

тема хорошо известна и распространена в странах СНГ, что еще больше упрощает ее использование на данной территории. Алгоритм AES имеет достойные характеристики, не исключено, что при грамотной реализации он может по скорости сравняться с DES и ГОСТ 28147-89.

Литература

1. Шнайер Б. Прикладная криптография. Протоколы, алгоритмы и исходные тексты на языке C / Шнайер Б. – 2-е издание.
2. Винокуров А. Сайт Андрея Винокурова <http://www.enlight.ru/crypto/frame.htm>.

АНАЛИЗ РЕЖИМА АВТОПУЛЬСАЦИЙ ИЗЛУЧЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ИНЖЕКЦИОННОМ ЛАЗЕРЕ ПРИ ВНЕШНЕЙ ОПТИЧЕСКОЙ СИНХРОНИЗАЦИИ

С. Г. Савицкий

Внешняя оптическая синхронизация – это явление, при котором лазер генерирует на частоте вводимого в него излучения. Для достижения в данный лазер, называемый ведомым, инжектируется излучение другого лазера, называемого ведущим. При определенных значениях параметров вводимого излучения ведомый лазер синхронизируется и используется при этом как усилитель. Явление позволяет значительно улучшить динамические характеристики ведомого лазера, в частности, увеличить полосу модуляции, уменьшить относительную интенсивность шума. Учитывая, что стоимость полупроводниковых лазеров относительно невысокая, синхронизация внешним излучением становится весьма привлекательной для применений.

Данные системы также могут быть использованы при значениях параметров внешнего излучения, не приводящих к синхронизации ведомого лазера. Например, возможно получение режима с колебаниями выходной мощности. Это позволяет использовать данные системы в качестве генератора колебаний. В данной работе мы подробно рассмотрим, какие значения параметров приводят к подобным режимам.

Анализ медленных изменений амплитуды электромагнитного поля будем проводить на основе приближенных скоростных уравнений вместо использования точного волнового уравнения. Система уравнений для плотности носителей заряда n , плотности фотонов S и фазы излучения φ имеет вид [1; 2]:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{j}{ed} - \frac{n}{\tau} - v_g GS, \quad (1)$$

$$\frac{dS}{dt} = v_g (G - k_l) S + 2v_g \alpha B \sqrt{S} \cos \varphi + \beta \frac{n}{\tau}, \quad (2)$$

$$\frac{d\varphi}{dt} = v_g \alpha \frac{(G - k_l)}{2} - \Delta\omega - v_g \alpha \frac{B}{\sqrt{S}} \sin \varphi, \quad (3)$$

где $\alpha = 1/(2L\sqrt{r})$ – параметр, характеризующий степень связи между внутренней лазерной модой и внешним излучением, j – плотность тока накачки, e – элементарный заряд, d – толщина активного слоя, τ – время жизни неравновесных носителей заряда, v_g – групповая скорость света в волноводной части лазерной структуры, α – параметр увеличения ширины линии генерации, k_l – коэффициент распределенных потерь, $G = g(n - n_0)/(1 + \varepsilon S)$ – коэффициент модового усиления, ε – фактор нелинейного усиления, $\Delta\omega$ – частота отстройки, B – амплитуда инжектируемого излучения внутри резонатора.

Необходимо отметить, что данное приближение справедливо при не слишком больших мощностях входного излучения и описывает поведение системы при частотах отстройки меньших межмодового интервала.

Численное решение данной системы позволяет получить временные зависимости плотности фотонов для различных значений B и $\Delta\omega$. Вид возможных зависимостей представлен на рис. 1. После прохождения переходных процессов может устанавливаться режим стационарной генерации, колебаний с определенной частотой, хаоса или сложных колебаний с периодом, в два или три раза большим временного интервала между соседними пиками.

