

ОРГАНИЧЕСКИЕ СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЕ ДИОДЫ НА ОСНОВЕ РЕДКОЗЕМЕЛЬНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ С ГЕТЕРОЦИКЛИЧЕСКИМИ ЛИГАНДАМИ

О. И. Тестов¹⁾, А. П. Пушкарёв²⁾, М. Н. Бочкарёв²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾Институт металлоорганической химии РАН им. Г.А. Разуваева

Органические светодиоды (Organic light-emitting diodes, OLEDs) – это устройства, изготовленные на основе органических и металлоорганических соединений, эффективно излучающие в широком спектре длин волн при пропускании через них электрического тока. Настоящая работа посвящена созданию элементарных OLEDs на основе металлоорганических комплексов редкоземельных элементов с гетероциклическими лигандами и исследованию их спектральных электролюминесцентных характеристик.

Элементарные OLEDs, изученные в работе, представляют собой трёхслойные структуры сэндвичевого типа толщиной не более 100 нм (см. рис.). Несущей основой ячейки является стеклянная подложка с прозрачным проводящим слоем оксида индия-олова (ITO), выполняющим роль анода. На него помещается слой органического вещества с дырочной проводимостью (TPD), затем следуют эмиссионный слой (LnR_3), слой с электронной проводимостью (BATH) и катод в виде плёнки Yb. Под воздействием приложенного напряжения инжектированные электроны и дырки рекомбинируют в эмиссионном слое, вызывая электролюминесценцию [1].

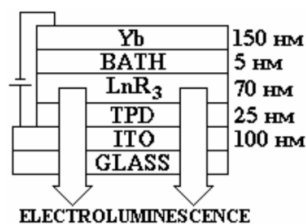


Рис.

В качестве эмиссионных слоёв использовались плёнки металлоорганических комплексов таких редкоземельных элементов, как эрбий, гольмий, неодим, празеодим, тулий, иттербий и тербий: трис[2-(1,3-бензоксазол-2-ил)феноляты-О,N]лантаноидов и трис[2-(1,3-бензотиазол-2-ил)феноляты-О,N]лантаноидов.

Специфика эмиссии комплексов лантаноидов заключается в том, что эти соединения легко дают лигандцентрированную и металлцентрированную эмиссию, обусловленную $f-f$ переходами ионов 3 валентного лантаноида.

Была проведена регистрация электролюминесцентных спектров OLEDs в видимой области. Помимо спектральных линий, соответствующих электронным переходам в металле и лиганде, были зафиксированы 2 линии, присутствующие в большинстве исследуемых комплексов: широкая на 580 нм и узкая на 695 нм.

При помощи рентгеноструктурного анализа была изучена молекулярная упаковка исследуемых молекулярных кристаллов. Показано, что есть попарно параллельные лиганды, принадлежащие соседним молекулам, между которыми возникает

перекрытие электронных облаков – пи-пистэкинг. Численный расчёт, выполненный при помощи программы Gaussian, показал, что узкая линия спектра соответствует излучению рекомбинации электронно-дырочной пары, образованной между соседними молекулами, или локализованному экситону Френкеля.

[1] Katkova M. A., Plichev V. A., Konev A. N., Bochkarev M. N. // J. Appl. Phys. 2008. V.104. P. 053706.

О ВЛИЯНИИ ФЛУКТУАЦИЙ ФОНОННОГО ПОЛЯ НА ЗАКОН ДИСПЕРСИИ ЭЛЕКТРОНОВ ПРОВОДИМОСТИ

Г.Ф. Ефремов, Д.А. Петров, А.О. Маслов

Нижегородский госуниверситет

В докладе рассмотрен вопрос об изменении закона дисперсии электронов проводимости под воздействием фоновонного поля кристалла. Особое внимание уделено влиянию флуктуаций фоновонного поля на закон дисперсии.

Способ расчета, использующийся в работе, опирается на метод открытых квантовых систем, согласно которому электрон рассматривается как динамическая подсистема, а фоновонное поле кристалла – как термостат, обладающий гауссовой статистикой. Данный метод позволяет наиболее точно и полно учесть статистический характер взаимодействия электрона проводимости и фоновонного поля кристалла.

В работе показано, что новый закон дисперсии имеет следующий вид:

$$\tilde{E}(p) = E(p) + E_1(p),$$

где $E(p)$ – закон дисперсии электрона в кристалле в отсутствии фононов и

$$E_1(p) = \operatorname{Re} \sum_{\mathbf{k}} \int_{-\infty}^{+\infty} dt_1 \left(D(\mathbf{k}, \tau) \frac{1}{2} \langle [e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}(t)}, e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}(t_1)}]_+ \rangle + M(\mathbf{k}, \tau) \frac{i}{\hbar} \langle [e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}(t)}, e^{-i\mathbf{k}\mathbf{r}(t_1)}]_- \rangle \eta(\tau) \right).$$

Как видно из приведенного соотношения, за изменение закона дисперсии отвечают два механизма взаимодействия электрона и фоновонного термостата. Первый описывается функцией оклика термостата $D(\mathbf{k}, \tau)$. Данный механизм состоит в том, что под воздействием электрона проводимости происходит изменение динамического состояния термостата, которое в свою очередь ведет к изменению «невозмущенного» закона дисперсии электрона. Второму механизму соответствует функция корреляции невозмущенных переменных фоновонного поля $M(\mathbf{k}, \tau)$. Это механизм определяется наличием флуктуаций фоновонного поля кристаллической решетки.

