

УДК 621.373 : 535.01

ИССЛЕДОВАНИЕ ОБЛАСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ ДВУХМОДОВОЙ ГЕНЕРАЦИИ

Г. А. Строковский

Теоретическое исследование области устойчивости и существования различных двухмодовых режимов генерации (ДРГ) в He—Ne лазере на плоскости расстройка—накачка обычно ограничивается узкой окрестностью симметричного положения мод. В данной работе проводится графическое и аналитическое исследование области существования ДРГ без ограничения на расстройку. Показано, что при обычных параметрах лазера область ДРГ вокруг симметричного положения мод может не быть сплошной и прерываться областями одномодовой генерации. Выведен критерий существования разрывов ДРГ. На основе проведенного исследования анализируются результаты ряда экспериментальных работ.

Теоретическое исследование устойчивости двухмодовой генерации, проводившееся в ряде работ [1–3], согласуется с экспериментальными результатами работы [3], где в линейном He—Ne лазере с чистым изотопом неона область двухмодового режима генерации (ДРГ) на оси расстройки была симметричной и сплошной, монотонно расширялась с ростом накачки и сужалась с ростом давления He—Ne смеси. Однако в работах [4, 5] в линейном и [6] в кольцевом лазере с чистым изотопом неона эта область была асимметричной и имела разрыв. Асимметричным было также расположение различных ДРГ на оси расстройки в кольцевом лазере с естественной смесью изотопов неона [7], хотя вся область ДРГ там была сплошной. Возможные причины асимметрии обсуждались в [4–6]. В данной работе проводится теоретическое исследование области существования ДРГ без ограничения на расстройку и получено условие возникновения разрывов ДРГ.

1. Критерий существования двухмодового режима генерации

1.1. Из системы уравнений стационарной генерации для четырех бегущих волн двух аксиальных мод m, n на частотах $\omega_n < \omega_0 < \omega_m$ (где ω_0 — центр линии усиления, $\omega_m - \omega_n = \Delta$ — межмодовый интервал) с поляризацией активной среды, рассчитанной в третьем порядке по слабому полю, следует, что полусуммы I_k и полуразности J_k интенсивностей генерации встречных волн в модах определяются линейными усилениями мод $\alpha_{m,n}$ и совокупностями коэффициентов нелинейного взаимодействия волн внутри моды r_{kk} и между модами r_{kl} ($k, l = m, n; k \neq l$)

$$r_{kk} = \beta_k + \Theta_{kk}, \quad r_{kl} = \chi_{kl} + \Theta_{kl} + \vartheta_l \nu \cos \psi, \quad (1)$$

где β_k — самонасыщение волны, Θ_{kk} — кросс-насыщение встречных волн моды k , χ_{kl} и Θ_{kl} — кросс-насыщение однонаправленных и встречных волн разных мод, ϑ_k — коэффициенты комбинационного взаимодействия четырех бегущих волн, $\nu = N_2/N$ — коэффициент второй пространственной гармоники накачки, характеризующий нелинейное пространственное перекрытие полей четырех бегущих волн двух мод, ψ — их фаза синхронизации.

1.2. Переход от двухмодовой генерации мод m, n к одномодовой представляется условием $I_k > I_l \geq 0$ (или $k \rightleftharpoons l$), в котором знак « $>$ » указывает на область ДРГ, а знак « $=$ » — на границу с областью одномодовой генерации

моды k (для устойчивости режима генерации необходимо $I_k > I_l$ при $\alpha_k > \alpha_l$). В приближении $J_k \ll I_k$, которое в линейном лазере выполняется точно, это условие можно представить в виде

$$\frac{r_{kk} - r_{kl}}{r_{kk} + r_{kl}} \geq \frac{\alpha_k - \alpha_l}{\alpha_k + \alpha_l}, \quad \left(\begin{array}{l} k, l = m, n; \quad k \neq l \\ \alpha_k > \alpha_l > 0 \end{array} \right). \quad (2)$$

