

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. 3* ОПТИЧЕСКАЯ СХЕМА СТАБИЛИЗИРОВАННОГО ОДНОЧАСТОТНОГО He — Ne ЛАЗЕРА НА $\lambda=0,63$ мкм

Описание установки. Высокостабильный по частоте мощный одномодовый оптический квантовый генератор (на $\lambda=0,63$ мкм) представляет собой сложную оптико-механическую систему в сочетании с радиоэлектронным устройством.

Общая блок-схема лазерной установки показана на рис. 1, где выделены три основных блока стабилизированного ОКГ: одночастотный ОКГ, блок управления, блок питания. Такое деление отражает конструктивное исполнение всего устройства. Вся оптическая система лазера выполнена в едином блоке. Она включает в себя собственно одномодовый перестраиваемый по частоте мощный гелий-неоновый лазер на $\lambda=0,63$ мкм и оптический дискриминатор. Все элементы лазера и дискриминатора укреплены на одном жестком каркасе длиной 2 м.

Лазерный интерферометр образован двумя зеркалами 1 и 9. Зеркало 1 — плоское, зеркало 9 — сферическое, с радиусом кривизны 450 см. Плоское зеркало укреплено на пьезокерамическом элементе 2. Использование усилительной разрядной трубки 5 в сочетании с внутренней ячейкой поглощения 4 позволяет получать мощный одночастотный режим генерации лазера. Трубки герметизируются кварцевыми пластинами 3. Для подавления излучения на длине волны $\lambda=3,39$ мкм используется метановая ячейка, образованная совокупностью элементов 3, 8, 9. Метан заполняет промежуток между зеркалом и плоскопараллельной пластиной 3.

Излучение лазера с помощью поворотной призмы 10 вводится в оптическую систему дискриминатора и проходит последовательно через все элементы системы: фокусирующую линзу 11, поляризационную призму 13, четвертьволновую пластинку 15, поглощающую ячейку 16, слабоотражающее зеркало 18, корректирующую линзу 21. Слабоотражающее зеркало формирует луч небольшой интенсивности, который распространяется в противоположном направлении через поглощающую ячейку и поляризационной призмой выводится на фотоприемник.

* См. ч. 1 и 2 в пятом номере журнала «Автометрия» (1972).

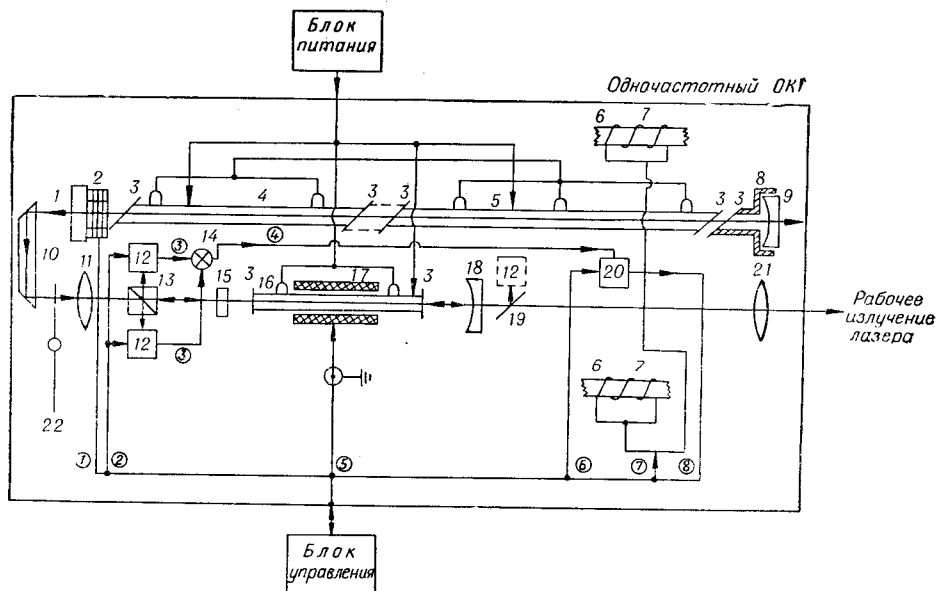


Рис. 1.