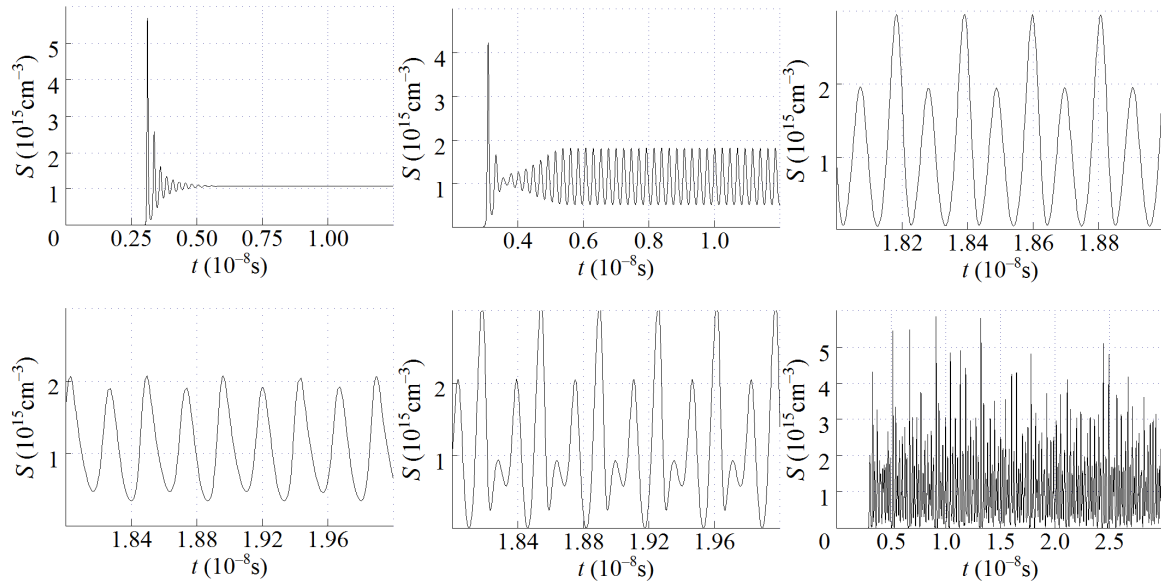


Рис. 1. Различные виды временных зависимостей плотности фотонов, $j=2400 \text{ A/cm}^2$

Область стационарной генерации можно найти, решая систему при $\frac{dn}{dt} = \frac{dS}{dt} = \frac{d\varphi}{dt} = 0$. Для того, чтобы не выполнялось условие возникновения генерации на собственной моде, необходимо $G - k < 0$. Из (2) полу-

чаем $\cos \varphi > -\frac{\beta n}{2v_g \varepsilon B \sqrt{S} \tau}$. Если φ брать в пределах $[-\pi; \pi)$, то $\varphi \in (-\arccos(-\frac{\beta n}{2v_g \varepsilon B \sqrt{S} \tau}); \arccos(-\frac{\beta n}{2v_g \varepsilon B \sqrt{S} \tau}))$. Кроме этого, для возникновения стационарной генерации решение должно быть устойчиво. Проверим на устойчивость по Ляпунову. Линеаризованная вблизи стационарной точки система уравнений представляется как

$$\frac{d}{dt} \begin{bmatrix} n_m \\ S_m \\ \varphi_m \end{bmatrix} = A \begin{bmatrix} n_m \\ S_m \\ \varphi_m \end{bmatrix}, \quad (4)$$

где

$$A = \begin{bmatrix} -\frac{1}{\tau} - \frac{v_g g S_{st}}{1 + \varepsilon S_{st}} & -\frac{v_g g (n_{th} - n_0)}{(1 + \varepsilon S_{st})^2} & 0 \\ \frac{v_g g S_{st}}{1 + \varepsilon S_{st}} + \frac{\beta}{\tau} & \frac{v_g g (n_{th} - n_0)}{(1 + \varepsilon S_{st})^2} - v_g k + \frac{v_g \varepsilon B \cos \varphi_0}{\sqrt{S_{st}}} & -2v_g \varepsilon \sqrt{S_{st}} B \sin \varphi_0 \\ \frac{v_g \alpha g}{2(1 + \varepsilon S_{st})} & -\frac{\varepsilon v_g \alpha g (n_{th} - n_0)}{2(1 + \varepsilon S_{st})^2} + \frac{v_g \varepsilon B \sin \varphi_0}{2S_{st} \sqrt{S_{st}}} & -\frac{v_g \varepsilon B \cos \varphi_0}{\sqrt{S_{st}}} \end{bmatrix}, \quad (5)$$

Все корни характеристического уравнения $a_0 \lambda^3 + a_1 \lambda^2 + a_2 \lambda + a_3 = 0$ матрицы A должны иметь отрицательную вещественную часть.

Воспользуемся критерием Рауса-Гурвица. Главные миноры соответствующего определителя должны быть положительными. Условия принимают вид:

$$\begin{aligned} a_0 &> 0, \\ a_1 &> 0, \\ a_1 a_2 - a_0 a_3 &> 0 \end{aligned} \quad (6)$$

Результаты численного решения представлены на рис. 2. Диапазон частот, в пределах которого заключена область синхронизации, увеличивается при увеличении B^2/S . Область неустойчивой синхронизации возникает при B^2/S от 2×10^{-5} до 1.

