

Витебское отделение
Института физики твердого
тела и полупроводников
АН БССР

Поступило в Редакцию
3 ноября 1989 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 10

26 мая 1990 г.

06.2; 07

© 1990

О НЕЛИНЕЙНОМ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ МОД
ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА ЧЕРЕЗ
САМОНАВЕДЕННУЮ ДИФРАКЦИОННУЮ РЕШЕТКУ

Е.А. Аврутин

В настоящее время хорошо известно, что на спектральные и динамические свойства полупроводниковых лазеров оказывают заметное влияние эффекты нелинейности усиления. Они обуславливают добавку к эффективному коэффициенту усиления лазерной моды, зависящую от мощности лазерного излучения S при фиксированной полной концентрации N неравновесных носителей заряда в активной области лазера:

$$\Delta g_i = (g_i - \alpha_i) - (g_{iL} - \alpha_{iL}). \quad (1)$$

Здесь g_i и α_i — соответственно коэффициенты усиления и собственных оптических потерь для i -той продольной моды (предполагается генерация на одной поперечной моде), g_{iL} и α_{iL} — линейные (не зависящие от S) составляющие соответствующих величин, Δg_i — нелинейная добавка. Практически при всех реально достижимых значениях S эта добавка может быть записана в виде

$$\Delta g_i = -g_i \sum_k \varepsilon_{ik} S_k \ll g_i, \alpha_i. \quad (2)$$

Здесь S_k — мощность излучения k -той моды ($\sum_k S_k = S$), измеренная в единицах концентрации фотонов в резонаторе [2]. ε_{ik} — «коэффициенты нелинейности», физический смысл и величина которых определяется совместным влиянием (в приближении (2) независимым) различных нелинейных эффектов. Из этих эффектов наиболее подробно теоретически исследованы различные отклонения энергетического распределения носителей заряда от квазиравноес-

ного [3-5], прежде всего эффекты „выгорания спектрального провала” и „пульсаций заселенности” [3, 4]. В [4] получены аналитические выражения, позволяющие вычислить вклад этих двух явлений в \mathcal{E}_{ik} . Отмечалось, что спектральный контур добавочного усиления, наводимого данной модой, содержит симметричную и антисимметричную относительно частоты этой моды компоненту. Наличие последней позволяет качественно объяснить экспериментально наблюдаемую асимметричную конкуренцию мод, например, коротковолновый сдвиг спектра развитой стационарной генерации. Однако сам автор работы [4] отметил недостаточное количественное согласие этой части своих результатов с экспериментом и предположил, что более существенный вклад в асимметричную компоненту нелинейного усиления вносит какой-то другой эффект. По нашему мнению, этот эффект может быть связан с периодической пространственной модуляцией концентрации носителей стоячей волной лазерной моды. Для случая самовоздействия моды, описываемого коэффициентом \mathcal{E}_{ii} , соответствующее явление хорошо известно как „выгорание пространственного провала” [2]. Данная работа посвящена выводу и анализу выражений, описывающих влияние этого эффекта на взаимодействие мод, соответствующих, вообще говоря, различным продольным индексам (\mathcal{E}_{ij} , $i \neq j$). Для этого рассмотрим зависимость концентрации носителей N от продольной координаты z . В „почти одномодовом” приближении ($S_m \gg S_i$, $i \neq m$) зависимость $N(z)$ имеет вид [2, 6]:

$$N \approx N_a + N_c \cos(4\pi n_m z / \lambda_m), \quad (3)$$

где λ_m — длина волны моды m в вакууме, n_m — эффективный показатель преломления лазерного волновода на этой длине волны. Величины N_a и N_c нетрудно вычислить из скоростных уравнений для N и S с учетом в первом из них пространственной неоднородности и диффузии [2, 6]:

$$N_a \approx N_{th}, \quad N_c \approx -S_m (c \alpha_{mL} \lambda_m^2) / (16 \pi^2 \Gamma n_m^2 n_{gm} D), \quad (4)$$

где N_{th} — полная концентрация носителей на пороге лазерной генерации [2], D — коэффициент амбиполярной диффузии, Γ — фактор оптического ограничения, n_{gm} — групповой показатель преломления, соответствующий λ_m , c — скорость света. Так как диэлектрическая проницаемость полупроводника существенно зависит от N , то наличие пространственно модуляции N приводит к появлению в резонаторе лазера самонаведенной дифракционной решетки. Как и автор [6], будем рассматривать ее влияние как слабую распределенную обратную связь (РОС), изменяющую порог генерации и спектральное положение мод. Коэффициент обратной связи k , количественно характеризующий эту РОС, равен

$$k = 1/4 \cdot (\alpha + i) \Gamma g'_m |N_c|, \quad (5)$$

где $\alpha = -4 \pi (dn_m / dN) / (\lambda_m g'_m)$ - фактор уширения линии, $g'_m = dg_{mL} / dN$, $i = \sqrt{-1}$. Из (2) следует, что $N_c \ll N_{th}$, т.е. $k \ll g_{mL}$, α_{mL} . Это условие слабости РОС, позволяющее анализировать ее влияние приближенно, в первом порядке малости по k . Для этого воспользуемся порогово-спектральным условием лазера с РОС, которое удобно записать в виде [7]:

$$\exp(2\gamma_j L) = \frac{[(\delta_j + i\gamma_j + kr) + ((\delta_j - i\gamma_j)r + k)r]}{[(\delta_j - i\gamma_j + kr) + ((\delta_j + i\gamma_j)r + k)r]} \quad (6)$$

