)$$

где F — избыточный шум фотоумножителя, величина примерно равная 2. Подставляя в (13) значение $C/\Pi=1$, получим следующее выражение для предельно достижимого значения стабильности частоты генерации лазера:

$$\frac{\Delta \omega_1}{\nu} = \frac{2}{M} \sqrt{\frac{hBF}{P_0 \nu \eta}}. \quad (14)$$

Для численной оценки относительной стабильности частоты генерации лазера примем следующие значения расчетных параметров: $M=10^{-9} \text{ с}^{-1}$; $h=6,62 \cdot 10^{-27} \text{ эрг} \cdot \text{с}$; $B=100 \text{ с}^{-1}$; $P=10^4 \text{ эрг} \cdot \text{с}^{-1}$; $\nu=5 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1}$; $\eta=10^{-2}$. После подстановки будем иметь $\frac{\Delta \omega_1}{\nu} = 10^{-11}$.

Сравнение методов стабилизации мощных газовых лазеров ($\lambda=0,63 \text{ мкм}$). Конечным результатом работы по стабилизации частоты генерации лазера является достижение требуемой стабильности частоты, т. е. величины $\Delta \omega_1/\nu$, при заданной мощности излучения. Поэтому перепишем еще раз выражение (14) в следующей форме:

$$\frac{\Delta \omega_1}{\nu} = \frac{1}{M} 2 \sqrt{\frac{hBF}{P_0 \nu \eta}}.$$

Так как рассмотрение ведется для определенного типа лазера, мы можем считать величины $P_0 \nu$ постоянными, а второй множитель в записанном выражении $\left(2 \sqrt{\frac{hBF}{P_0 \nu \eta}}\right)$ не зависящим от метода стабилизации. В этом случае сравнительный анализ методов стабилизации можно провести только на основе сравнения физико-технических характеристик оптического дискриминатора.

Запишем снова выражения для чувствительности оптических дискриминаторов трех рассмотренных типов (рис. 5):

$$M_1 = \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{e}} \frac{k_0}{\Delta \omega_{\text{д}}} \approx \frac{k_0}{\Delta \omega_{\text{д}}} \text{ — чувствительность дискриминатора по методу Уайта;}$$

$M_2 \approx -\frac{k_0}{\Delta \omega_{\text{д}}}$ — чувствительность оптического дискриминатора на основе поглощающей ячейки в переменном магнитном поле;

$M_3 = -0,72 \frac{k_0 \alpha}{\Gamma} \approx \frac{k_0 \alpha}{\Gamma}$, или $M_3 = -0,25 \frac{k_0}{\Gamma_0}$ — чувствительность оптического дискриминатора, основанного на использовании лоренцевского контура поглощения во внешней газовой ячейке в переменном магнитном поле.

Первые два метода по чувствительности дискриминатора эквивалентны. Поэтому рассмотрим соотношение $M_3/M_{1,2}$, характеризующее различие по чувствительности первых двух методов с третьим. Для случая, когда чувствительность третьего дискриминатора определяется выражением $M_3=0,25 k_0/\Gamma_0$, т. е. когда проведена оптимизация по пара-

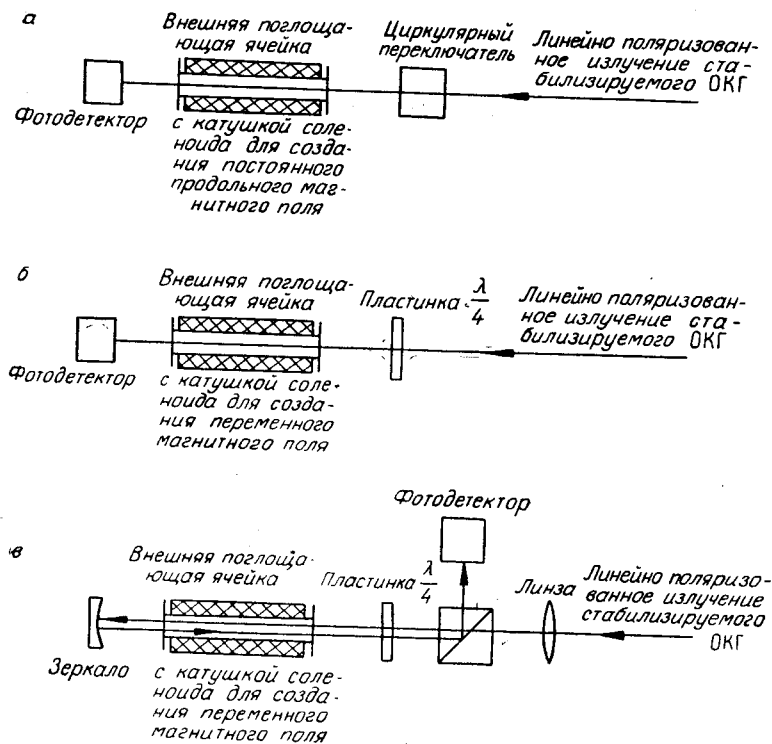


Рис. 5. Схемы оптических дискриминаторов:
 а — дискриминатор Уайта; б — дискриминатор на основе поглощающей ячейки в переменном магнитном поле; в — дискриминатор на основе нелинейной поглощающей среды.