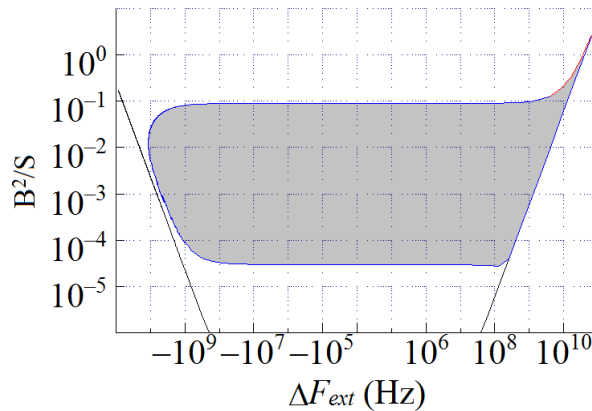


Рис. 2. Границы области синхронизации при $j=2400$ А/см² (Область неустойчивого режима синхронизации затуманена)

Теперь перейдем к вопросу возможности возникновения колебаний и зависимости их частоты от параметров инжектируемого излучения. На рис. 3 представлены зависимости частоты колебаний от плотности инжектируемых фотонов и частоты отстройки.

Вне области синхронизации частота не зависит от плотности фотонов и равна частоте отстройки. Эти колебания возникают из-за биений собственного излучения двух лазеров. Правда, могут возникать сложные колебания или хаос.

В области неустойчивой синхронизации можно выделить несколько диапазонов значений плотности инжектируемых фотонов, при которых возникают колебания. Они разделены диапазонами с хаосом и сложными колебаниями. Частота возрастает при увеличении B^2 , а также немного возрастает при увеличении ΔF_{ext} для верхнего диапазона значений B^2 . Возникновение колебаний в этой области может быть вызвано нелинейным воздействием поступающего излучения на релаксационные процессы в лазере.

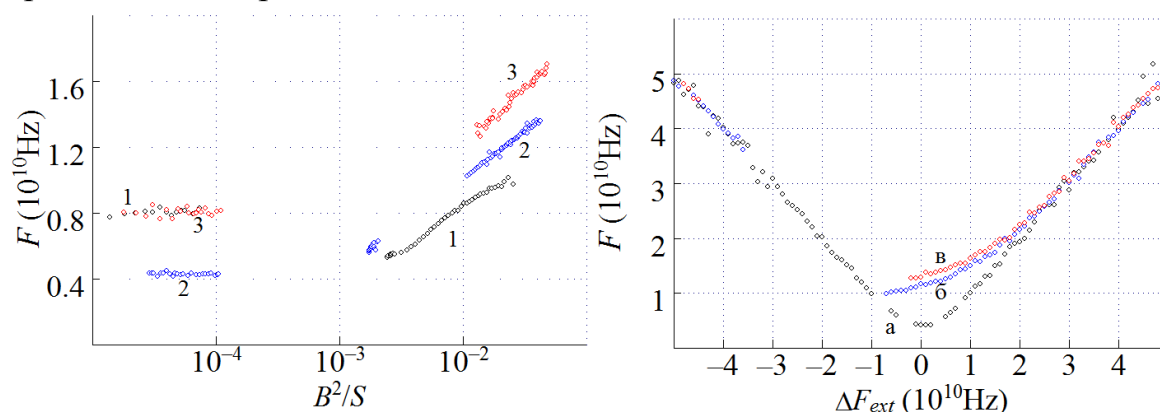


Рис. 3. Зависимость частоты колебаний от плотности инжектируемых фотонов для $\Delta F_{ext} = -8$ ГГц (1), 0 ГГц (2), 8 ГГц (3) и от частоты отстройки для $B^2/S = 1.9 \times 10^{-4}$ (а), 3.8×10^{-2} (б), 6.6×10^{-2} (в) при $j = 2400$ А/см²

Литература

1. Афоненко А. А. Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров : учеб. пособие / А.А. Афоненко, И.С. Манак. Мн.: Белгосуниверситет, 1997.
2. Афоненко А. А. Кинетическая теория полупроводниковых инжекционных лазеров : учеб. пособие / А.А. Афоненко, И.С. Манак. Мн.: Белгосуниверситет, 1998.

ОПТИМИЗАЦИЯ ПАРАМЕТРОВ БАЗОВОЙ ВЕЙВЛЕТ-ФУНКЦИИ ДЛЯ ПОСТРОЕНИЯ ПРИЗНАКОВОГО ОПИСАНИЯ РЕЧЕВЫХ СИГНАЛОВ

А. М. Сорока, П. Е. Ковалец

Одной из актуальных задач обработки речевых сигналов является их классификация, и, в частности, классификация фонем русского языка.