Смысл критерия (2) в следующем: ДРГ существует в области расстройок и усиленных, в которой относительная разность усиленных двух мод меньше относительной разности совокупности насыщений волн в более сильной моде k и между модами (это согласуется с представлением, что практически реализуется режим генерации энергетически более «выгодный»). Следовательно, критерий лучше удовлетворяется при увеличении усиления α и при уменьшении суммарного насыщения $r_{kk} + r_{kl}$. Конкуренция волн в лазере уменьшается при уменьшении вклада пленения излучения в насыщение генерации и параметра однородности насыщения $\eta = \gamma_{ab}/ku$ (γ_{ab} и ku — однородная и доплеровская полуширина линии излучения). Конкуренция встречных волн существенно зависит также от изотопического состава излучающего газа: она максимальна в чистом изотопе, а в равноизотопной смеси дает вклад $\sim \xi^2 = (\gamma_{ab}/\Delta \omega_{из})^2$, где $\Delta \omega_{из}$ — изотопический сдвиг. Для He—Ne лазера члены $\sim \eta^2$, ξ^2 существенны при генерации на линиях 3.39 мкм и 1.15 мкм, а на линии 0.63 мкм они пренебрежимо малы.

1.3. Более подробно конкуренция режимов генерации будет рассмотрена на примере одноизотопного излучающего газа. Коэффициенты насыщения без учета поправок $\sim \eta^2$ выражаются через лоренцианы $L(x) = (1 + x^2)^{-1}$ и однородную часть насыщения, φ , обусловленную пленением излучения [8]

$$\left. \begin{array}{l} r_{kk} = 2\varphi + L_k + 1, \\ r_{kl} = 2\varphi + F + (1 + q) \cdot D + \chi_l L_l \cdot \nu \cos \psi, \end{array} \right\} \quad (3)$$

где

$$\begin{aligned} F &= L(f), \quad D = L(d), \quad L_{n,m} = L(f \mp d), \\ f &= \mu/\gamma_{ab}, \quad d = \Delta/2\gamma_{ab}, \quad \mu = \frac{1}{2}(\omega_m + \omega_n) - \omega_0, \end{aligned}$$

μ — расстройка средней частоты генерации мод m, n . Коэффициенты q и χ_k в обычном случае малых ширин уровней $\gamma_a, \gamma_b \ll \Delta$ имеют вид

$$q \approx -\frac{\gamma_a \gamma_b}{\gamma_{ab}(\gamma_a + \gamma_b)} < 0, \quad \chi_{n,m} \approx q [1 \mp (f/d)]. \quad (4)$$

При симметричном спектральном контуре поляризуемости активной среды критерий (2) удовлетворяется на обеих полуосях расстройки μ заменой $m \rightleftharpoons n$, поэтому достаточно рассмотреть область ДРГ при $\mu > 0$ для $k = n, l = m$ в интервале расстройки $S_n = [0 \leq f/d = 2\mu/\Delta \leq 1]$. Запишем критерий для этого случая в виде

$$R_n \geq \mathfrak{M}_n = (f/d) \cdot \frac{Q_n}{\alpha}, \quad \left(\alpha = \frac{\alpha_n + \alpha_m}{2} \right), \quad (5)$$

где

$$R_n = \frac{\gamma_{ab}^2 + (\Delta/2)^2}{2(\Delta/2)^2} (r_{nm} - r_{mn}), \quad Q_n = \frac{\gamma_{ab}^2 + (\Delta/2)^2}{(ku)^2} (r_{nm} + r_{mn}), \quad (6)$$

среднее усиление мод α имеет вид $\alpha = \alpha_0 - \eta^2(f^2 + d^2)$. Для простоты отбросим в Q_n малые поправки $\sim q \ll 1$, а в R_n их сохраним, но положим $\chi_k L_k = qD$ и обозначим $b = -q(1 + \nu \cos \psi)$.

