

# Роль термических выбросов носителей в выжигании пространственных дыр в лазере на квантовых точках

© Л.В. Асрян<sup>¶</sup>, Р.А. Сурис<sup>¶¶</sup>

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 1 марта 1999 г. Принята к печати 2 марта 1999 г.)

Проанализирована роль процессов термических выбросов носителей из квантовых точек и диффузии свободных носителей в выжигании пространственных дыр в полупроводниковом лазере на квантовых точках. Показано, что выравнивание пространственно неоднородной инверсии населенности в продольном направлении в резонаторе контролируется термическими выбросами из квантовых точек. Вследствие этого эффект выжигания дыр в лазере на квантовых точках может проявляться сильнее, а порог многомодовой генерации может быть ниже, чем в полупроводниковых лазерах с объемной активной областью и лазерах на квантовых ямах. Для структур, оптимизированных с целью минимизации плотности порогового тока основной моды, получены зависимости порога многомодовой генерации от дисперсии размеров квантовых точек, длины резонатора и температуры.

Полупроводниковые лазеры на квантовых точках (КТ) привлекают в последнее время все больший интерес ввиду их ожидаемых преимуществ перед обычным полупроводниковыми лазерами с объемной активной областью и лазерами на квантовых ямах (КЯ) [1]. В работах [2–5] была построена теория пороговых токов и характеристической температуры лазеров на КТ, учитывающая неоднородное уширение линии, вызванное разбросом параметров (например, размеров) КТ. Оптимальные параметры лазерной структуры, минимизирующие плотность порогового тока, были рассчитаны в виде функций от поверхностной концентрации КТ, дисперсии размеров КТ, потерь (длины резонатора) и температуры.

В данной работе теоретически изучается эффект выжигания пространственных дыр и многомодовая генерация в лазере на КТ. Как и в обычных полупроводниковых лазерах с объемной активной областью и лазерах на КЯ (а также в твердотельных лазерах) [6,7], выжигание пространственных дыр в лазерах на КТ обусловлено неоднородностью стимулированной рекомбинации носителей в продольном направлении в резонаторе. Вследствие того, что испускаемый свет в режиме выше порога генерации представляет собой стоячую волну в резонаторе, стимулированная рекомбинация носителей будет происходить наиболее интенсивно в КТ, расположенных вблизи пучностей интенсивности испускаемого излучения, и наименее интенсивно в КТ, расположенных вблизи узлов (рис. 1). В результате имеет место опустошение КТ, расположенных вблизи пучностей, и переполнение КТ, расположенных вблизи узлов. Это может приводить к лазерной генерации высших продольных мод резонатора наряду с основной модой.

Вопрос о многомодовой генерации в полупроводниковых лазерах является актуальным как с фундаментальной, так и с прикладной точек зрения. Изучение физических процессов, контролирующих порог многомодовой генерации, необходимо для определения путей подавления дополнительных мод и создания одномодовых лазеров.

В лазерах с объемной активной областью и лазерах на КЯ диффузия сглаживает пространственно неоднородные распределения носителей и инверсию населенности вдоль продольного направления в резонаторе, подавляя полностью или частично эффект выжигания дыр в пространственном распределении носителей [6,7].

Принципиально иная ситуация имеет место в лазерах на КТ. Диффузия носителей здесь играет аналогичную,

роль для определения путей подавления дополнительных мод и создания одномодовых лазеров.

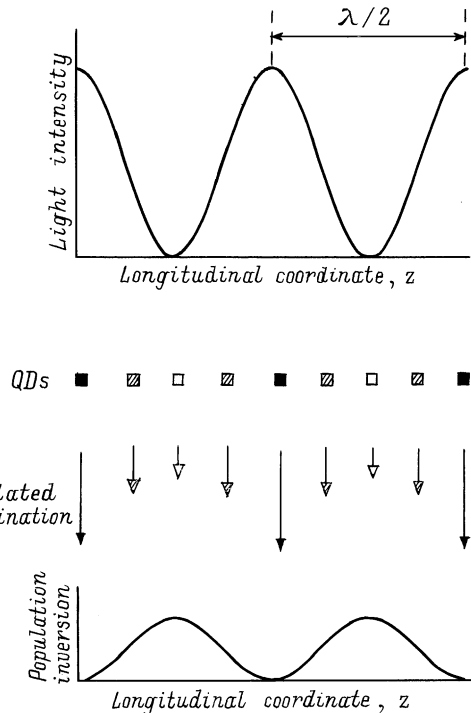


Рис. 1. Распределение интенсивности стимулированного излучения и инверсии населенности в продольном направлении в резонаторе.