Блок-схема стабилизированного He—Ne оптического квантового генератора на $\lambda = 0,63$ мкм:

1 — плоское интерференционное зеркало; 2 — пьезокерамический элемент; 3 — кварцевые пластины; 4 — внутренняя поглощающая ячейка; 5 — усилительная трубка; 6 — инваровые стержни, являющиеся несущими элементами арматуры резонатора и используемые также для магнитоэлектрической обояма; 7 — магнитоэлектрическая катушка; 8 — металлическая обойма; 9 — интерференционное зеркало с радиусом кривизны $R=4,5$ м; 10 — поворотная линза; 11 — фокусирующая линза; 12 — фотоприемники; 13 — поляризационная призма; 14 — суммирующее устройство; 15 — четвертьволновая пластина; 16 — внешняя поглощающая ячейка; 17 — катушка соленоида; 18 — слабоотражающее зеркало; 19 — стеклянная плоскопараллельная пластина; 20 — резонансный усилитель; 21 — линза.

Поляризационная призма и четвертьволновая пластина выполняют несколько функций. Четвертьволновая пластина преобразует поляризацию излучения лазера из линейной в круговую, что для данного типа дискриминатора является принципиально необходимым. Отраженный луч после прохождения четвертьволновой пластины снова преобразуется в плоскополяризованный. При этом плоскость поляризации его оказывается повернутой на 90° относительно плоскости пропускания призмы и луч полностью отражается от границы раздела. Таким образом осуществляется вывод из системы отраженного луча, несущего полезную информацию о расстройке, и обеспечивается развязка между резонатором лазера и слабоотражающим зеркалом.

Интенсивность отраженного луча измеряется фотоприемником 12. На второй фотоприемник падает небольшая часть излучения прямого луча, отраженного от границы раздела поляризационной призмы. Второй фотоприемник включен встречно с первым на общую нагрузку 14 и служит для компенсации постоянной составляющей сигнала. Одновременно происходит компенсация шумов, обусловленных флюктуацией мощности излучения лазера. Таким образом, на нагрузке выделяется лишь переменный сигнал, обусловленный модуляцией интенсивности слабого отраженного луча. Компенсацию постоянной составляющей сигнала можно также осуществлять путем введения поляризатора в выходной канал поглощения, что схематически показано на рис. 1 введением пластины 19.

Фокусирующая линза 11 используется для повышения плотности поля в ячейке, а линза 21 — для уменьшения расходимости луча на выходе из системы.

Основным элементом дискриминатора является поглощающая ячейка 16. В качестве поглощающей среды используется газоразрядная плазма Ne^{20} . Центр линии поглощения $\lambda = 0,63$ мкм неона является оптическим репером дискриминатора.

Формирование сигнала расстройки. В основе работы дискриминатора лежит эффект просветления поглощающей среды под действием сильного поля излучения лазера. При этом слабая отраженная волна чувствует уменьшение поглощения лишь в центре линии. Детальное рассмотрение эффекта образования провала в центре линии поглощения дано в [1, 2]. Зависимость коэффициента поглощения слабой встречной волны от центра линии описывается выражением [1, 2]

$$K = K_0 e^{-\left(\frac{\Delta\omega}{k\bar{v}}\right)^2} \left[1 - \frac{\kappa}{1 + \kappa + \sqrt{1 + \kappa}} \frac{\Gamma^2}{\Delta\omega^2 + \Gamma^2} \right], \quad (1)$$

где K_0 — ненасыщенный коэффициент поглощения в центре линии; κ — параметр насыщения; \bar{v} — среднетепловая скорость атомов;

$$\Gamma = \Gamma_0 \frac{1 + \sqrt{1 + \kappa}}{2}; \quad (2)$$

$2\Gamma_0$ — лоренцева ширина линии, т. е. естественная плюс уширение из-за столкновений.

Выражение $K_0 e^{-\left(\frac{\Delta\omega}{k\bar{v}}\right)^2}$ описывает доплеровский контур ненасыщенного поглощения; выражение в скобках — провал дисперсионной формы с шириной 2Γ . Провал имеет глубину $\frac{\kappa}{1 + \kappa + \sqrt{1 + \kappa}}$. Центр провала совпадает с центром линии. Дискриминационные характеристики провала используются для настройки частоты лазера на центр линии поглощения.