1.4. Выражение для R_n (6) удобно представить в виде

$$R_n = \frac{b}{2d^2} + U(f), \quad U(f) = \frac{1}{2} + \left(\frac{f}{d} - \frac{1}{2} \right) \cdot \delta(f), \quad (7)$$

где

$$\delta(f) = \frac{F \cdot L_n}{D}, \quad \delta(f) = \delta(d - f), \quad \delta(0, d) = 1. \quad (8)$$

Функция $\delta(f)$ в интервале S_n симметричная относительно $f_0 = d/2$ с экстремумом в точке f_0 ; при $d^2 \leq 1$ она слабовыпуклая, т. е. $\delta(f_0) \geq 1$, а при $d^2 > 8$ — вогнутая и $\delta(f_0) \rightarrow 0$ при $d^2 \gg 8$. При $d^2 > 1$ в точках $f_1 = d/(2 + d^2)$ и $f_2 = d - f_1$ имеются боковые экстремумы, контраст которых убывает с ростом d .

Функция Q_n также зависит от расстройки (6), однако, при типичных параметрах лазера она характеризуется большой средней величиной Q_0

$$0 < Q_0 = \frac{\gamma^2}{D} [4\varphi + 1 + D + \langle \Phi \rangle], \quad Q_- = \frac{\gamma^2}{D} [\Phi - \langle \Phi \rangle], \quad (9)$$

где $\Phi = F + L_n$, $\langle \Phi \rangle = (2/d) \arctg d$ (угловые скобки означают усреднение по расстройке). Переменная часть $Q_- = Q_n - Q_0$ представляется симметричной в интервале S_n функцией с экстремумом в точке f_0 ; при $d^2 < 2$ она выпукла и $Q_- \ll Q_0$, а при $d^2 > 2$ — вогнута и $Q_- \rightarrow Q_0$ при $d^2 \gg 1$. При $d^2 > 1/3$ есть боковые экстремумы в точках $f'_2 = d - f'_1$ и $f'_1 = d/[1 + (1 + d^2)^2]$.

2. Графическое исследование области существования ДРГ

2.1. Левая часть критерия (5) существования ДРГ $Y = R_n(f/d)$ в интервале S_n представлена на рис. 1, а сплошными кривыми 1—3, рассчитанными при параметрах лазера $ku = 1000$ МГц, $\Delta = 220$ МГц, $\gamma_a = \gamma_b = 12$ МГц, $\gamma_{ab} =$

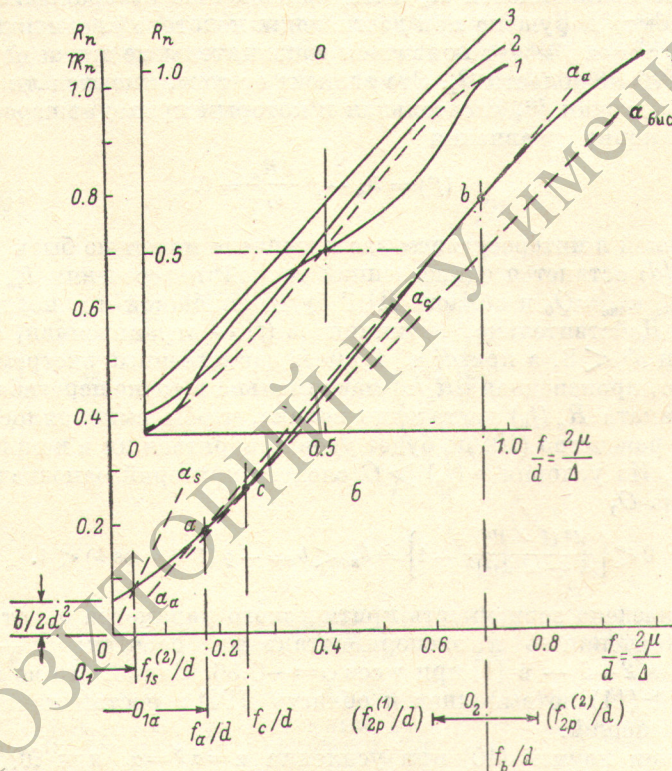


Рис. 1. Графическое исследование области существования ДРГ.