метру χ , и ненасыщенные коэффициенты поглощения k_0 приняты равными для всех дискриминаторов, можно записать:

$$\frac{M_3}{M_{1,2}} = 1/4 \frac{\Delta\omega_d}{\Gamma_0}.$$

Принимая $\Delta\omega_d = 1000$ МГц и $\Gamma_0 = 20$ МГц, получим $M_3/M_{1,2} \approx 12$. В реальном случае это отношение снижается. Во-первых, величина Γ_0 не может быть меньше радиационного значения и поэтому для достижения оптимальных значений χ необходимо обеспечить требуемую интенсивность излучения стабилизируемого лазера. Во-вторых, для увеличения срока службы работы поглощающей ячейки желательно повысить давление газа, что при заданной мощности излучения лазера и $k_0 = \text{const}$ приводит к снижению параметра χ , увеличению Γ_0 и, следовательно, к уменьшению чувствительности дискриминатора. Перепишем соотношение для $M_3/M_{1,2}$ в виде

$$M_3/M_{1,2} = \frac{\alpha \Delta\omega_d}{\Gamma}.$$

Как показывает эксперимент, коэффициент контрастности α достаточно просто реализуется в диапазоне значений $\alpha = 0,1 \div 0,15$, что приводит к $M_3/M_{1,2} = 5 \div 7,5$.

С другой стороны, для повышения воспроизводимости целесообразно использовать ячейки пониженного давления ($p = 0,05 \div 0,1$ тор), чтобы избежать смещения абсолютной частоты генерации лазера, обусловлен-

ного столкновениями атомов. Если требование к воспроизводимости относительно незначительно (10^{-8} — 10^{-9}), то давление газа можно увеличить примерно на порядок. Следует также отметить, что для стабилизации частоты на основе первого и второго методов можно использовать излучение со стороны нерабочего выхода ОКГ. В третьем методе основное излучение лазера непосредственно участвует в формировании оптического дискриминатора и поэтому подвержено амплитудной и фазовой модуляции, что в общем, конечно, нежелательно. По величине амплитудная и фазовая модуляции обычно малы. Так, например, отношение боковых составляющих спектра амплитудной модуляции к центральной определяется выражением $k_0 \frac{\Delta\omega_2^2}{\Delta\omega_1^2}$ и равно примерно 10^{-3} — 10^{-4} .

В заключение подчеркнем, что выбор оптического дискриминатора требует принятия компромиссного решения из-за необходимости совместного учета технических и технологических возможностей и физических требований, которым должен отвечать прибор в целом. В нашей работе мы остановились на дискриминаторе с нелинейной поглощающей ячейкой, что, в первую очередь, было обусловлено повышенной чувствительностью данного дискриминатора, простым техническим решением проблемы получения сигнала ошибки и относительно низким уровнем электромагнитных наводок.

ЛИТЕРАТУРА

1. S. N. Bagaev, Y. D. Kolomnicov, V. N. Lisitsyn, V. P. Chebotayev. Stabilisation of Reproducibility of Frequencies of He-Ne Lasers of 0,63 μ k.— IEEE Jr. Quantum Electronics, QE — 4, 1968.
2. W. E. Lamb. Theory of an Optical Maser.— Jr. Phys. Rev., 1964, v. 134.
3. K. Shimoda, A. Javan. Stabilisation of the He-Ne Maser on the Atomic the Center.— J. Appl. Phys., 1965, v. 36.
4. В. Н. Лисицын, В. П. Чеботаев. Эффекты насыщения поглощения в газовом лазере.— ЖЭТФ, 1968, т. 54.
5. С. Н. Багаев, Л. С. Василенко, В. М. Клементьев, Ю. А. Матюгин, Б. И. Трошин, В. П. Чеботаев. Некоторые результаты исследований стабильности частоты генерации газовых лазеров.— Оптика и электроскопия, 1972, т. 32, № 4.
6. P. H. Lee, M. L. Skolnick. Saturated Neon Absorption Inside a 6328 Å Laser.— Appl. Phys. Lett., 1967, v. 10.
7. В. С. Летохов. Автостабилизация частоты газовых лазеров.— Письма, ЖЭТФ, 1967, т. 6.
8. V. P. Chebotayev, I. M. Beterov, V. N. Lisitsyn. Selection and Self-locking of Modes in a He-Ne Laser with Nonlinear Absorption.— IEEE Jr. Quantum Electronics, QE-4, 1968.
9. Ю. А. Матюгин, Б. И. Трошин, В. П. Чеботаев. Метод стабилизации частоты He-Ne лазера на основе использования лорентцевского контура поглощения во внешней газовой ячейке.— Оптика и спектроскопия, 1970, т. 31.
10. A. D. White. Control system of Frequency Stabilising a 6328 Å, Gas Laser.— Rev. Sci. Instrum., 1967, v. 38.
11. В. С. Летохов, В. П. Чеботаев. Об оптическом стандарте частоты с нелинейно-поглощающей газовой ячейкой.— ЖЭТФ, Письма, 1969, т. 9.
12. Н. Г. Басов, И. Н. Компанец, О. Н. Компанец, В. С. Летохов, В. В. Никитин. Узкие резонансы при насыщении поглощения излучением CO₂-лазера.— ЖЭТФ, Письма, 1969, т. 9.
13. Н. Г. Басов, О. Н. Компанец, В. С. Летохов. Узкие резонансы при насыщении поглощения SF₆ излучением CO₂-лазера. Препринт № 37. М., ФИАН, 1970.
14. Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев. Эффекты поля при резонансном взаимодействии волн в газе.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, вып. 2.
15. L. K. Anderson, B. J. MacMurtry. High-Speed Photodetectors.— Proceed. of the IEEE, 1966, v. 54.

Поступила в редакцию
24 декабря 1971 г.