

7. Е. Н. Волкова, В. В. Фадеев, Тр. II Всесоюзного симпозиума по нелинейной оптике, изд. Наука, СО АН СССР, Новосибирск, 1968, стр. 185  
 8. А. Б. Шубников, Основы оптической кристаллографии, изд. АН СССР, М., 1958.

Научно-исследовательский радиофизический институт  
 при Горьковском университете

Поступила в редакцию  
 9 июня 1969 г.

УДК 621.378.32

## ШУМЫ И ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ УСИЛИТЕЛЯ СВЕТА НА $p-n$ ПЕРЕХОДЕ В АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

И. Н. Оравский, Ю. М. Попов

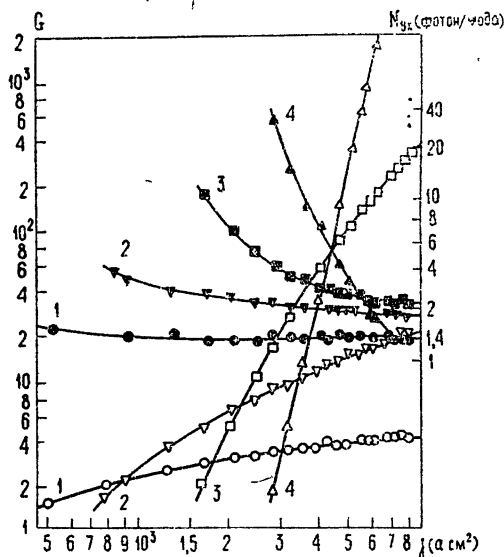
Экспериментально определялись усиление и выходные шумы усилителя света на  $p-n$  переходе в арсениде галлия. Методика измерения и подробные характеристики усилителя приведены в работе [1].

Полученные результаты позволили рассчитать входные шумы усилителя, определяющие его чувствительность. На рис. 1 показана зависимость энергии входных шумов в моде и усиления от плотности возбуждающего усилитель тока. Приводятся данные для ряда значений энергии фотонов, попадающих в полосу усиления. Из рис. 1 видно, что шумы существенно зависят от частоты и при малых усилениях тем больше, чем выше частота. С ростом накачки и, соответственно, усиления входные шумы уменьшаются на всех частотах, следовательно, чувствительность усилителя возрастает.

Рис. 1. Зависимость усиления (светлые символы) и входных шумов (темные символы) от плотности возбуждающего усилитель тока:

- 1)  $h\nu = 1,4560$  эв; 2)  $h\nu = 1,4614$  эв;  
 3)  $h\nu = 1,4664$  эв; 4)  $h\nu = 1,4708$  эв.

Спектральное разрешение  $\approx 5$  Å.



Указанное поведение шумов объясняется тем, что источником их является спонтанное излучение активной среды, усиленное за счет индуцированных переходов. Тепловыми шумами можно пренебречь, поскольку в оптическом диапазоне  $h\nu \gg kT$ , где  $T$  — температура кристалла.

Выражение для энергии входных шумов на одну моду, вызванных спонтанным излучением, можно записать в виде

$$N_{\text{вх}} h\nu = \frac{g_{\text{sp}}}{g_{\text{st}} - \alpha} (1 - G^{-1}) h\nu. \quad (1)$$

Здесь  $g_{\text{sp}}$ ,  $g_{\text{st}}$ ,  $\alpha$  — коэффициенты спонтанного излучения, стимулированного излучения (коэффициент усиления) и нерезонансных потерь (коэффициенты  $g_{\text{sp}}$  и  $g_{\text{st}}$  связаны с числом спонтанных  $r_{\text{sp}}$  и стимулированных  $r_{\text{st}}$  переходов в единицу времени в единице объема через плотность мод  $\rho$  и скорость свега в веществе  $v$  соотношением  $g_{\text{sp, st}} = r_{\text{sp, st}}/\rho v$ );  $G = \exp(g_{\text{st}} - \alpha)L$  — усиление на длине  $L$ . Величины  $g_{\text{sp}}$  и  $g_{\text{st}}$

являются функциями частоты и накачки и определяются энергетической структурой активной области усилителя.

Принято считать, что в инжекционных генераторах и усилителях света оптические переходы происходят между донорными уровнями, плотность которых экспоненциально убывает вглубь запрещенной зоны, и акцепторными, сосредоточенными в узкой энергетической полосе [2]. В работе [1] показано, что характер усиления хорошо объясняется в рамках такой модели.

Как следует из формулы (1), энергия начального шума в моде (т. е. при  $G \geq 1$ ) определяется выражением  $g_{sp} L h \nu$ , т. е. представляет собой просуммированное по длине спонтанное излучение. Поскольку в рамках указанной модели  $g_{sp}(\nu) \sim \exp(h \nu / E_0)$ , где  $E_0$  — параметр, характеризующий распределение плотности донорных состояний, то шум при  $G \approx 1$  тем больше, чем выше частота. С другой стороны, при больших усилениях ( $G \gg 1$ ), которые при фиксированной длине достигаются при  $g_{st}(\nu) \gg \alpha$ , энергие входных шумов можно записать в виде  $[g_{sp}(\nu)/g_{st}(\nu)]h \nu$ . Таким образом, при больших усилениях шумы определяются отношением коэффициентов спонтанного и стимулированного излучений.

