

06.2; 06.3; 07

© 1993

БИСТАБИЛЬНЫЙ РЕЖИМ ГЕНЕРАЦИИ
В КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ЛАЗЕРАХА.А. Афоненко, В.К. Кононенко,
И.С. Манак

Для создания интегрально-оптических логических устройств требуются элементы, обладающие двумя устойчивыми состояниями и выполняющие функции электронного триггера, а также генераторы, излучающие незатухающие регулярные импульсы. Для этих целей используются разрезные диоды [1] и лазеры с насыщающимся поглотителем [2]. Новые возможности открываются в лазерах с квантоворазмерными слоями. Асимметричные лазерные структуры с двумя квантовыми ямами для управления длиной волны генерации с током накачки описаны в [3, 4]. В данном сообщении обсуждаются условия получения бистабильного режима генерации в результате электронно-оптического взаимодействия квантовых ям разной ширины.

Зонная диаграмма лазерного диода с асимметричной структурой показана на рис. 1. Обе квантовые ямы вместе с барьерными слоями образуют единый оптический волновод. Более широкая квантовая яма 2 находится со стороны полупроводника p -типа. Подбирая форму и размеры барьерных слоев, можно реализовать ситуацию, когда дырки инжектируются главным образом в эту яму, а попадание их в квантовую яму 1 затруднено. При этом, так как потенциал эмиттера может быть сделан выше потенциала края барьерного слоя со стороны полупроводника n -типа, электроны легко инжектируются через узкую квантовую яму 1 в яму 2. Таким образом, с помощью формы и величины потенциальных барьеров создается дисбаланс населенностей уровней подзон в квантовых ямах.

В общем случае оптические переходы в квантовых ямах 1 и 2 вызываются излучением на разных длинах волн λ_1 и λ_2 , значения которых задаются шириной и составом ям. Изменения со временем t концентраций электронов n_1 и n_2 в соответствующих квантовых ямах и плотностей фотонов S_1 и S_2 , испускаемых на длинах волн λ_1 и λ_2 описываются стандартными кинетическими уравнениями.

Когда $\lambda_2 < \lambda_1$, кинетические уравнения имеют вид

$$\frac{dn_1}{dt} = \frac{\eta_1'}{ed_1} j - \frac{R_{\lambda 1}}{2\lambda_1} - \nu g_1(\lambda_1) S_1 - \nu g_1(\lambda_2) S_2, \quad (1)$$

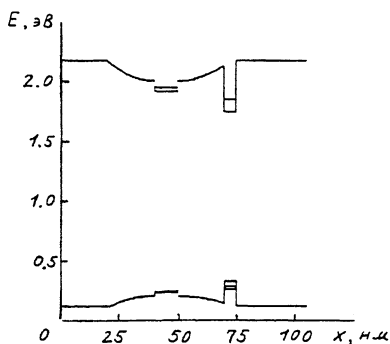


Рис. 1. Распределение энергии краев зоны проводимости и валентной зоны E по координате x в лазерной структуре с двумя квантовыми ямами разной ширины.

$$\frac{dn_2}{dt} = \frac{1-\eta_1'}{ed_2} j - \frac{R_{12}}{\eta_{12}} - \nu g_2(\lambda_2) S_2, \quad (2)$$

$$\frac{dS_1}{dt} = \nu g_1(\lambda_1) S_1 - \nu k_n S_1 + \delta_1 R_{11}, \quad (3)$$

$$\frac{dS_2}{dt} = \nu g_1(\lambda_2) S_2 + \nu g_2(\lambda_2) S_2 - \nu k_n S_2 + \delta_2 (R_{11} + R_{12}). \quad (4)$$

Здесь j — плотность тока, η_1' определяет эффективность инжекции носителей тока в квантовую яму 1. Толщины квантоворазмерных слоев составляют d_1 и d_2 , причем $d_2 > d_1$. Значения R_{11} и R_{12} — скорости спонтанной рекомбинации в ямах 1 и 2, а η_{11} и η_{12} — квантовые выходы люминесценции соответственно. При расчетах полагалось $\eta_{11} \approx \eta_{12} \approx 1$. Вклад спонтанного излучения в лазерные моды учитывается множителями δ с соответствующими индексами. Этот вклад несуществен из-за малой величины δ .