Для выработки сигнала используется сканирование линии поглощения магнитным полем. На поглощающую ячейку накладывается продольное переменное магнитное поле. В магнитном поле линия расщепляется на две зеемановские компоненты с левой и правой круговой поляризацией. Поскольку поле световой волны в ячейке имеет круговую поляризацию, оно взаимодействует лишь с одной из компонент линии. Величина зеемановского расщепления линии пропорциональна величине магнитного поля [3]:

$$\Delta\nu = \mu_0 g H, \quad (3)$$

где μ_0 — магнетон Бора; g — фактор Ланде. Для уровней $3s_2$ и $2p_4$ перехода линии 0,63 мкм $g \cong 1,3$ [4]. В результате имеем (в мегагерцах)

$$\Delta\nu \cong 1,8 H \text{ Э}. \quad (4)$$

В переменном магнитном поле каждая из зеемановских компонент сканируется около центра нерасщепленной линии. При этом расстройка частоты генерации относительно центра зеемановской компоненты линии есть величина переменная и равна

$$\Delta\omega(t) = \Delta\omega_1 + \Delta\omega_2 \sin \Omega t, \quad (5)$$

где $\Delta\omega_1$ — расстройка при нулевом магнитном поле, т. е. смещение частоты генерации относительно центра нерасщепленной линии; $\Delta\omega_2$ —

амплитуда сканирования центра зеемановской компоненты линии. Подставив (5) в (1), получим

$$K(t) = K_0 \exp \left[- \frac{(\Delta\omega_1 + \Delta\omega_2 \sin \Omega t)^2}{(k\bar{v})^2} \right] \times \\ \times \left[1 - \frac{\kappa}{1 + \kappa + \sqrt{1 + \kappa}} \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + (\Delta\omega_1 + \Delta\omega_2 \sin \Omega t)^2} \right]. \quad (6)$$

Так как обычно выполняется условие $\Delta\omega_2 \simeq \Gamma \ll k\bar{v}$, то вблизи центра линии ($\Delta\omega_1 \simeq 0$) вклад экспоненты в переменную составляющую коэффициента поглощения можно не учитывать и рассматривать только вклад от лоренцевой функции. Фурье-анализ лоренцевой функции вида $\frac{1}{(\Delta\omega_1 + \Delta\omega_2 \sin \Omega t)^2 + \Gamma^2}$ для произвольных значений параметров $\Delta\omega_1$ и $\Delta\omega_2$ проведен в [5], где для амплитуды первой гармоники получено следующее выражение:

$$a_1 = \pm \left(\frac{2}{\Delta\omega_2} \right)^2 \frac{(2\gamma - u)^{1/2}}{2(u - 2)^{1/2}(u - \gamma)}, \quad (7)$$

где

$$\gamma = 1 + \beta^2 + \delta^2; \quad \delta = \left(\frac{\Delta\omega_1}{\Delta\omega_2} \right); \quad u = \gamma[\gamma - 4\delta^2]^{1/2}; \quad \beta = \left(\frac{\Gamma}{\Delta\omega_2} \right).$$

Для первой гармоники коэффициента поглощения слабой волны вблизи центра линии будем иметь

$$K_1 = K_0 \frac{\kappa \Gamma^2}{1 + \kappa + \sqrt{1 + \kappa}} a_1, \quad (8)$$

а для первой гармоники интенсивности слабой волны

$$P_1 = P_{0сл} K_1 l. \quad (9)$$

Здесь l — длина разряда в поглощающей ячейке; $P_{0сл}$ — постоянная составляющая интенсивности слабой волны на выходе из ячейки;

$$P_{0сл} = P_0 R \exp[-(K_{н0} + K_0)l], \quad (10)$$

где P_0 — мощность излучения на входе ячейки; R — коэффициент отражения зеркала 18; $K_{н0}$ — насыщенный коэффициент поглощения в центре линии для сильной прямой волны;

$$K_{н0} = \frac{K_0}{\sqrt{1 + \kappa}}. \quad (11)$$

В соответствии с определением, данным в [2], чувствительность дискриминатора есть

$$M = \frac{dP_1}{d(\Delta\omega_1)} \frac{1}{P_0}. \quad (12)$$

Подставляя в (12) значения из (7) — (10), получим

$$M = RK_0 l \exp[-(K_{н0} + K_0)l] \frac{\kappa \Gamma^2}{1 + \kappa + \sqrt{1 + \kappa}} \frac{da_1}{d(\Delta\omega_1)}. \quad (13)$$