а — вид зависимостей R_n для обычных параметров лазера $ku = 1000$ МГц, $\Delta = 220$ МГц; кривые 1—3 рассчитаны для $\nu \cos \phi = 0.92$ и γ_{ab} (МГц) соответственно 50 (1), 125 (2), 250 (3); штриховые линии — для $\nu \cos \phi = -0.56$ и $\gamma_{ab} = 125$ МГц; б — пример графического анализа области ДРГ. Сплошная кривая представляет график R_n (2) на рис. 1, а (увеличено в 1.5 раза), штриховые лучи — семейство графиков \mathcal{R}_n для ряда значений α ($\alpha_s < \alpha_a < \alpha_c < \alpha_{бис} = Q_0$).

= 50 МГц (1), 125 МГц (2), 250 МГц (3) и $\nu \cos \phi = 0.92$ (кривая 2 соответствует параметрам кольцевого лазера в работах [6, 7]). Штриховая кривая, рассчитанная для $\gamma_{ab} = 125$ МГц и $\nu \cos \phi = -0.56$, соответствует параметрам линейного лазера в [4]. Все графики R_n проходят выше оси абсцисс и имеют нечетную относительно точки $f_0 = d/2$ нелинейность.

Правую часть критерия (5), $Y = \mathfrak{M}_n(f/d)$, пренебрегая нелинейностью Q_n и зависимостью $\alpha(f)$, можно представить лучом, исходящим из начала координат, наклон которого к оси (f/d) зависит от усиления α (как видно из (5), луч наклона $\alpha = \alpha_{\text{бисс}} = Q_0$ является биссектрисой на рис. 1).

2.2. Графический анализ области ДРГ (рис. 1, б) проведем на примере графика R_n — кривая 2 на рис. 1, а, соответствующего параметрам прибора в [6, 7]; графики \mathfrak{M}_n , рассчитанные при тех же параметрах для ряда значений α , представлены семейством штриховых линий ($\alpha_{\text{бисс}} \approx 0.144$). Областью ДРГ O_i при $\alpha = \alpha_s$ является такая область $f_{is}^{(1)} \leq f \leq f_{is}^{(2)}$, в которой луч \mathfrak{M}_n лежит ниже $R_n(f_{is}^{(1,2)})/d$ — абсциссы точек пересечения этих линий). Очевидно, что при любых $\alpha > 0$ имеется область расстройек вокруг симметричного положения мод, в которой существует ДРГ. На рис. 1, б это иллюстрируется областью O_1 до единственной точки пересечения R_n пунктирным лучом при $\alpha = \alpha_s$, причем $f_{is}^{(1)} < 0$. С ростом усиления $\alpha > \alpha_s$ угол луча \mathfrak{M}_n с осью абсцисс уменьшается, следовательно, точка пересечения отодвигается и область ДРГ O_1 монотонно расширяется.

Если отвлечься от нелинейности R_n , т. е. принять $\delta(f) \equiv 1$, то такая монотонность сохранится во всем интервале S_n ; как видно из рис. 1, б, расширение области O_1 будет положим при $\alpha \ll \alpha_{\text{бисс}}$ и крутым в небольшом интервале $\delta\alpha$ в окрестности $\alpha \approx \alpha_{\text{бисс}}$, причем эта крутизна резко возрастает, а интервал $\delta\alpha$ сужается при $b/2d^2 \rightarrow 0$.

Вследствие нелинейности R_n и \mathfrak{M}_n однозначное отображение области ДРГ на O_1 может быть нарушено при достижении некоторой величины усиления α^* (на рис. 1, б $\alpha^* = \alpha_a$) могут появиться дополнительные точки пересечения графиков R_n и \mathfrak{M}_n вне области O_1 . Это зависит от того, имеются ли на графике R_n в интервале S_n точки f^* , касательная к которым проходит через начало координат, т. е. корни уравнения