<sup>¶</sup> E-mail: asryan@theory.ioffe.rssi.ru  
<sup>¶¶</sup> E-mail: suris@theory.ioffe.rssi.ru

но вместе с тем и второстепенную роль. Дело в том, что вклад в стимулированное излучение дают только носители, локализованные в КТ. Имеются также свободные носители в области оптического ограничения лазера, которые дают вклад в спонтанное излучение, увеличивая тем самым плотность порогового тока [2–5]. Таким образом, выравнивание пространственно неоднородной инверсии населенности требует помимо диффузии свободных носителей в продольном направлении в резонаторе также термических выбросов носителей из КТ. Более медленный из двух процессов — термических выбросов и диффузии — контролирует пространственное распределение носителей в лазерах на КТ.

Поскольку характерные времена термических выбросов носителей из КТ (см. далее выражения для них) обычно много больше времен диффузии на длинах, равных половине длины волны излучения в среде (характерный масштаб неоднородности), сглаживание пространственно неоднородной инверсии населенности может быть сильно подавлено в лазерах на КТ. Соответственно сильнее может проявляться эффект выжигания пространственных дыр.

Итак, термические выбросы носителей из КТ, а не диффузия, контролируют сглаживание пространственно неоднородной инверсии населенности в лазерах на КТ. Конечные значения характерных времен термических выбросов определяют порог многомодовой генерации в лазерах на КТ. Аналогичная ситуация рассматривалась в [8,9] для лазерных переходов "зона–примесный центр".

Порог многомодовой генерации  $\delta j$  определяется как превышение плотности тока накачки (инжекции) над плотностью порогового тока основной (ближайшей к максимуму спектра коэффициента усиления) моды, необходимое для лазерной генерации следующей продольной моды резонатора. Анализ вопроса дает следующее выражение для  $\delta j$ :

$$\delta j = j_2 - j_{th} = 2 \frac{|\delta g|}{g^{\max}} \frac{eN_s^{\min}}{\tau_n(1-f_n) + \tau_p(1-f_p)}, \quad (1)$$

где  $j_{th}$  и  $j_2$  — плотности пороговых токов основной и следующей за ней продольных мод резонатора соответственно,  $g^{\max}$  — максимум спектра коэффициента усиления,  $f_{n,p}$  — средние (по ансамблю КТ) значения степеней заполнения электронного и дырочного уровней размерного квантования в КТ, необходимые для лазерной генерации основной моды [2–5].  $N_s^{\min} = (4/\xi)(\sqrt{\epsilon}/\lambda_0)^2 \tau_{QD}[(\Delta\epsilon)_{\text{inhom}}/\hbar]\beta(a/\Gamma)$  — минимально допустимая поверхностная концентрация КТ, необходимая для достижения лазерной генерации основной моды при заданных потерях  $\beta$  (заданной длине резонатора  $L$ ) и неоднородном уширении линии  $(\Delta\epsilon)_{\text{inhom}}$  [2,3,5],  $\xi$  — числовая константа в функции распределения размеров КТ ( $\xi = 1/\sqrt{2\pi}$  и  $\xi = 1/\pi$  для гауссовой и лорентцовой функций соответственно),  $\lambda_0$  — длина волны основной моды в вакууме,  $a$  — средний размер КТ,  $\Gamma$  — коэффициент оптического ограничения в слое с КТ (в поперечном направлении в резонаторе) [2].