Выбор оптимальных параметров дискриминатора. При конструировании дискриминатора возникает задача выбора целого ряда параметров, определяющими из которых являются длина и диаметр разрядного канала поглощающей ячейки, величина разрядного тока, давление газа в ячейке, амплитуда сканирования, степень фокусирования пучка и не-

которые другие. При выборе значений некоторых из перечисленных параметров необходимо учитывать влияние их на воспроизводимость частоты лазера, срок службы, величину выходной мощности и пр. Поэтому окончательный выбор значений этих параметров может быть сделан только после проведения специальных экспериментальных исследований. Некоторые рекомендации по оптимизации параметров можно сделать на основе рассмотрения влияния их на чувствительность дискриминатора.

Проанализируем зависимость чувствительности дискриминатора от амплитуды сканирования, параметра насыщения, степени фокусирования пучка, величины разрядного тока и давления и определим оптимальные значения параметров для достижения максимальной чувствительности.

1. *Оптимальная амплитуда сканирования.* Проанализируем чувствительность дискриминатора вблизи точки $\Delta\omega_1=0$. Достаточно рассмотреть лишь поведение первой гармоники от лоренцевой функции. Дифференцирование уравнения (7) дает

$$\left. \frac{da_1}{d(\Delta\omega_1)} \right|_{\Delta\omega_1=0} = \frac{2}{\Gamma^3} \frac{\beta^2}{(1+\beta^2)^{3/2}}. \quad (14)$$

Функция $f(\beta) = \frac{\beta^2}{(1+\beta^2)^{3/2}}$ показывает характер зависимости чувствительности дискриминатора от амплитуды сканирования. Вид функции в зависимости от параметра $\frac{\Delta\omega_2}{\Gamma} = \frac{1}{\beta}$ показан на рис. 2. Максимум функции имеет место при $\Delta\omega_2/\Gamma = \sqrt{2}/2$. Используя соотношение (4), определим оптимальное значение амплитуды переменного магнитного поля, накладываемого на ячейку (в эрстедах)

$$H_{\text{опт}} = 0,39 \text{ Г МГц.}$$

2. *Зависимость от параметра насыщения.* Большой интерес представляет зависимость чувствительности дискриминатора от параметра насыщения κ . С повышением значения κ глубина провала в линии поглощения и чувствительность возрастают; одновременно увеличивается и ширина провала, а это уменьшает M . Поэтому следует ожидать, что должно быть оптимальным значение κ .

Подставив в (13) оптимальное значение $\beta = \sqrt{2}$ и вместо Γ его значения из (2), получим:

$$M = \frac{8}{\sqrt{27}} \frac{K_0 l}{\Gamma_0} R \exp[-(K_{\text{н0}} + K_0) l] f(\kappa); \quad (15)$$

$$f(\kappa) = \frac{\kappa}{(1+\kappa+\sqrt{1+\kappa})(1+\sqrt{1+\kappa})}.$$

Вид функции $f(\kappa)$ показан на рис. 3 (кривая 1). Из рисунка видно, что, начиная со значений $\kappa=3$, функция меняется очень мало. Имеется слабовыраженный максимум при $\kappa=4,82$. Следует отметить, что зависимость M от κ при больших значениях κ должна несколько отличаться от вида функции $f(\kappa)$. Дело в том, что выражение для K , которым мы пользовались при вычислении первой гармоники сигнала, справедливо лишь для небольших значений параметра насыщения. Более точный анализ зависимости формы линии от величины поля показывает, что с

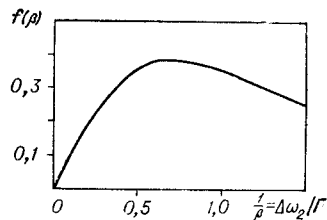


Рис. 2. Зависимость чувствительности дискриминатора от амплитуды сканирования.