$$\rho(f^*) = R_n - f^* \frac{\partial R_n}{\partial f} = 0. \quad (10)$$

Таких корней в интересующем нас интервале может не быть вовсе, так что абсцисса $(f_{is}^{(2)}/d)$ останется единственной точкой пересечения R_n и \mathfrak{M}_n при любом $0 < \alpha_s \leq \alpha_{\text{бисс}} = Q_0$ и область ДРГ будет сплошной и однозначно отраженной на O_1 . Действительно, функция $\delta(f)$ — ограниченная, симметричная, выпуклая при $d^2 \leq 8$, а при $d^2 \leq 1$ имеет единственный экстремум в точке f_0 , следовательно, производная $\partial R_n / \partial f$ максимальна в точке перегиба f_0 . Очевидно, что если ордината $R_n(f_0)$ достаточно велика, чтобы выполнялось неравенство $\rho(f_0) > 0$, то равенство (10) не будет удовлетворяться ни в какой другой точке интервала S_n . Из условия $\rho(f_0) > 0$ следует критерий однозначности отображения ДРГ на O_1

$$0 < \left\{ \frac{d^2(1+d^2)}{[1+(d/2)^2]^2} - 1 \right\} = b_{\text{кр}} < b = -q(1 + \nu \cos \psi) < 1. \quad (11)$$

На рис. 2 приведена зависимость критического параметра $b_{\text{кр}}$ от d и нанесены конкретные значения b в экспериментальных работах: 1 — в [6, 7] при $\nu \cos \psi = 0.92$, а 2—5 — в [4] при $\nu \cos \psi = -0.56$. Видно, что во всех этих случаях критерий (11) не выполнен и область ДРГ с ростом накачки не может оставаться сплошной.

При наличии корней (10) при усилении $\alpha = \alpha^* = \alpha_a$ луч \mathfrak{M}_n пересечет R_n кроме точки a (f_a — граница области O_1), еще в некоторой окрестности точки b , координата которой f_b является корнем (10), так что появится еще одна, изолированная от O_1 , область ДРГ вокруг точки b — область O_2 с границами $f_2^{(1)} < f < f_2^{(2)}$. При дальнейшем увеличении усиления обе области расширяются, причем O_2 быстрее, чем O_1 , так что $f_{1p}^{(2)} \leftrightarrow f_{2p}^{(1)}, f_{2p}^{(2)} \rightarrow d$, и при некотором значении накачки α_c они сливаются в точке c , координата которой f_c также является корнем уравнения (10).

Рассмотренный здесь случай (кривая 2 на рис. 1, а соответствует параметрам кольцевого лазера в [6, 7]: $q \approx -0.05$, $\nu \cos \psi = 0.92$) характеризуется следующими величинами координат и границ интервала усиления, в котором возникает и заполняется область O_2 ($\alpha_{\text{бисс}} = Q_0 \approx 0.144$)

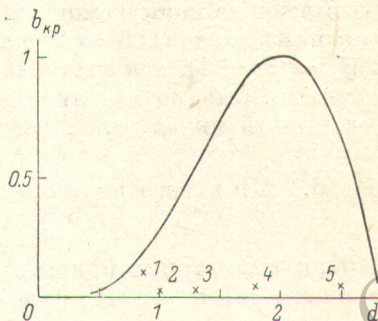
$$\left. \begin{aligned} f_a/d \approx 0.18, \quad f_b/d \approx 0.68, \quad f_c/d \approx 0.25 \\ (\alpha_a = 0.127), \quad (\alpha_c = 0.136). \end{aligned} \right\} \quad (12)$$

При тех же данных, кроме $\nu \cos \psi = -0.56$ (график R_n , нанесенный пунктиром на рис. 1, а, соответствует параметрам линейного лазера в [4]),

$$f_a/d \approx 0.04, \quad f_b/d \approx 0.65, \quad f_c/d \approx 0.10. \quad (13)$$

Видно, что четырехкратное уменьшение параметра b в этом случае по сравнению с (12) привело к существенному перераспределению вклада областей O_1 и O_2 во всю область ДРГ при $\alpha \approx \alpha_{\text{бис}}$. Важно отметить, что при некоторых параметрах лазера, как, например, кривая 1 на рис. 1, а, возникновение ДРГ у границы интервала S_n ($f \approx d$) может происходить при меньших значениях усиления $\alpha \approx \alpha_{\text{бис}}$, чем в некоторых областях внутри S_n .