Так, например, для энергии взаимодействия вида

$$H_{\text{int}} = \sum_{\mathbf{k}} f(\mathbf{k}) (b_{\mathbf{k}} + b_{\mathbf{k}}^+) e^{i\mathbf{k}\mathbf{r}}$$

функция корреляции невозмущенных переменных термостата будет определяться следующей формулой:

$$M(\mathbf{k}, \tau) = |f(\mathbf{k})|^2 \coth\left(\frac{\hbar\omega(\mathbf{k})}{T}\right) \sin(\omega(\mathbf{k})\tau),$$

из которой видно, что учет флуктуаций фоннного поля приводит к температурной зависимости закона дисперсии электрона проводимости.

В работе также приведены примеры расчета закона дисперсии электрона в случае взаимодействия с оптическими и акустическими фонами и выявлена их температурная зависимость. Показано, что полученные предложенным способом результаты в случае нулевых температур совпадают с результатами других методов.

СПЕКТРОСКОПИЯ ПАРОВ NH_3 ПРИ ПОМОЩИ ТМ:YLF ЛАЗЕРА С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

К.Ю. Павленко, А.П. Савикин, О.Н. Еремейкин, В.В. Шарков

Нижегородский госуниверситет

Спектр генерации Тм:YLF-лазера лежит в области колебательно-вращательных поглощающих переходов различных молекул, в частности, аммиака [1]. Использование селективных резонаторов позволяет осуществлять управление шириной и положением спектра генерации и, тем самым, осуществить настройку на линию поглощения аммиака.

Наличие полос поглощения паров аммиака в данной области усиления Тм:YLF-лазера дает возможность использовать его для дистанционного определения концентрации аммиака в атмосфере. Кроме того, возможно измерение малых концентраций NH_3 , используя метод внутррезонаторной лазерной спектроскопии (ВРЛС) [2].

Для регистрации молекулярных газов методом ВРЛС был разработан макет установки на базе Тм:YLF-лазера с диодной накачкой (рис. 1).

Резонатор лазера состоит из плоского «глухого» (1) и сферического выходного зеркала (2) с коэффициентом пропускания на длине волны генерации $T \sim 11\%$ и радиусом кривизны 200 мм, длина резонатора $L_p \sim 120$ мм. Накачка кристалла (3) Тм:YLF на длине волны 793 нм (содержание ионов $\text{Tm}^{3+} \sim 2,5$ вес.%, длина 18 мм, диаметр 3 мм), помещенного в медный радиатор со стабилизацией температуры около 15°C , осуществлялась диодными линейками (Coherent FAP-800) с волоконным выводом (4). Излучение накачки вводится через дихроичные зеркала (5), располо-

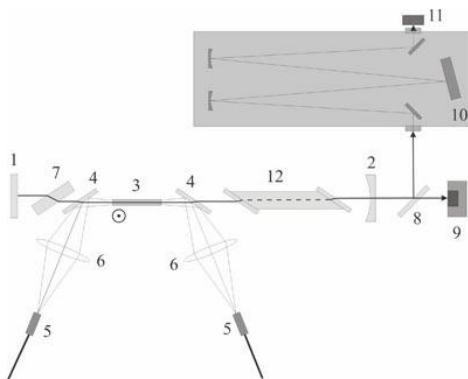


Рис. 1

введенных через дихроичные зеркала (5), располо-

женные внутри резонатора под углом Брюстера и имеющие высокий коэффициент отражения на длине волны накачки, система линз (6) обеспечивающие перенос изображения в соотношении 1:1 с торца волокна (4) в кристалл Tm:YLF. Исследуемые газ (пары аммиака) помещался внутрь резонатора в кювете (12) с брюстеровскими окнами. Для перестройки спектра генерации лазера внутрь схемы резонатора помещается сапфировая фазовая пластинка (7) толщиной 5 мм, закрепленная на моторизированном поворотном столике.

Спектр лазерного излучения измерялся спектрографом МДР-41 (10) с минимальным спектральным разрешением $\delta\lambda \sim 0,1$ нм в диапазоне длин волн 1,8–2 мкм. На выходной щели спектрографа устанавливался фоторезистор PbS (модель ФСА-Г1) (9). Концентрация молекул изменялась делением паров аммиака между различными сосудами.