Входящие в выражение (1) характерные времена термических выбросов электронов и дырок из КТ даются согласно [2] как

$$\tau_n = \frac{1}{\sigma_n v_n n_1}, \quad \tau_p = \frac{1}{\sigma_p v_p p_1}, \quad (2)$$

где  $\sigma_{n,p}$  — сечения захвата электрона и дырки в КТ,  $v_{n,p}$  — тепловые скорости. В выражении (2)  $n_1 = N_c^{\text{OCL}} \times \exp[-(\Delta E_c - \epsilon_n)/T]$  и  $p_1 = N_v^{\text{OCL}} \exp[-(\Delta E_v - \epsilon_p)/T]$ , где  $N_{c,v}^{\text{OCL}} = 2(m_{c,v}^{\text{OCL}} T/2\pi\hbar^2)^{3/2}$  — эффективные плотности состояний зоны проводимости и валентной зоны материала области оптического ограничения,  $\Delta E_c$  и  $\Delta E_v$  — разрыв краев зоны проводимости и валентной зоны на гетерогранице между КТ и областью оптического ограничения,  $\epsilon_{n,p}$  — энергии уровней размерного квантования электрона и дырки в КТ среднего размера  $a$ ,  $T$  — температура (в единицах энергии).

Абсолютное значение разности коэффициента усиления основной и следующей мод резонатора, входящее в (1), дается согласно

$$|\delta g| = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial^2 g}{\partial E^2} \right| (\delta E)^2 = \frac{1}{2} \left| \frac{\partial^2 g}{\partial E^2} \right| \left( \frac{\hbar c}{\sqrt{\epsilon}} \frac{\pi}{L} \right)^2. \quad (3)$$

Производная в (1) берется при  $E = E_0$ , где  $E_0$  — энергия фотона основной моды. Расстояние между энергиями фотонов соседних продольных мод ( $\Delta m = \pm 1$ ) резонатора Фабри–Перо  $\delta E = \hbar(c/\sqrt{\epsilon})(\pi/L)$ ,  $c$  — скорость света в вакууме,  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость области оптического ограничения,  $L$  — длина резонатора.

Для гауссова распределения относительных флуктуаций размеров КТ

$$\frac{|\delta g|}{g^{\max}} = \frac{1}{2} \left( \frac{\hbar(c/\sqrt{\epsilon})(\pi/L)}{(\Delta\epsilon)_{\text{inhom}}} \right)^2, \quad (4)$$

где  $(\Delta\epsilon)_{\text{inhom}} = (q_n \epsilon_n + q_p \epsilon_p) \delta$  — неоднородное уширение линии, вызванное разбросом размеров КТ,  $q_{n,p} = -(\partial \ln \epsilon_{n,p} / \partial \ln a)$ ,  $\delta$  — среднее квадратичное отклонение относительных флуктуаций размеров КТ [2].

Плотность порогового тока основной моды дается согласно [2–5] выражением

$$j_{th} = \frac{eN_s}{\tau_{QD}} f_n f_p + ebN_1 p_1 \frac{f_n f_p}{(1-f_n)(1-f_p)}, \quad (5)$$

где  $N_s$  — поверхностная концентрация КТ,  $\tau_{QD}$  — время излучательной рекомбинации в КТ [2,3,5],  $b$  — толщина области оптического ограничения,  $B$  — константа излучательной рекомбинации в области оптического ограничения.

Относительный порог многомодовой генерации есть

$$\frac{\delta j}{j_{th}} = 2 \frac{|\delta g|}{g^{\max}} \frac{N_s^{\min}}{N_s} \frac{\tau_{QD}}{\tau_n(1-f_n) + \tau_p(1-f_p)} \times \frac{1}{f_n f_p + (\tau_{QD}/N_s) b B n_1 p_1 [f_n f_p / (1-f_n)(1-f_p)]}. \quad (6)$$

Далее мы будем ограничивать рассмотрение случаем зарядовой нейтральности в КТ, когда степени заполнения электронного и дырочного уровней размерного квантования в КТ даются согласно [2,3,5] как

$$f_n = f_p = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{N_s^{\min}}{N_s} \right). \quad (7)$$

Из (1), (2) и (6) видно, что  $\delta j$  и  $\delta j/j_{th}$  растут с ростом  $\sigma_{n,p}$ . Естественно, что чем больше  $\sigma_{n,p}$ , тем более интенсивны процессы захватов в КТ и тем слабее выражен эффект выжигания пространственных дыр.