Рис. 2. Зависимость критического параметра $e_{\text{кр}}$ от d . Крестиками отмечены конкретные значения параметра $b = -q(1 + \nu \cos \psi)$ в работах: 1 — в [6, 7], 2—5 — в [4].



Выше рассмотрен простейший случай возникновения разрывов ДРГ. При $d^2 > 1$, когда $\delta(f)$ имеет три экстремума, а также при учете нелинейности \mathcal{M}_n , картина возникновения, развития и слияния областей существования ДРГ в интервале S_n может быть значительно более сложной.

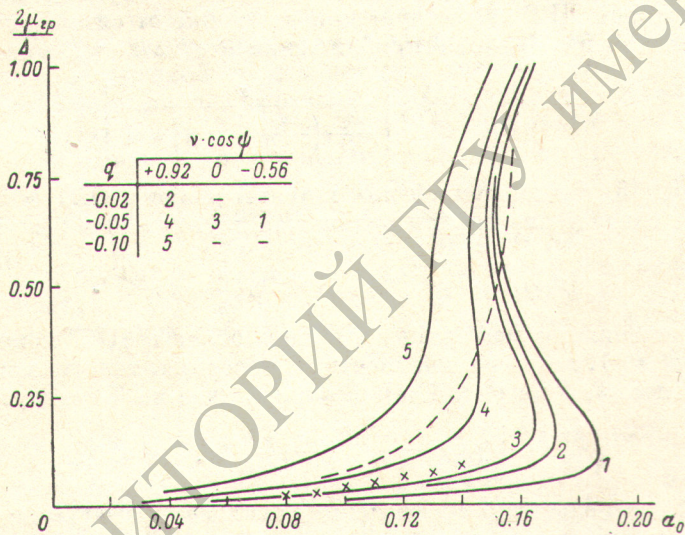


Рис. 3. Зависимость границ области ДРГ (область под кривой) от усиления α_0 .

Сплошные кривые 1—4 получены точным расчетом на ЭВМ по критерию (2); штриховая кривая рассчитана по упрощенной формуле (17) без ограничения на расстройку. Крестиками нанесен участок экспериментальной зависимости ширины области ДРГ от накачки.

2.3. Точный расчет зависимости границы области существования ДРГ от накачки проводился на ЭВМ по формулам (3)—(6) для следующих параметров лазера: $ku=1000$ МГц, $\Delta=220$ МГц, $\gamma_{ab}=126$ МГц, $\varphi=0.48$ [8]; варьировались величины $(-q)=0.02, 0.05, 0.10$ и $\nu \cos \psi=0.92, -0.56$. Результаты расчета, представленные на рис. 3 (кривые 1—4), хорошо согласуются с результатами графического анализа. При прочих равных условиях ДРГ при $\nu \cos \psi < 0$ занимает значительно более узкую область, чем при $\nu \cos \psi > 0$; область O_1 в обоих случаях значительно расширяется с ростом $(-q)$. Наконец, при малых значениях $0 < -q < 0.10$, когда выполняется критерий (11), в некотором интервале усиления появляется еще одна изолированная

область ДРГ O_2 вдали от симметричного положения мод при $(f/d) \approx 0.55-0.65$, которая быстро расширяется и сливается с областью O_1 при $(f/d) \approx 0.15-0.20$. В частности, для кривой 4 на рис. 3, рассчитанной при параметрах, соответствующих кривой 2 на рис. 1, характерные значения хорошо согласуются с (12)

$$\left. \begin{aligned} f_a/d = 0.20, \quad f_b/d = 0.60, \quad f_c/d = 0.30, \\ (\alpha_a \approx 0.143), \quad (\alpha_c \approx 0.146). \end{aligned} \right\} \quad (14)$$

2.4. В лазере на равноизотопной смеси в r_{kk}, r_{kl} лоренцианы F и $L_{n,m}$, учитывающие конкуренцию встречных волн, входят с весом $\sim \xi^2$. При генерации на линии 0.63 мкм нелинейность R_n в этом случае незначительна ($\delta(f) \sim \xi^2 \ll 1$), так что область ДРГ с ростом α расширяется монотонно без разрывов. Однако для линий 1.15 и 3.39 мкм ($\xi^2 \approx 1$), такие члены дают существенный вклад, т. е. возможно появление разрывов ДРГ.

