

А. И. ОДИНЦОВ

РАСЧЕТ МОЩНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ГАЗОВОГО ОКГ С УЧЕТОМ ОБМЕНА ЭНЕРГИЕЙ МЕЖДУ УРОВНЯМИ

Проведен расчет характеристик генерации газовых ОКГ с учетом обмена энергией между возбужденными уровнями. Проанализировано влияние столкновительного обмена на коэффициент усиления и мощность генерации.

В последнее время достигнуты значительные успехи в теоретическом и экспериментальном определении параметров плазмы газовых ОКГ и в расчете сечений возбуждения уровней (например, [1, 2]). Это создает возможность для проведения теоретических расчетов скоростей накачки рабочих уровней и мощности генерации ОКГ также и с учетом процессов, приводящих к обмену энергией между уровнями лазерной системы. Так, согласно [1], в ионном аргоновом ОКГ обмен энергией между верхними и нижними рабочими уровнями вследствие соударений с электронами может являться одной из причин насыщения инверсии при больших плотностях токов. Как известно, строгий подход к указанной проблеме возможен на основе нелинейных уравнений Лэмба, описывающих взаимодействие излучения с атомами [3]. Однако метод Лэмба непригоден для расчета мощности ОКГ с достаточно большим уровнем насыщения активной среды. Поэтому для расчетов стационарных (или квазистационарных) режимов работы ОКГ широко применяется более приближенный метод баланса населенностей уровней [2, 4, 5], который будет использован и в настоящей работе.

Уравнения баланса населенностей уровней

Предположим, что наличие генерации не изменяет параметров плазмы, таких, как концентрация и температура электронов, концентрация атомов и т. д., хотя и приводит к изменению распределения возбужденных атомов по уровням. Ограничимся случаем, когда генерация имеет место только на одном из переходов лазерной системы.

Запишем уравнения баланса населенностей для нижнего и верхнего рабочих уровней:

$$\begin{aligned} N_1 \Gamma_1 &= S_1 + P + \sum_{i \neq 1} q_{1i} N_i, \\ N_2 \Gamma_2 &= S_2 - P + \sum_{i \neq 2} q_{2i} N_i \end{aligned} \quad (1)$$

и для не лазерных уровней:

$$N_j \Gamma_j = S_j + \sum_{m \neq j} q_{jm} N_m, \quad (j > 2). \quad (2)$$

Здесь N_i — концентрация атомов на уровне i , Γ_i — полная вероятность распада уровня, за исключением индуцированных переходов, P — мощность по числу квантов, генерируемая во всех типах колебаний единицей объема активной среды, S_i — часть накачки i -того уровня, не зависящая от населенностей других рассматриваемых уровней, q_{ij} — полная вероятность перехода $j \rightarrow i$. Если, например, переходы между уровнями осуществляются в результате электронных соударений и спонтанного излучательного распада, то

$$q_{ij} = A_{ji} + n_e \langle \sigma_{ji} v_e \rangle, \quad (3)$$

где A_{ij} — коэффициент Эйнштейна для перехода $j \rightarrow i$ (предполагается, что уровень j лежит выше уровня i), n_e — концентрация электронов, σ_{ji} — сечение перехода $j \rightarrow i$, скобки означают усреднение по скоростям электронов v_e .

Обозначив $s_1 = -S_1 - P$,

$$s_2 = -S_2 + P, \quad s_i = -S_i \quad (i > 2) \quad \text{и} \quad q_{ij} = -\Gamma_j, \quad (4)$$

запишем уравнения (1) и (2) в виде

$$\sum_{j=1}^n q_{ij} N_j = s_i, \quad (5)$$

$$i = 1, 2, \dots, n.$$

Целесообразно включить в систему (5) только те уровни, которые существенны в накачке рабочих уровней и населенности которых заметным образом зависят от мощности генерации на переходе $2 \rightarrow 1$. Так, если допустить постоянство параметров плазмы, то можно исключить из рассмотрения состояния непрерывного спектра, учтя рекомбинационную накачку в величинах S_i . Точно так же, как правило, можно не вводить в (5) основной уровень лазерной системы, в случае ионных лазеров и состояния нейтрального атома. Подобные упрощения позволяют сделать систему (5) не только конечной, но и охватывающей лишь небольшое число сильно связанных уровней.