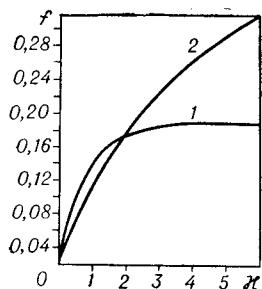


Рис. 3. Зависимость чувствительности дискриминатора от параметра насыщения:

1 — равномерное распределение энергии по сечению пучка; 2 — гауссово распределение (κ_0 — параметр насыщения в центре пучка).

ростом поля глубина провала увеличивается медленнее, чем следовало бы из соотношения (1), и при стремлении κ к бесконечности глубина провала стремится к постоянной величине, отличной от нуля. Исходя из сказанного, следует ожидать, что реальная кривая $f(\kappa)$ должна пройти несколько ниже и максимум должен сдвинуться в сторону меньших значений κ .

Рассмотренная зависимость чувствительности от параметра насыщения справедлива для равномерного распределения поля по сечению пучка, т. е. для идеализированного случая. В реальных пучках распределение поля неравномерно. В нашем случае генерации лазера на основном типе колебания поле имеет гауссово распределение [6]:

$$E = E_0 e^{-\frac{r^2}{\omega^2}},$$

где E_0 — напряженность электрического поля на оси пучка; 2ω — диаметр пучка.

Параметр насыщения также будет изменяться по сечению пучка.

Так как $\kappa \propto E^2$, то $\kappa = \kappa_0 e^{-2\frac{r^2}{\omega^2}}$, где κ_0 — параметр насыщения на оси пучка. Интегрируя по сечению пучка, получаем зависимость чувствительности от параметра насыщения на оси пучка. Найденная функция имеет вид

$$f_1(\kappa_0) = \frac{4 \ln 2 - 4 - \kappa_0 + 4 \sqrt{1 + \kappa_0} - 4 \ln(1 + \sqrt{1 + \kappa_0})}{\kappa_0}. \quad (16)$$

На рис. 3 (кривая 2) приведен вид этой функции. Как видим, функция $f_1(\kappa_0)$ монотонно возрастает до сравнительно больших значений κ_0 .

3. *Оптимальная степень фокусирования.* Параметр насыщения можно произвольно менять, изменяя степень фокусирования пучка. Сфокусированный гауссовый пучок стягивается к минимальному диаметру $2\omega_0$ в некоторой плоскости (горловина луча), а затем снова расходится. Если расстояние z отсчитывать от этой плоскости, функция, описывающая распределение пучка, принимает вид [6]

$$\omega^2(z) = \omega_0^2 \left[1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2 \right]. \quad (17)$$

На рис. 4 показана форма пучка, рассчитанная для нескольких значений диаметра горловины для длины волны 0,63 мкм. При уменьшении диаметра горловины параметр насыщения увеличивается, однако при этом уменьшается эффективная длина, на которой диаметр мал. Поэтому необходимо учитывать оба эти фактора при анализе зависимости сигнала от степени фокусирования.

Если длина разрядной трубки задана, то легко заметить, что существует оптимальный диаметр сужения пучка. Действительно, при большом диаметре сужения мал параметр насыщения, а при слишком малом диаметре эффективно работает лишь небольшой отрезок трубки. Чтобы сделать точный расчет оптимального диаметра сужения, необходимо в функцию $f_1(\kappa_0)$ ввести зависимость κ_0 от z и вычислить зависимость сигнала от длины разрядной трубки l , диаметра сужения $2\omega_0$ и мощности P . Затем проанализировать полученное выражение на эк-

стремум по ω_0 . Для точного расчета необходимо учитывать изменение мощности луча по длине трубки из-за поглощения. Таким образом, точный расчет довольно сложен и громоздок. При небольших параметрах насыщения можно, по-видимому, пользоваться сравнительно простым правилом для выбора оптимального диаметра пучка. Диаметр сужения должен быть таким, чтобы объем, занимаемый пучком на длине l , был минимальным. При этом среднее значение параметра насыщения будет максимальным. Вычислим объем пучка:

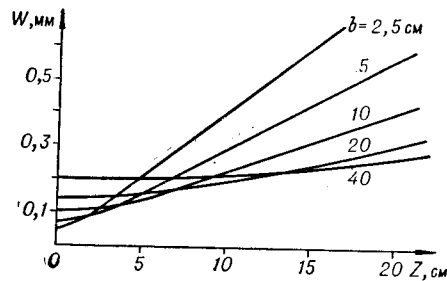


Рис. 4. Форма гауссова пучка.