3. Аналитическое исследование критерия существования ДРГ

При симметричной настройке мод ($\mu=0$), если разнодобротность мод не учитывается, то $\alpha_k - \alpha_l = 0$ и критерий (5) принимает вид

$$0 < R_k(0) = -qD(1 + \nu \cos \psi).$$

Для $q < 0$ он выполнен автоматически, т. е. при $\mu=0$ осуществляется ДРГ, а не одномодовый режим (в [9] с учетом комбинационной связи волн показано, что устойчивым при симметричном положении мод в кольцевом лазере с чистым изотопом является режим ОДГ-однонаправленной двухмодовой генерации). Область, в которой ДРГ существует при отстройке от симметричного положения, рассчитанная из (3)–(6) в приближении $\mu \ll \Delta/2$, γ_{ab} , имеет вид

$$\left| \frac{2\mu}{\Delta} \right| = \left| \frac{f}{d} \right| \leq \frac{b}{2d^2D} \left[\frac{\alpha}{\frac{2\gamma^2}{D} \left(\frac{2\varphi+1}{D} + 1 \right) - \alpha} \right] \ll 1. \quad (15)$$

Из сравнения (15) с выражением для ширины области ОДГ в таком же приближении [9] следует для границ различных двухмодовых режимов соотношение

$$|\mu_{\text{гп}}|_{\nu \cos \psi < 0} < |\mu_{\text{гп}}|_{\text{ОДГ}} < |\mu_{\text{гп}}|_{\nu \cos \psi > 0} \ll 1. \quad (16)$$

Без ограничения на расстройку границу области ДРГ можно рассчитать для случаев $d^2 < 1$, когда нелинейность R_n невелика, так что можно положить $\delta(f) \equiv 1$ (кривые 2, 3 на рис. 1, а). В этом случае из (5) следует

$$\left| \frac{2\mu}{\Delta} \right| = \left| \frac{f}{d} \right| \leq \frac{b}{2d^2Q_0} \left[\frac{\alpha}{Q_0 - \alpha} \right] \leq 1, \quad (d^2 < 1). \quad (17)$$

Особенностей, выявленных графическим анализом, это выражение в силу аппроксимации $\delta=1$ выявить не может: штриховая кривая на рис. 3, рассчитанная по (17), только качественно повторяет кривую 4 при тех же данных.

4. Обсуждение результатов

4.1. Графическое исследование области существования ДРГ позволяет проанализировать основные характеристики этой области в зависимости от параметров лазера $d = \Delta/2\gamma_{ab}$, модуляционной поправки $q \approx -\gamma_a/2\gamma_{ab}$, величины и знака комбинационной связи $\nu \cos \psi$. В частности: 1) при типичных параметрах лазера область ДРГ в интервале $0 \leq \mu \leq \Delta/2$ с ростом усиления плавно расширяется при $\alpha \ll \alpha_{\text{брс}}$ и круто при $\alpha \approx \alpha_{\text{брс}}$; 2) область ДРГ при увеличении накачки может не быть сплошной, а состоять из двух и более изолированных областей ДРГ (критерий (11), рис. 2); 3) характер зависимости ширины области ДРГ от накачки, число и расположение таких областей на оси расстройки весьма существенно зависят от величины модуляционной поправки q

и особенно от величины и знака комбинационной связи бегущих волн $\nu \cos \phi$. В частности, при обычных параметрах лазера область ДРГ O_1 сужается при уменьшении параметра $b/2d^2 > 0$, что хорошо согласуется с аналитическими выражениями (15), (17); одновременно увеличивается роль области O_2 в небольшом интервале усиления $\delta\alpha$ в окрестности $\alpha_{\text{бис}}$. Угловая шкала усиления, т. е. $\alpha_{\text{бис}} = Q_0$, существенно зависит от γ_{ab} и φ (9).

Результаты графического анализа подтверждаются точным расчетом критерия существования ДРГ (5) на ЭВМ и согласуются с аналитическими выражениями (15), (17).