Насыщение инверсии рабочих уровней. Предельная мощность генерации в резонаторе с бесконечной добротностью

Решение системы (5) можно записать в виде

$$N_i = N_i^0(q, \Gamma, S) + \chi_i(q, \Gamma) P, \quad (6)$$

$$i = 1, 2, \dots, n,$$

где q, Γ, S обозначают совокупности всех соответствующих величин. Функция $N_i^0(q, \Gamma, S)$ есть начальная заселенность уровня i в отсутствие генерации.

Для рабочих уровней запишем

$$\chi_1(q, \Gamma) = \frac{1}{\Delta} (A_{21} - A_{11}), \quad \chi_2(q, \Gamma) = \frac{1}{\Delta} (A_{22} - A_{12}), \quad (7)$$

$$\Delta N^{\circ}(q, \Gamma, S) = -\frac{1}{\Delta} \sum_{i=1}^n S_i \left(A_{i2} - \frac{g_2}{g_1} A_{i1} \right), \quad (8)$$

где $\Delta(q, \Gamma)$ — детерминант системы, A_{ij} — адьюнкты соответствующих элементов, $\Delta N^{\circ}(q, \Gamma, S) = N_2^{\circ} - \frac{g_2}{g_1} N_1^{\circ}$ — начальная инверсия уровней, g_2 и g_1 — статистические веса уровней. Из (6) найдем:

$$P = \chi_1^{-1} (N_1 - N_1^{\circ}), \quad (9)$$

$$P = -\chi_2^{-1} (N_2 - N_2^{\circ}), \quad (10)$$

$$P = T^{-1} (\Delta N^{\circ} - \Delta N). \quad (11)$$

Величина

$$T = -\chi_2 + \frac{g_2}{g_1} \chi_1 \quad (12)$$

может быть названа временем релаксации инверсии, она характеризует насыщение инверсии рабочих уровней с ростом P . Из (9), (10) и (11) видно, что насыщение населенностей уровней и инверсии происходит линейно с P , как это иллюстрируют графики рис. 1. Согласно (11), максимальная мощность генерации, которую среда способна отдать в резонаторе с бесконечной добротностью ($\Delta N = 0$), равна

$$P_{\infty} = T^{-1} \Delta N^{\circ}. \quad (13)$$

Если в отсутствие генерации излучающие атомы имеют максвелловское распределение по скоростям, то коэффициент ненасыщенного усиления на частоте ν_0 в центре линии связан с ΔN° соотношением [4]

$$k^0(\nu_0) = \frac{h\nu}{c} \frac{B_{21}}{\rho \sqrt{\pi} \Delta\nu_C} \Delta N^{\circ}, \quad (14)$$

где $B_{21} = \int B_{21}(\nu - \nu') d\nu'$ — коэффициент Эйнштейна для индуцированного испускания, $\Delta\nu_C$ — доплеровский параметр, связанный с доплеровской шириной линии $\Delta\nu_D$ соотношением $\Delta\nu_C = \frac{\Delta\nu_D}{2\sqrt{\ln 2}}$. Поправочный множитель ρ учитывает влияние лоренцовской ширины линии $\Delta\nu_L$, равной ширине кривой $B_{21}(\nu - \nu')$. При $\Delta\nu_L \ll \Delta\nu_D$

$$\rho \approx 1 + \frac{1}{\sqrt{\pi}} \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_C} \approx 1 + 0,94 \frac{\Delta\nu_L}{\Delta\nu_D}.$$

Приведенные формулы позволяют установить связь между P_{∞} и $k^0(\nu_0)$:

$$P_{\infty} h\nu = \frac{\sqrt{\pi} c \Delta\nu_C \rho}{B_{21} T} k^0(\nu_0). \quad (15)$$

Частные случаи. Рассмотрим частные случаи, когда решение системы (5), даваемое формулами (6), (7) и (8), упрощается.