Члены, описывающие вынужденную рекомбинацию, включают коэффициенты усиления мод $g(\lambda)$, которые представляются произведениями $\Gamma k(\lambda)$. Параметры оптического ограничения волновода Γ_1 и Γ_2 характеризуют долю излучения, распространяющегося в 1-й и 2-й ямах соответственно, и слабо зависят от длины волны λ . Функция $k(\lambda)$ описывает спектр усиления излучения в квантоворазмерных слоях. В зависимости от уровня накачки значение

$k_1(\lambda_2)$ в 1-м слое может быть отрицательным, тогда этот квад-
воразмерный слой служит поглотителем на длине волны излуече-
ния λ_2 . Потери, связанные с выходом излучения из резонатора,
задаются коэффициентом потерь k_n , который в общем случае мож-
жет зависеть от λ . Скорость света в кристалле обозначена c .

Ниже анализ кинетических уравнений проведен в одночастотном
приближении, применимом, когда порог генерации излучения на
длине волны λ_1 не достигается. Поэтому решаем систему уравне-
ний (1), (2) и (4) с учетом, что S_1 пренебрежимо мало.

Как известно [1], для реализации жесткого включения генера-
ции требуется, чтобы суммарный коэффициент усиления моды
(в данном случае $g_1 + g_2$) был немонотонной функцией мощности
излучения $S_2 = S$. В приближении самовозбуждения ($\delta_2 = 0$) это
сводится к требованию $d(g_1 + g_2)/dS > 0$ при $S = 0$. На основа-
нии (1) и (2) для жесткого режима генерации в стационарном
состоянии получаем условие

$$\gamma_{11} \frac{\dot{g}_1}{R_{11}} g_1 + \gamma_{12} \frac{\dot{g}_2}{R_{12}} g_2 < 0, \quad (5)$$

где величины с точкой обозначают производные по концентрации
электронов в соответствующих квантовых ямах. Поскольку с уве-
личением концентраций n_1 и n_2 значения g и R_{1i} возрастают,
то условие (5) выполняется лишь при наличии поглощения в одной
из квантовых ям (в нашем случае - яма 1, $k_1(\lambda_2) < 0$).

Приближенно скорость спонтанной рекомбинации прямо пропор-
циональна концентрации инжектированных электронов [5, 6], по-
этому можно принять $R_{1i}/\gamma_{1i} \approx n_i/\tau_i$, где τ_i характеризует время
жизни носителей в i -й квантовой яме, $i = 1, 2$. Тогда условие
(5) принимает следующий вид:

$$\tau_1 \dot{g}_1 g_1 + \tau_2 \dot{g}_2 g_2 < 0. \quad (6)$$

Отсюда следует, что при $\tau_1 \approx \tau_2$ значение \dot{g}_1 должно быть боль-
ше \dot{g}_2 , так как при генерации $g_1 + g_2 = k_n$. Такой режим заведомо
выполняется в результате эффекта насыщения усиления в кванто-
вой яме (в нашем случае - это яма 2, $k_2(\lambda_2) > 0$) с уровнем
накачки [6].

Численные расчеты для лазерной структуры, зонная диаграмма
которой показана на рис. 1, проводились в системе GaAs-AlGaAs.
Зонные параметры гетероструктуры и оптические характеристики
материалов квантовых ям и барьерных слоев брались из [6, 7].

Результаты расчетов показаны на рис. 2. Явление жесткого
включения генерации (рис. 2, б) сопровождается скачкообразным
изменением населенностей уровней подзон в квантовых ямах
(рис. 2, а). Установившийся световой поток в объеме лазера вы-
зывает насыщение поглощения в узкой яме и рост концентрации