4.2. Экспериментальное исследование области ДРГ в He—Ne лазере с чистым изотопом неона на линии $\lambda = 0.63$ мкм обнаружило разрыв области ДРГ при $\mu > 0$ в линейном лазере [4, 5] и в кольцевом [6]. В кольцевом газовом лазере (КГЛ) с чистым изотопом [6] вся область ДРГ занята четырехволновым синхронизованным режимом генерации (ЧСРГ) с фазой синхронизации $\phi \approx 0$, внутри которого в узкой окрестности симметричного положения двух аксиальных мод расположен режим ОДГ [10], а ЧСРГ с фазой $\approx \pi$ не обнаружен. В КГЛ на естественной смеси изотопов неона, как известно, ОДГ не реализуется; вблизи симметричного положения мод в [7] осуществлялся ЧСРГ с фазой $\phi \approx \pi$, а на удалении — ЧСРГ с фазой ≈ 0 . Такое расположение различных ДРГ согласуется с проведенным анализом, в частности с (16). Экспериментальные значения точек возникновения области O_2 при $\mu > 0$ и ее слияния с O_1 : $(f_b/d) \approx 0.65$ и $(f_c/d) \approx 0.15$ в КГЛ чистым изотопом в [6] удовлетворительно согласуются с теоретическими (12), (14) в данной работе. В работах [4, 5] разрыв ДРГ при $\mu > 0$ объясняли асимметрией усиления или потерь; сравнение экспериментальных результатов с результатами данной работы (формула (11), рис. 2) показывает, что асимметрией — напротив — следует объяснять отсутствие такого разрыва при $\mu < 0$. На рис. 3 крестиками представлен участок экспериментальной зависимости ширины области ДРГ от усиления α_0 , измеренной по диаграммам, аналогичным рис. 2 работы [6], качественно согласующейся с формулой (17). По крутизне линейного участка зависимости $(2\mu_{\text{гр}}/\alpha \cdot \Delta) = 0.52$ при $\alpha_0 \leq 0.1$ по формулам (4), (15) определим ширину верхнего рабочего уровня перехода $3s_2 - 2p_4$ атома неона $\gamma_a = 14.7$ МГц в приближении $\gamma_a \ll \gamma_b$ или $\gamma_a = \gamma_b$ при давлении He—Ne смеси в кювете 1.9 Тор. Если на основе общепринятых значений $\gamma_{a_0} \approx 7$ МГц и $d\gamma_a/dp \approx 2$ МГц/Тор взять $\gamma_a = 11.3$ МГц, то ширина нижнего рабочего уровня оказывается $\gamma_b \approx 21$ МГц. Такие оценки, не претендующие на высокую точность вследствие указанной асимметрии, тем не менее полезны, поскольку имеющиеся данные о ширинах рабочих уровней и уширениях довольно противоречивы.

Литература

- [1] С. Г. Зейгер, Э. Е. Фрадкин. Опт. и спектр., 21, 386, 1966.
- [2] В. А. Соколов, Э. Е. Фрадкин. ЖТФ, 43, 2367, 1973.
- [3] Ю. А. Вдовин, М. А. Губин, В. М. Ермаченко, Е. Д. Проценко. Квантовая электроника. Сб. под ред. Н. Г. Басова, 4 (16), 35, 1973.
- [4] R. J. Fork, M. A. Pollack. Phys. Rev., 139, A1408, 1965.
- [5] Ю. В. Троицкий. Опт. и спектр., 31, 158, 1971.
- [6] Г. А. Строковский, Э. Е. Фрадкин. Опт. и спектр., 47, 151, 1979.
- [7] Г. А. Строковский. Опт. и спектр., 40, 947, 1976.
- [8] Г. А. Строковский, Э. Е. Фрадкин. Опт. и спектр., 45, 1022, 1978.
- [9] Г. А. Строковский. Автореф. канд. дис., ЛГУ, 1980.
- [10] А. В. Миронов, Г. А. Строковский, Э. Е. Фрадкин. ЖТФ, 48, 2340, 1978.

Поступило в Редакцию 26 марта 1981 г.