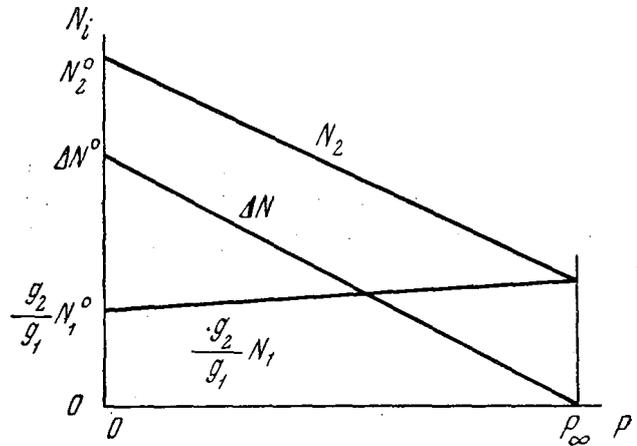


Рис. 1. Изменение населенностей рабочих уровней N_1 , N_2 и инверсии ΔN в зависимости от удельной мощности P

1. Обмен энергией имеет место только между рабочими уровнями ($q_{ij}=0$ при $i \neq 1, 2$ или $j \neq 1, 2$). Систему (5) можно упростить:

$$q_{11}N_1 + q_{12}N_2 = s_1, \quad q_{21}N_1 + q_{22}N_2 = s_2. \quad (16)$$

Вместо (8) и (12) получим

$$\Delta N^0 = \frac{S_2\Gamma_1 + S_1q_{21} - \frac{g_2}{g_1}(S_1\Gamma_2 + S_2q_{12})}{\Gamma_1\Gamma_2 - q_{12}q_{21}}, \quad (17)$$

$$T = \frac{\Gamma_1 - q_{21} + \frac{g_2}{g_1}(\Gamma_2 - q_{12})}{\Gamma_1\Gamma_2 - q_{12}q_{21}}. \quad (18)$$

2. Уровни, обменивающиеся энергией с лазерными уровнями, не обмениваются энергией между собой ($q_{ij}=0$ при $i, j \neq 1, 2, i \neq j$). В этом случае в процессе решения системы (5) для рабочих уровней получают уравнения, по виду совпадающие с (16), а для ΔN^0 и T формулы (17) и (18), однако величины S , Γ и q должны быть заменены соответственно \bar{S} , $\bar{\Gamma}$ и \bar{q} :

$$\bar{S}_\alpha = S_\alpha + \sum_{i \neq 1, 2} \frac{q_{\alpha i} S_i}{\Gamma_i},$$

$$\bar{\Gamma}_\alpha = \Gamma_\alpha - \sum_{i \neq 1, 2} \frac{q_{\alpha i} q_{i\alpha}}{\Gamma_i}, \quad (19)$$

$$\bar{q}_{\alpha\beta} = q_{\alpha\beta} + \sum_{i \neq 1, 2} \frac{q_{\alpha i} q_{i\beta}}{\Gamma_i}, \quad (\alpha, \beta = 1, 2).$$

3. Между нелазерными уровнями имеется слабое взаимодействие ($q_{ij} \ll \Gamma_i, \Gamma_j$ при $i, j \neq 1, 2$). Решая систему (5) методом последовательных приближений, получим вместо (19):

$$\bar{S}_\alpha = S_\alpha + \sum_{i \neq 1, 2} \frac{q_{\alpha i} S_i}{\Gamma_i} + \sum_{i \neq 1, 2} \sum_{j \neq 1, 2, i} \frac{S_j q_{ij} q_{\alpha i}}{\Gamma_i \Gamma_j} + \dots,$$

$$\bar{\Gamma}_\alpha = \Gamma_\alpha - \sum_{i \neq 1, 2} \frac{q_{\alpha i} q_{i\alpha}}{\Gamma_i} - \sum_{i \neq 1, 2} \sum_{j \neq 1, 2, i} \frac{q_{j\alpha} q_{ij} q_{\alpha i}}{\Gamma_i \Gamma_j} - \dots, \quad (20)$$

$$\bar{q}_{\alpha\beta} = q_{\alpha\beta} + \sum_{i \neq 1, 2} \frac{q_{\alpha i} q_{i\beta}}{\Gamma_i} + \sum_{i \neq 1, 2} \sum_{j \neq 1, 2, i} \frac{q_{j\beta} q_{ij} q_{\alpha i}}{\Gamma_i \Gamma_j} + \dots$$

Первые члены в формулах (20) соответствуют прямому взаимодействию рабочих уровней между собой, вторые — прямому взаимодействию рабочих уровней с другими уровнями, третьи — косвенному (двухступенчатому) взаимодействию через один промежуточный уровень и т. д.