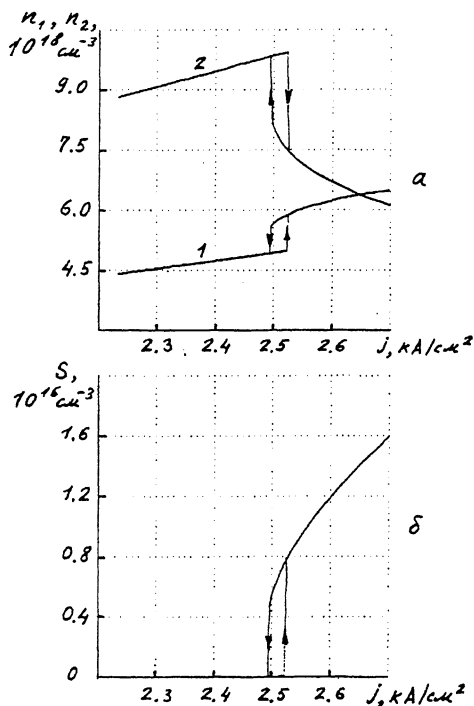


Рис. 2. Изменение стационарных значений концентраций электронов n_1 и n_2 в квантовых ямах 1 и 2 (а) и плотности фотонов (б) в зависимости от плотности тока накачки j .

электронов n_1 (кривая 1). При этом усиление в широкой яме тоже насыщается и концентрация n_2 падает (кривая 2). Срыв генерации с уменьшением тока накачки происходит при токе, меньшем чем ток включения лазера, т.е. наблюдается гистерезис ватт-амперной характеристики. По сравнению с известной „продольной“ схемой получения жесткого режима генерации в лазерных диодах [1, 2] рассмотренный выше способ в квантоворазмерных лазерах можно отнести к „параллельной“ схеме для наблюдения эффектов переключения.

Наряду со стационарным решением, кинетические уравнения (1)–(4) допускают неустойчивое решение – режим незатухающих регулярных пульсаций излучения. Детальный анализ устойчивости возможных решений по Ляпунову показывает, что на возрастающей ветви зависимости $g_1 + g_2$ от S решение всегда неустойчиво, так же как и в [1]. На спадающей ветви зависимости суммарного усиления $g_1 + g_2$ от плотности фотонов S условие устойчивости стационарного решения в приближении времени жизни сводится практически к неравенству

$$\left(\frac{1}{\tau_1} + \nu \dot{g}_1 S\right) \dot{g}_1 g_1 + \left(\frac{1}{\tau_2} + \nu \dot{g}_2 S\right) \dot{g}_2 g_2 > 0. \quad (7)$$

Если условия (6) и (7) удовлетворяются одновременно, то осуществляется бистабильный режим работы лазера. При нарушении неравенства (7) после переключения лазера стационарное значение S не устанавливается, а происходят регулярные незагасающие пульсации.

Приведенная на рис. 1 схема лазерной структуры наиболее оптимальна для наблюдения бистабильного переключения. Путем подбора электрофизических и оптических параметров асимметричных лазерных структур с квантовыми ямами можно реализовать тот или иной режим генерации.

Данная работа выполнена при поддержке Фонда фундаментальных исследований Республики Беларусь.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Морозов В.Н., Никитин В.В., Самойлов В.Д. // ЖЭТФ. 1968. Т. 55. В. 5. С. 1619-1625.
- [2] Аврутин Е.А., Портной Е.А., Челноков А.В. // Письма в ЖТФ. 1991. Т. 17. В. 11. С. 49-54.
- [3] Ikeda S., Shimizu A. // Appl. Phys. Lett. 1991. V. 59. N 5. P. 504-506.
- [4] Кононенко V.K. // Topical Meeting on Photonic Switching: Tech. Digest. Minsk, 1992. P. 2J1.
- [5] Халфин В.Б., Красовский В.В., Гарбузов Д.З. // ФТП. 1986. Т. 20. № 10. С. 1816-1822.
- [6] Кононенко В.К. Оптические свойства гетероструктур с квантоворазмерными слоями. Препринт / Ин-т физики АН БССР: 492. Минск, 1987.
- [7] Кононенко V.K., Zakharova I.S. Laser parameters of quantumwell heterostructures. Preprint/ICTP:1C/91/63. Trieste, 1991.

Институт физики им. Б.И. Степанова
АН Беларуси, Минск;
Белорусский государственный
университет, Минск

Поступило в Редакцию
13 апреля 1993 г.