$$V = 2\pi \int_0^{l/2} \omega^2(z) dz.$$

Используя соотношение (17), найдем

$$V = 2\pi\omega_0^2 \frac{l}{2} + \frac{3\lambda^2 l^3}{2\pi\omega_0^2 8}.$$

Дифференцируя по ω_0 и приравнявая к нулю, определим

$$\omega_0^2_{\text{опт}} = \frac{\lambda l}{2\pi \sqrt{3}}.$$

Если ввести для характеристики пучка конфокальный параметр $b = 2\pi \frac{\omega_0^2}{\lambda}$, то получим очень простое соотношение

$$b_{\text{опт}} = l/\sqrt{3}. \quad (18)$$

Подставив оптимальное значение ω_0 в выражение (17), будем иметь

$$\omega\left(z = \frac{l}{2}\right) = 2\omega_0. \quad (19)$$

Таким образом, при оптимальной фокусировке максимальный диаметр пучка на концах ячейки равен удвоенному диаметру сужения.

Соотношение (18) однозначно связывает длину и внутренний диаметр ячейки. Чтобы свести к минимуму дифракционные потери в ячейке, внутренний диаметр трубки должен быть порядка $(1,6 \div 2)\omega\left(z = \frac{l}{2}\right)$.

4. *Выбор оптимального давления.* При выборе рабочего давления неона в поглощающей ячейке необходимо учитывать ряд факторов, а именно: зависимость от давления чувствительности дискриминатора, величины шумов разряда, величины сдвига центра линии поглощения, срока службы разрядной трубки.

Рассмотрим зависимость чувствительности дискриминатора от давления. От давления зависят три параметра, определяющие чувствительность дискриминатора: K , Γ_0 и κ_0 . При давлениях, не превышающих одного тора, эта зависимость может быть выражена следующим образом [7]:

$$K_0 = \frac{\partial K_0}{\partial p} p; \quad \Gamma_0 = \Gamma_{\text{сп}} + \frac{\partial \Gamma}{\partial p} p; \quad \kappa_0 \propto \frac{1}{\Gamma_0}.$$

Здесь $2\Gamma_{\text{сп}}$ — естественная ширина линии. Для приближенной оценки можно принять линейной зависимость чувствительности от ω_0 ; тогда получим

$$M \propto \frac{p}{\left(\Gamma_{\text{сп}} + \frac{\partial \Gamma}{\partial p} p\right)^2}. \quad (20)$$

Отсюда

$$p_{\text{опт}} \frac{\partial \Gamma}{\partial p} = \Gamma_{\text{сп}},$$

т. е. при оптимальном давлении уширение линии из-за давления равно естественной ширине линии. Для линии 0,63 мкм, уширенной собственным газом, по нашим измерениям,

$$\Gamma_{\text{сп}} = 11 \pm 3 \text{ МГц}; \quad \frac{\partial \Gamma}{\partial p} = 24 \pm 3 \text{ МГц/тор}.$$

На основании этих данных $p_{\text{опт}} = 0,3 \div 0,7$ тор.

5. *Разрядный ток и длина разрядного промежутка.* Величина разрядного тока и длина разрядного промежутка определяют величину полного поглощения разрядной трубки $K_0 l$. От этой величины зависит глубина модуляции интенсивности отраженного луча, а следовательно, и абсолютная величина сигнала. При выборе величины полного коэффициента поглощения необходимо учитывать, что одновременно с ростом сигнала при увеличении полного коэффициента поглощения пропорционально растут шумы, обусловленные флуктуациями коэффициента поглощения. Если шумы, вносимые ячейкой, значительно больше шумов, вносимых другими источниками шумов, то увеличение коэффициента поглощения не приведет к существенному увеличению отношения сигнала к шуму. Поэтому нецелесообразно увеличивать коэффициент поглощения, если шумы ячейки превышают в несколько раз шумы, вносимые другими источниками. К тому же большая величина поглощения приводит к существенным потерям полезной мощности лазера. Требуемая величина поглощения может быть получена подбором величины разрядного тока и длины разряда. Точный расчет оптимальных значений разрядного промежутка сделать трудно, так как большое число параметров, необходимых для расчета, неизвестно. К тому же окончательный выбор величины разрядного тока в значительной степени определяется такими факторами, как срок службы ячейки, величина шумов разряда, зависимость сдвига центра линии поглощения от тока, которые могут быть определены только экспериментально. Тем не менее дать некоторые рекомендации по выбору этих величин можно.