Эффективность использования инверсии и мощность генерации в резонаторе с конечной добротностью

Мощность, генерируемая активной средой в резонаторе с конечной добротностью, согласно (11) и (13), может быть выражена:

$$P = \kappa P_\infty, \quad (21)$$

где величина

$$\kappa = \frac{\Delta N^{\circ} - \Delta N}{\Delta N^{\circ}} \quad (22)$$

характеризует эффективность использования инверсии в данном резонаторе. В то время как P_{∞} определяется исключительно свойствами активной среды и накачки, κ зависит также и от добротности резонатора. Если резонатор имеет бесконечную добротность хотя бы для одной частоты в пределах линии усиления, то, как нетрудно видеть, $\kappa = 1$.

Рассмотрим случай, когда добротность резонатора для всех аксиальных мод одинакова и расстояние

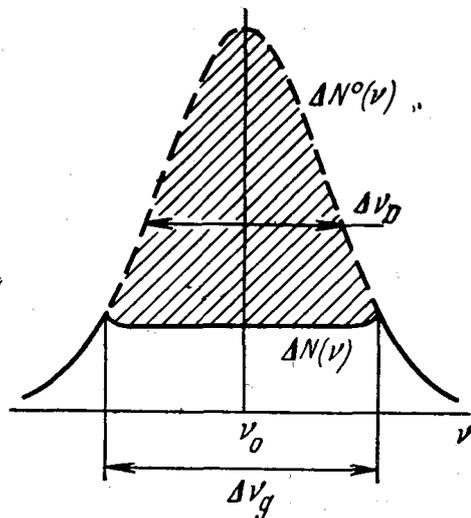


Рис. 2. Однородное насыщение инверсии уровней

между модами не превосходит $\Delta\nu_L$. Если при этом ширина полосы избыточного усиления $\Delta\nu_g \gg \nu_L$ (что выполняется в большинстве газовых ОКГ при достаточном удалении от порога генерации), то имеет место так называемое однородное насыщение инверсии и усиления [6] (см. рис. 2). В этих условиях коэффициент насыщенного усиления $k(\nu)$ одинаков для прямой и обратной волн в резонаторе и равен¹

$$k(\nu) = \frac{h\nu}{c} \int B_{21}(\nu - \nu') \Delta N(\nu') d\nu' \approx \frac{h\nu}{c} B_{21} \Delta N(\nu) = \frac{f}{l}. \quad (23)$$

Здесь $\Delta N(\nu) d\nu$ — инверсия, соответствующая спектральному интервалу $d\nu$ доплеровски уширенной линии, f — средние потери резонатора на проход, l — длина активной среды. Согласно (11), генерируемая мощность P пропорциональна площади, заштрихованной на рис. 2. Используя (14), (22) и (23), найдем после элементарных вычислений:

$$\kappa(X) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\Phi(\rho X)}{\rho X}, \quad (24)$$

где $\Phi(y) = \frac{\sqrt{\pi}}{2} y \operatorname{erf}(\sqrt{\ln y}) - \sqrt{\ln y}$, $\operatorname{erf} z = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt$ — функция ошибок, $X = \frac{k^{\circ}(\nu_0)l}{f}$ — степень насыщения усиления среды в резонаторе с дан-

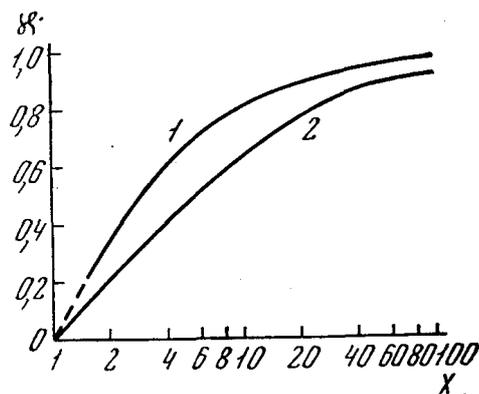


Рис. 3. Эффективность использования инверсии в зависимости от степени насыщения усиления X . 1 — многочастотная генерация при однородном насыщении инверсии, 2 — одночастотная генерация на центральной частоте линии ($\rho=1,13$)

¹ Предполагается, что насыщенное усиление одинаково по длине активной среды. При однородном насыщении это имеет место даже при сравнительно больших потерях резонатора, если только свойства активной среды и диаметр светового пучка лазера постоянны по длине [7]. Влияние неоднородности поля излучения на выходную мощность ОКГ рассматривалось в [8].