Здесь L - длина резонатора, $r = \sqrt{R}$ - коэффициент отражения моды от его грани, корень уравнения - комплексная величина $\delta_j = n_j / \lambda_j - n_m / \lambda_m + i\alpha_j / 2$ описывает спектральное положение и оптические потери для моды с номером j , $\gamma_j^2 = k^2 - \delta_j^2$. В (6) учтено, что самонаведенная решетка симметрична относительно зеркал резонатора. В первом приближении по k , т.е. в приближении (2), решение уравнения (6) имеет вид:

$$\delta_j = \delta_{jL} + ik(1-R)/2\delta_{jL}L\sqrt{R}, \quad (7)$$

где $\delta_{jL}L = \pi j + i/2 \ln(1/R)$ - известное соотношение для резонатора Фабри-Перо. Сравнивая (2) и определение δ_j , нетрудно заметить, что $\epsilon_{jm} = 2 \operatorname{Im} \partial \delta_j / \partial S_m$, и из (4), (5) и (7) получим окончательный результат:

$$\epsilon_{jm} = \frac{(1-R)\lambda_m^2 c}{64 \pi^2 \sqrt{R} n_m^2 n_{gm} D} \cdot \frac{(\pi(j-m)\alpha + 1/2 \ln(1-R))}{\pi^2(j-m)^2 + (1/2 \ln(1/R))^2} g_m. \quad (8)$$

Анализируя это выражение, заметим прежде всего, что для случая $j = m$ оно воспроизводит с точностью до множителя порядка единицы известный результат [2] для выгорания пространственного провала. В частности, видно, что самовоздействие лазерной моды, по крайней мере в приближении (2), не связано с модуляцией действительной части диэлектрической проницаемости: ϵ_{mm} не зависит от α . Таким образом, работа [6], где формализм самонаведенной РОС впервые был применен для численного анализа ϵ_{mm} , фактически не содержит ничего принципиально нового по сравнению с [2]. Взаимодействие же различных мод ($j \neq m$) в основном определяется асимметричной компонентой ϵ_{jm} , пропорциональной α . Поэтому в работе [8], авторы которой необоснованно исключили из рассмотрения рефрактивную часть k , сделан ошибочный, с нашей точки зрения, вывод об отсутствии межмодового взаимодействия за счет рассматриваемого эффекта и симметричном характере межмодовой конкуренции.

Отметим также, что функциональный вид выражения (8) аналогичен полученному в работах [3, 4] для эффектов, связанных с неравновесным энергетическим распределением носителей. В самом деле, обе формулы имеют, если пренебречь дисперсией n , вид:

$$\varepsilon_{jm} = \varepsilon_{mm} \frac{I + \alpha(\omega_j - \omega_m)\tau}{I + (\omega_j - \omega_m)^2 \tau^2}, \quad (9)$$

где ω_j и ω_m - частоты мод j и m , а величина α имеет в обоих случаях сходный физический смысл и величину ($\approx 3-10$). Для ε_{mm} численные оценки также дают сходные значения ($\approx 10^{-18}$ см³). Однако роль величины τ в рассмотренном нами случае играет не время импульсной или энергетической релаксации носителей $\tau_i \approx 10^{-14}-10^{-13}$ с, как в [3, 4], а удвоенное время жизни фотонов в резонаторе $2/Ln_{gr}/c \ln(I/R) \approx (5-10) \cdot 10^{-12}$ с. Таким образом, значение асимметричной компоненты коэффициента нелинейного взаимодействия соседних мод $\varepsilon_{m, m \mp 1}$, ответственной за экспериментально наблюдаемую асимметричную конкуренцию мод, в нашем случае может быть примерно на порядок выше. Этот вывод, как и форма полученной зависимости $\varepsilon_{jm}(\omega_j)$, хорошо согласуются с недавними экспериментальными результатами [9]. Отметим в заключение, что, хотя результат (8) получен в „почти одномодовом“ приближении, линейность приведенного рассмотрения позволяет при выполненном условии (2) суммировать вклад различных мод.

Автор благодарен Е.Л. Портному, С.А. Гуревичу и Р.А. Сурису за ценные обсуждения.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] S u C.B., L a n c i e r a V.A. // IEEE Journ. Quant. Electron. 1986. V. QE-22. N 12. P. 1568-1578
- [2] L e e T.P. et al. // IEEE Journ. Quant. Electron. 1982. V. QE-18. N. 10. P. 1101-1113.
- [3] B o g a t o v A.P. et al. // IEEE Journ. Quant. Electron. 1975. V. QE-18. N. 10. P. 1101-1113.
- [4] A g r a w a l G.P. // IEEE Journ. Quant. Electron. 1987. V. QE-23. N. 6. P. 860-868.
- [5] Р и в л и н Л.А. // Квантовая электроника. 1985. Т. 12. В. 4. С. 689-694.
- [6] S u C.B. // Electron. Lett. 1988. V. 24. N. 7. P. 370-371.
- [7] M a r c u s e D. // IEEE Journ. Quant. Electron. 1985. V. QE-21. N. 2. P. 161-167.
- [8] H e r r e P.J., B a r a b a s U. // IEEE Journ. Quant. Electron. 1989. V. QE-25. N. 8. P. 1794-1799.
- [9] E o m J., S u C.B. // Appl. Phys. Lett. 1989. V. 54. N. 18. P. 1734-1736.