При выборе длины разрядного промежутка поглощающей ячейки необходимо учитывать, что от длины зависит максимально достижимая при данной мощности лазера величина параметра насыщения. При уменьшении длины разрядного промежутка оптимальная степень фокусирования пучка достигается при меньших диаметрах сужения, и, следовательно, может быть увеличен параметр насыщения. Действительно, из (18) $\omega_0^2_{\text{опт}} \propto l$, а $\kappa \propto E^2 \propto \frac{p}{\pi \omega_0^2} \propto \frac{p}{l}$. Из приведенных соотношений видно также, что при уменьшении длины можно во столько же раз уменьшить сечение разрядного канала и, следовательно, при неизменном разрядном токе увеличить плотность тока. Если коэффициент поглощения линейно зависит от плотности тока, то уменьшение длины с одновременным уменьшением диаметра разрядного канала не приведет к из-

менению коэффициента поглощения; в то же время величина сигнала возрастает из-за увеличения параметра насыщения. Из сказанного видно, что длину разрядного промежутка нужно делать минимальной, а требуемый коэффициент поглощения получать за счет увеличения плотности тока; при этом минимальная длина определяется максимально допустимой плотностью тока. Вид зависимости коэффициента поглощения от разрядного тока показан на рис. 5. При малых плотностях тока эта зависимость близка к линейной, а при больших наступает насыщение. Учитывая сказанное выше, плотность тока желательно выбирать вблизи области насыщения, если, конечно, при этом не возрастают шумы разряда.

6. *Выбор параметров слабоотражающего зеркала.* При выборе коэффициента отражения необходимо руководствоваться теми же соображениями, что и при выборе величины полного поглощения ячейки. Значение коэффициента отражения определяет абсолютную величину сигнала, а также величину шумов, вносимых ячейкой, и величину дробовых шумов фотоприемника. При этом сигнал и шумы от ячейки растут пропорционально R , а дробовые шумы пропорционально \sqrt{R} .

Наши исследования показали, что обычно достаточно френелевского отражения от стекла. Радиус кривизны и местоположение зеркала выбираются таким образом, чтобы обеспечить согласование полей прямой и отраженной волн.

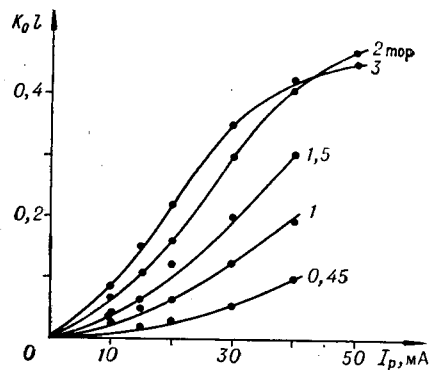


Рис. 5. Зависимость коэффициента поглощения от тока разряда: внутренний диаметр разрядной трубки 2,5 мм; $l=50$ см.

ЛИТЕРАТУРА

1. Е. В. Бакланов, В. П. Чеботаев. Эффекты поля при резонансном взаимодействии встречных волн в газе, I.— ЖЭТФ, 1971, т. 60, вып. 2.
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. I.— Автометрия, 1972. № 5.
3. С. Э. Фриш. Оптические спектры атомов. М., Физматгиз, 1963.
4. W. Culshaw, J. Kannelaud. Zeeman and Coherence Effects in the He-Ne Laser.— Phys. Rev., 1964, v. 133, № 3A.
5. H. Wahlquist. Modulation Broadening of Unsaturated Lorentzian Lines.— Journ. Chem. Phys., 1961, v. 35, № 5.
6. H. Kogelnik, T. Li. Lasers Beams and Resonators.— Proc. of the IEEE, 1966, v. 54, № 10.
7. С. Г. Раутиан. Некоторые вопросы теории газовых квантовых генераторов.— Труды ФИАН, т. 43. М., 1968.

Поступила в редакцию
24 декабря 1971 г.