ными потерями. Согласно сделанному предположению, формула (24) неверна вблизи порога генерации ($X = 1$). На рис. 3 приведен график функции $\chi(X)$ для значения $\rho = 1,13$, типичного в случае аргонового ОКГ.

Выходная мощность ОКГ может быть выражена:

$$P_{\text{вых}} = h\nu P \bar{V} \xi = h\nu \chi \xi P_{\infty} \bar{V}, \quad (25)$$

где \bar{V} — эффективный объем активной среды, занятый излучением, ξ — величина, характеризующая соотношение полезного пропускания и полных потерь резонатора.

Плотность излучения внутри резонатора I , определяемая как сумма мощностей прямой и обратной волн (в расчете на единицу сечения луча), связана с P соотношением

$$P = kI. \quad (26)$$

Используя (13), (14), (21) и (24), найдем

$$I = \frac{c \sqrt{\ln 2} \Delta \nu_D \Phi(\rho X)}{B_{21} T}. \quad (27)$$

Это совпадает с результатами [6, 7] в частном случае, когда обмен энергией между уровнями отсутствует, за исключением спонтанных переходов $2 \rightarrow 1$.

Если однородное насыщение инверсии не имеет места, как, например, в случае одночастотных ОКГ, то для расчета χ по соотношению (22) необходимо знать вид функции $\Delta N(\nu)$. Если считать, что в обмене энергией между уровнями не играют роли соударения тяжелых частиц, приводящие к изменению скорости излучающего атома, то уравнения баланса населенностей могут быть составлены для каждого спектрального интервала в отдельности. Они имеют вид

$$\begin{aligned} (q_{11} - W_{12}) N_1(\nu) + (q_{12} + W_{21}) N_2(\nu) + \sum_{i=3}^n q_{1i} N_i(\nu) &= -S_1(\nu), \\ (q_{21} - W_{12}) N_1(\nu) + (q_{22} - W_{21}) N_2(\nu) + \sum_{j=3}^n q_{2j} N_j(\nu) &= -S_2(\nu), \quad (28) \\ \sum_{j=1}^n q_{ij} N_j(\nu) &= -S_i(\nu), \quad (i > 2). \end{aligned}$$

Здесь

$$\begin{aligned} W_{21}(\nu) &= \frac{g_1}{g_2} W_{12}(\nu) = \int [B_{21}(\nu - \nu') \rho_+(\nu') + \\ &+ B_{21}(2\nu_0 - \nu - \nu') \rho_-(\nu')] d\nu' \end{aligned}$$

вероятность индуцированного перехода $2 \rightarrow 1$, $\rho_+(\nu')$ и $\rho_-(\nu')$ — плотности энергии излучения в прямой и обратной волне.

Решение системы (28) дает

$$\Delta N(\nu) = \frac{\Delta N^0(\nu)}{1 + TW_{21}(\nu)}, \quad (29)$$

где величина T имеет прежнее значение и $\Delta N^0(\nu)$ определяется приведенными выше формулами с заменой S на $S(\nu)$. Обычно функции $S(\nu)$ и $\Delta N^0(\nu)$ — гауссовские, так что

$$\Delta N^0(\nu) = \frac{\Delta N^0}{\sqrt{\pi \Delta \nu_c}} e^{-\left(\frac{\nu - \nu_0}{\Delta \nu_c}\right)^2}. \quad (30)$$

Выражение (29) показывает, что учет обмена энергией между уровнями не влияет на вид зависимости $\Delta N(\nu)$, изменяются только величины T и ΔN^0 . Это означает, что и вид функции $\kappa(X)$ будет таким же, как и в отсутствие связи между уровнями. (Поправочный множитель p изменяется в соответствии с изменением $\Delta \nu_L$.) Связь между уровнями влияет на эффективность использования инверсии в резонаторе с заданными потерями главным образом через изменение начального усиления и соответственно степени насыщения усиления X .