Качественное соотношение между этими коэффициентами для рассматриваемой модели дано на рис. 2. Спектральные максимумы коэффициентов находятся на разных частотах, и  $(h \nu)_{sp}^{max} > (h \nu)_{st}^{max}$ . При этом всегда  $g_{sp}(\nu) > g_{st}(\nu)$ . Соотношение между коэффициентами  $g_{sp}$  и  $g_{st}$ , вытекающее из принципа детального равновесия, можно записать в виде [3],

$$g_{sp}(\nu) = g_{st}(\nu) \left( 1 - \exp \frac{h \nu - \Delta F}{kT} \right)^{-1} \quad (2)$$

где  $\Delta F$  — расстояние между квазиуровнями Ферми электронов и дырок. С ростом накачки  $\Delta F$  возрастает, главным образом, за счет движения вверх электронного квазиуровня Ферми. При этом на фиксированной частоте отношение  $g_{sp}(\nu)/g_{st}(\nu)$  уменьшается, чем и вызвано уменьшение входных шумов. В принципе при достаточно больших накачках можно получить отношение  $g_{sp}(\nu)/g_{st}(\nu)$  сколько угодно близким к единице, т. е. достичь наименьших входных шумов с энергией одного фотона в моде (если, разумеется, раньше не произойдет самовозбуждения усилителя). Согласно нашим данным, достаточно большие усиления ( $\approx 10^3$ ) достигаются при энергии входных шумов порядка нескольких  $h \nu$  в моде.

Было проведено прямое измерение чувствительности усилителя. Излучение сигнального диода фокусировалось по возможности точно на активную область усилителя (угол сходимости входного луча  $\varphi_{вх} = 18^\circ$ ). Усиленный сигнал принимался детектором с апертурой  $\varphi_{вых} = 18^\circ$  и спектральной полосой 5 Å. Условия детектирования сигнала были такими же, как и при измерении усиления и шумов, описанных выше. Для фотонов с энергией  $h \nu = 1,4664 \text{ эв}$  ( $\lambda = 8452 \text{ Å}$ ) при токе 12,8 / ( $j = 8 \cdot 10^3 \text{ а.см}^{-2}$ ) требуется подать на вход усилителя сигнал мощностью  $(8,6 \pm 2) \cdot 10^{-6} \text{ вт}$  для достижения на вы-

ходе усилителя отношения сигнал/шум, равного единице. Выходной шум усилителя, поступающий на детектор в заданном угле и спектральной полосе, распределен примерно по 25 модам. Таким образом, мощность входного сигнала на одну моду составляет  $(2,72 \pm 08) \cdot 10^{-7} \text{ вт}$ , что для усилителя с длиной  $L = 4 \cdot 10^{-2} \text{ см}$  дает энергию входных шумов  $\approx 6h \nu$ . Полученное значение в 3 раза больше, чем требуется согласно приведенным ранее данным (рис. 1, кривая 3). Такое расхождение можно объяснить недостаточно хорошим согласованием усилителя по входу и выходу. Основная трудность согласования связана с малым размером активной области в направлении, перпендикулярном  $p-n$  переходу ( $\approx 1-1,5 \text{ мк}$ ). Реально значительная часть сигнала всегда поступала мимо активной области диода, т. е. пропадала бесполезно. Несомненно, что улучшение согласования (например, применением светопроводов) позволит повысить чувствительность усилителя до величины, определяемой его шумами.

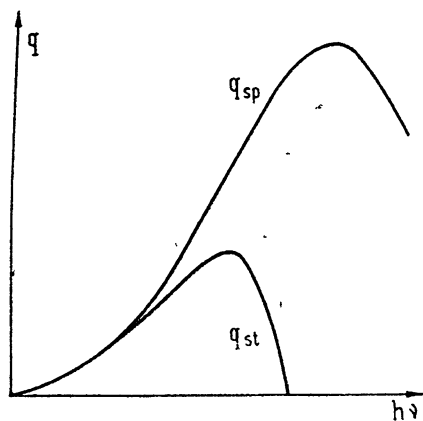


Рис. 2.

ЛИТЕРАТУРА

1. I. N. Oraevskii, Yu. M. Popov, G. M. Strakhovskii, Phys. Stat. Sol., **32**, 55 (1969).
2. M. I. Nathan, J. C. Marinace, R. F. Rutz, A. E. Michel, G. J. Lasher, J. Appl. Phys., **36**, 433 (1965).
3. G. J. Lasher, F. Stern, Phys. Rev., **133A**, 553 (1964).

Физический институт  
АН СССР

Поступила в редакцию  
12 июня 1969 г