Для иллюстрации результатов расчетов используется лазерная гетероструктура GaInAsP/InP [2–5]. Толщина области оптического ограничения  $b = 0.28$  мкм. Коэффициенты отражения зеркал по мощности  $R_1 = R_2 \approx 0.33$ . Предполагается гауссово распределение относительных флуктуаций размеров КТ. Средний размер кубических КТ  $a = 150 \text{ \AA}$ . Поверхностная концентрация КТ, среднее квадратичное отклонение относительных флуктуаций размеров КТ, длина резонатора и температура равны  $N_s = 6.1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ ,  $\delta = 0.025$  (5%),  $L = 500$  мкм и  $T = 300$  К соответственно, если не оговорено иное. Соответствующее значение минимально допустимой поверхностной концентрации КТ [2,3,5] (контролируемое значениями  $\delta$ ,  $L$  и  $b$ ), необходимое для достижения лазерной генерации основной моды, есть  $N_s^{\min} = 2.1 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ .

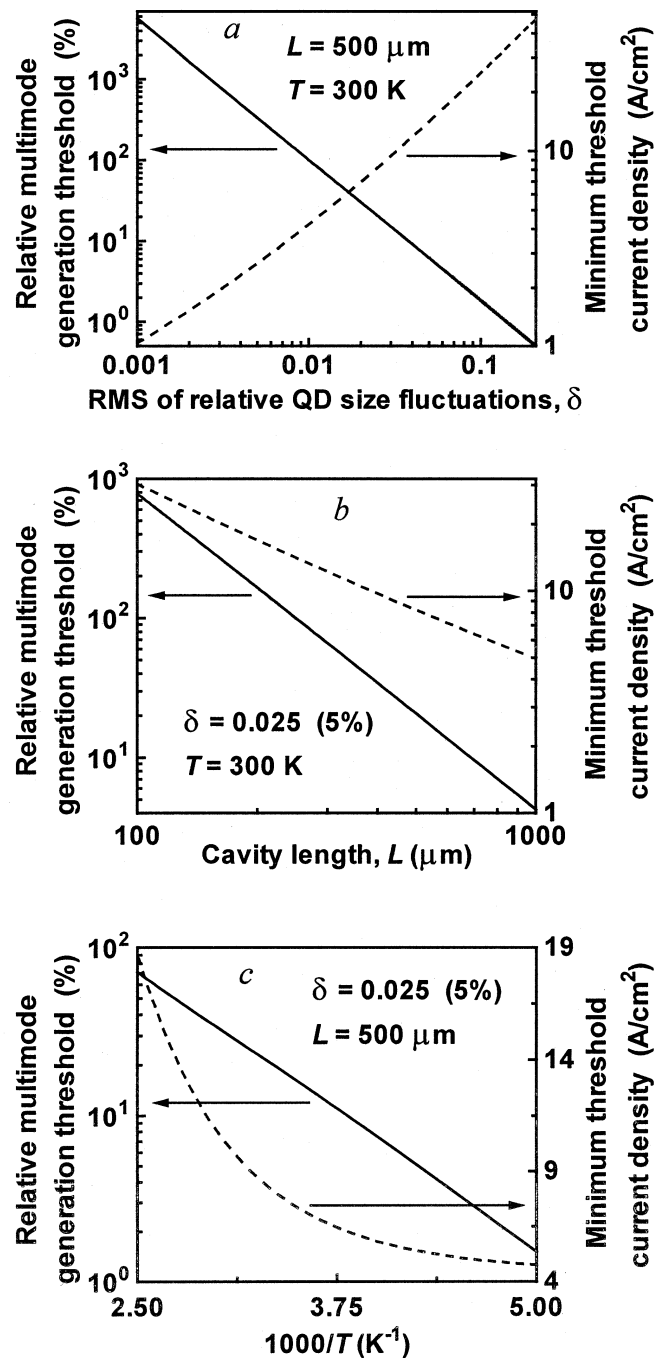
Расчет  $\sigma_{n,p}$  выходит за рамки данной статьи. Здесь для оценки порога многомодовой генерации взято значение  $\sigma_{n,p} = 10^{-13} \text{ см}^2$  (что значительно меньше геометрических сечений КТ). Следует отметить, что характер зависимости порога многомодовой генерации от параметров структуры и температуры не изменится с изменением величин  $\sigma_{n,p}$ .