Получение общего выражения для $\kappa(X)$ затруднительно. Для случая, когда генерация имеет место на одной частоте в центре линии ($\nu' = \nu_0$), можно найти [4]:

$$\kappa_{(\nu' = \nu_0)}(X) = \frac{\varepsilon \sqrt{\pi} \chi(X)}{\rho X}, \quad (31)$$

где нормированная плотность излучения внутри резонатора $\chi = \frac{I}{I_0}$ ($I_0 = \frac{\pi c \Delta \nu_L}{2B_{21}T}$ — параметр насыщения) определяется из соотношения

$$\frac{1}{\rho X} = \frac{e^{\varepsilon^2(1+\chi)}}{\sqrt{1+\chi}} [1 - \operatorname{erf}(\varepsilon \sqrt{1+\chi})], \quad (32)$$

$$\varepsilon = \frac{\Delta \nu_L}{2\Delta \nu_c}.$$

Зависимость $\kappa(X)$, даваемая (31) и (32), изображена на рис. 3 (кривая 2). Из рисунка видно, что эффективность использования инверсии в одночастотном режиме меньше, чем в многочастотном при однородном насыщении, однако с ростом X это различие уменьшается.

Влияние столкновительного обмена энергии между уровнями на характеристики генерации

Предположим для определенности, что связь между уровнями лазерной системы обусловлена неупругими соударениями с электронами и радиационными переходами. Как видно из (3), величины q_{ij} существенным образом зависят от параметров плазмы. С ростом электронной концентрации связь уровней увеличивается. Рассмотрим влияние указанного изменения q_{ij} на P_∞ , $k^0(\nu_0)$ и κ .

Пусть обмен имеет место только между рабочими уровнями лазера. Положим

$$\begin{aligned} q_{12} &= q'_{12} + A_{21}, & q_{21} &= q'_{21}, \\ \Gamma_1 &= \tilde{\Gamma}_1 + q'_{21}, & \Gamma_2 &= \tilde{\Gamma}_2 + q'_{12}, \end{aligned} \quad (33)$$

где q'_{ij} — вероятности перехода при соударениях с электронами, $\tilde{\Gamma}_i$ — вероятности радиационного распада уровней. На основании формул (13), (17) и (18) найдем

$$P_{\infty} = \tilde{P}_{\infty} \left[1 - \frac{(S_1 + S_2) \left(\frac{g_2}{g_1} q'_{12} - q'_{21} \right)}{S_2 \left(\tilde{\Gamma}_1 - \frac{g_2}{g_1} A_{21} \right) - \frac{g_2}{g_1} S_1 \tilde{\Gamma}_2} \right], \quad (34)$$

$$\Delta N^{\circ} = \Delta \tilde{N}^{\circ} \frac{\frac{P_{\infty}}{\tilde{P}_{\infty}}}{1 + \frac{q'_{12}}{\tilde{\Gamma}_2} + \frac{q'_{21} (\tilde{\Gamma}_2 - A_{21})}{\tilde{\Gamma}_1 \tilde{\Gamma}_2}}, \quad (35)$$

где $\Delta \tilde{N}^{\circ}$ и \tilde{P}_{∞} — инверсия и мощность в отсутствие столкновительного обмена. Принимая во внимание соотношение между вероятностями прямого и обратного переходов

$$\frac{q'_{21}}{q'_{12}} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\frac{E_2 - E_1}{kT_e}}, \quad (36)$$

где E_2 и E_1 — энергия уровней, T_e — электронная температура (предполагается максвелловское распределение скоростей электронов), из (34) и (35) можно заключить, что столкновительный обмен между рабочими

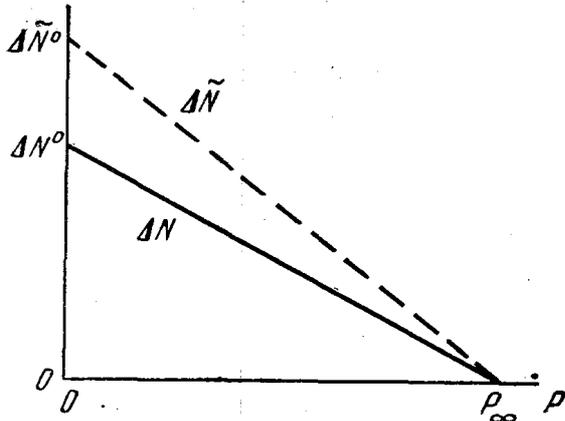


Рис. 4. Насыщение инверсии при наличии (ΔN) и отсутствии ($\Delta \tilde{N}$) столкновительного обмена рабочими уровнями для случая $E_2 - E_1 \ll kT_e$.

уровнями приводит к уменьшению как ΔN° , так и P_{∞} , следовательно, и $k^{\circ}(v_0)$ и χ . Однако уменьшение инверсии и усиления более значительно, чем P_{∞} . Так, в случае $E_2 - E_1 \ll kT_e$, как видно из (34) и (36), $P_{\infty} = \tilde{P}_{\infty}$. Это понятно, так как в условиях предельного насыщения инверсии в данном случае число прямых и обратных переходов между уровнями одинаково. В то же время, как видно из (35), $\Delta N^{\circ} < \Delta \tilde{N}^{\circ}$, а следовательно, и коэффициент ненасыщенного усиления, и мощность в резонаторе с конечной добротностью будут меньше, чем в отсутствие обмена. Рис. 4 иллюстрирует влияние столкновительного обмена на ход насыщения

инверсии в рассматриваемом случае. При наличии обмена инверсия насыщается медленнее, так как величина T уменьшается. В выражении (13) для P_{∞} изменения величин ΔN° и T полностью компенсируются.

Примем, как и в аргоновом лазере, $\tilde{\Gamma}_1 \gg \tilde{\Gamma}_2$, а скорости накачки верхнего и нижнего уровней сравнимы по величине. Тогда из (34) и (35) получим:

$$P_{\infty} = \tilde{P}_{\infty} \left[1 - \left(1 + \frac{S_1}{S_2} \right) \frac{\frac{g_2}{g_1} q'_{12} - q'_{21}}{\tilde{\Gamma}_1} \right], \quad (37)$$

$$\Delta N^{\circ} = \Delta \tilde{N}^{\circ} \left(1 - \frac{q'_{12}}{\tilde{\Gamma}_2} \right). \quad (38)$$

Отсюда видно, что столкновительный обмен между рабочими уровнями не влияет на P_{∞} , пока $q'_{12}, q'_{21} \ll \tilde{\Gamma}_1$, в то время как инверсия будет

уменьшаться при значительно меньших концентрациях электронов. Так, в аргоновом ОКГ, согласно [1], величина q'_{12} становится сравнимой с $\tilde{\Gamma}_2$ уже начиная с концентраций электронов $n_e \sim 10^{14} \text{ см}^{-3}$, что, как видно из (38), должно приводить к снижению инверсии. Мощность генерации аргового ОКГ с резонатором достаточно высокой добротности будет испытывать соответствующее уменьшение лишь при значительно более высоких концентрациях электронов.

Анализ влияния на характеристики генерации столкновительного обмена с нелазерными уровнями показывает, в частности, что взаимодействие верхнего рабочего уровня с более сильно заселенным уровнем (i) может являться дополнительным источником накачки верхнего уровня, в результате чего мощность генерации повышается. При этом приближенно

$$P_\infty \cong \tilde{P}_\infty \left(1 + \frac{S_i}{S_2} \frac{q_{2i}}{\tilde{\Gamma}_i} \right). \quad (39)$$

Полученные в настоящей работе результаты могут оказаться полезными для расчетов выходной мощности и коэффициента усиления газовых ОКГ и определения оптимальных режимов их работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бейгман И. Л., Вайнштейн Л. А., Рубин П. Л., Соболев Н. Н. Письма в ЖЭТФ, 6, вып. 10, 919, 1967.
2. Herziger G., Seelig W., Zeit. Phys., 215, 437, 1968.
3. Lamb W. E., Phys. Rev., 134, 6A, 1429, 1964.
4. Gordon E. I., White A. D., Rigden J. D. Proc. Symp. Optical Masers, Polytechnic Inst. of Brooklyn Press, N. Y., 1963, p. 309.
5. Величко А. Г. «Журн. прикл. спектроскопии», 4, 30, 1966.
6. White A. D., Gordon E. I., Rigden J. D. Appl. Phys. Lett., 2, No. 5, 91, 1963.
7. Rigrod W. W. J. Appl. Phys., 36, 2487, 1965.
8. Одинцов А. И., Лебедева В. В., Шафрановская И. В. ЖТФ, 39, вып. 5, 107, 1969.

Поступила в редакцию
14.6 1969 г.

Кафедра
оптики