Как показано в [2,5], оптимальные параметры лазерной структуры (поверхностная концентрация квантовых точек и толщина области оптического ограничения), при которых плотность порогового тока основной моды минимальна, зависят от среднего квадратичного отклонения относительных [флуктуаций размеров КТ, потерь в резонаторе (т.е. длины резонатора) и температуры. Далее представлены результаты расчетов для структур, оптимизированных с целью минимизации плотности порогового тока основной моды [2,3,5].

На рис. 2 показаны относительный порог многомодовой генерации (сплошные кривые) и минимальная плотность порогового тока основной моды (штриховые кривые) в виде функций от среднего квадратичного отклонения относительных флуктуаций размеров КТ (а), длины резонатора (b) и температуры (c). Каждая точка на кривых соответствует конкретной структуре, оптимизированной при данном значении  $\delta$  — рис. 2, а,  $L$  — рис. 2, b и  $T$  — рис. 2, c.

Как видно из рис. 2, а, уменьшение разброса размеров КТ приводит не только к уменьшению минимальной плотности порогового тока, но и к существенному

увеличению порога многомодовой генерации лазера на КТ. Для структур, оптимизированных при  $\delta = 0.025$  (разброс 5%) и 0.1 (разброс 20%),  $\delta j/j_{th} \approx 21$  и 2% соответственно; минимальная плотность порогового тока есть 8 и 25 А/см<sup>2</sup> соответственно.



**Рис. 2.** Относительный порог многомодовой генерации  $\delta j/j_{th}$  (сплошные линии) и минимальная плотность порогового тока основной моды (штриховые) в виде функций от среднего квадратичного отклонения (RMS) относительных флуктуаций размеров КТ (QD) (а), длины резонатора (b) и температуры (c). Каждая точка на кривых соответствует конкретной структуре, оптимизированной при данном значении  $\delta$  (а),  $L$  (b) и  $T$  (c) соответственно.

Увеличение длины резонатора приводит к желательному уменьшению минимальной плотности порогового тока, но одновременно и к нежелательному уменьшению порога многомодовой генерации — рис. 2, *b*.

Одновременно с уменьшением минимальной плотности порогового тока с понижением температуры уменьшается порог многомодовой генерации — рис. 2, *c*. Естественно, что термические выбросы носителей из КТ, а следовательно, и выравнивание пространственно неоднородной инверсии населенности подавлены при низких температурах. Соответственно ниже и порог многомодовой генерации при низких температурах.

Таким образом, в работе рассчитан порог многомодовой генерации в лазере на КТ. Показано, что порог многомодовой генерации определяется конечными значениями характерных времен термических выбросов носителей из КТ. Показано, что уменьшение разброса размеров КТ приводит не только к уменьшению минимальной плотности порогового тока, но и к существенному увеличению порога многомодовой генерации. Показано, что одновременно с уменьшением минимальной плотности порогового тока с понижением температуры уменьшается порог многомодовой генерации.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (гранты 99-02-16796, 96-15-96348) и программы "Физика твердотельных наноструктур" (гранты 97-1035, 99-1106).

## Список литературы

- [1] Y. Arakawa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett, **40**, 939 (1982).
- [2] L.V. Asryan, R.A. Suris. Semicond. Sci. Technol., **11**, 554 (1996).
- [3] L.V. Asryan, R.A. Suris. IEEE. J. Select. Topics Quant. Electron., **3**, 148 (1997).
- [4] L.V. Asryan, R.A. Suris. Electron. Lett., **33**, 1871 (1997).
- [5] L.V. Asryan, R.A. Suris. IEEE J. Quant. Electron., **34**, 841 (1998).
- [6] H. Statz, C.L. Tang, J.M. Lavine. J. Appl. Phys., **35**, 2581 (1964).
- [7] C.L. Tang, H. Statz, G. deMars. J. Appl. Phys., **34**, 2289 (1963).
- [8] R.A. Suris, S.V. Shtofich. Soviet Phys. Semicond., **16**, 851 (1982).
- [9] R.A. Suris, S.V. Shtofich. Soviet Phys. Semicond., **17**, 859 (1983).

*Редактор Л.В. Шаронова*

## **Role of thermally excited escapes of carriers in spatial hole burning in a quantum dot laser**

L.V. Asryan, R.A. Suris

A.F. Ioffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St.Petersburg, Russia