В спектр генерации лазера попадает несколько линий поглощения NH_3 . Для настройки на одну из линий поглощения аммиака применялся интерференционно-поляризационный фильтр на основе 5 мм сапфировой пластины. Перестроечная характеристика данного фильтра приведена на рис. 2. Область перестройки при использовании данного ИПФ составила 10 нм, а ширина линии генерации 1 нм. «Полки» в перестроечной кривой возникают из-за наличия в области 1906 нм и 1910 нм интенсивных полос поглощения атмосферных паров воды, которые препятствуют возникновению генерации в этих спектральных областях.

Для спектроскопии аммиака настройка производилась на одну из наиболее интенсивных линий $\lambda = 1909,4$ нм, $\nu = 5237$ см^{-1} , которая имеет сечение поглощения $\sigma = 3,5 \cdot 10^{-22} \text{см}^2$ в десятичных логарифмах.

Концентрацию N можно найти согласно выражению:

$$N = N_a \rho / M,$$

где ρ – плотность молекул при заданной температуре и атмосферном давлении, а M – молярная масса. Учитывая 10% раствор в воде, $N = 8,5 \cdot 10^{16} \text{см}^{-3}$. Относительная глубина провала в спектре генерации (рис. 3) имеет величину 0,5, что соответствует увеличению чувствительности по сравнению с однопроходным поглощением порядка 10^3 . Принимая во внимание минимально регистрируемый данной установкой коэффициент поглощения, рассчитанный по поглощению паров воды, можно сказать, что $N_{\min} = N (\ln 1,053 / \ln 2) \approx 6,4 \cdot 10^{15} \text{см}^{-3}$ [2].

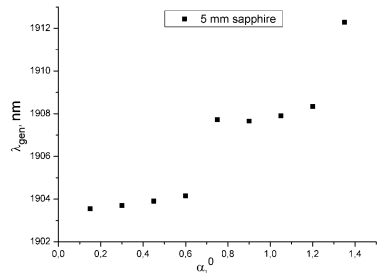


Рис. 2

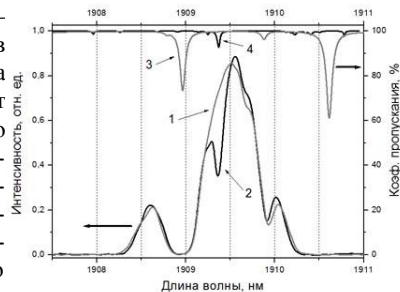


Рис. 3

Работа выполнена при финансовой поддержке АВЦП «Развитие научного потенциала высшей школы» (проект № 2.1.1/3603), Ведущей научной школы НШ-2786.2008.2.

- [1] Информационная система "СПЕКТРА" (<http://spectra.iao.ru/>)
 [2] Лукьяненко С.Ф., Макогон М.М., Сеница Л.Н. Внутррезонаторная лазерная спектроскопия. Основы метода и применения. – Новосибирск: Наука, 1985, 121 с.

ИССЛЕДОВАНИЕ ГЕНЕРАЦИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРА НА КЕРАМИКЕ $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ С ДИОДНОЙ НАКАЧКОЙ

А.С. Егоров, О.Н. Еремейкин, А.П. Савикин

Нижегородский госуниверситет

Керамические активные среды имеют ряд преимуществ перед монокристаллами: порог теплового разрушения, механическая прочность в несколько раз более высокие, чем в монокристалле, возможность получения оптически однородных образцов достаточно больших размеров, более низкая стоимость изготовления. Оптическая керамика $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ представляет большой интерес в качестве активной среды для создания лазеров высокой мощности [1].

В настоящей работе представлены результаты экспериментальных исследований генерационных свойств лазера на керамике $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$.

Для лучшего согласования длины волны накачки с одной из линий поглощения образца была проведена оптимизация диодной линейки по температуре. На рис. 1 представлен результат оптимизации: спектр генерации диодной линейки «Латус» при температуре диодной линейки 25°C (кривая 2) хорошо совпадает с одной из спектральных линий поглощения образца $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ (кривая 1). Доля поглощенной энергии накачки в керамике составляла ~50%.

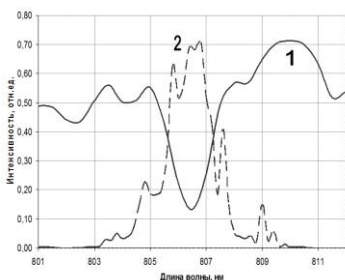


Рис. 1. Кривая 1 – спектр пропускания образца $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ (максимальный коэффициент поглощения на длине волны 806.5 нм); кривая 2 – спектр генерации диодной линейки при температуре 25°C.

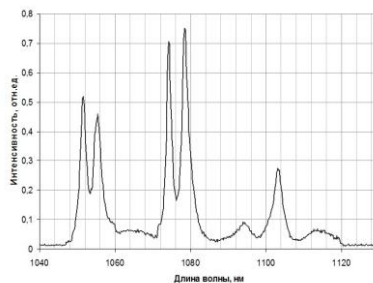


Рис. 2. Спектр люминесценции образца $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ при комнатной температуре.

Для оценки ожидаемого спектра генерации $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ лазера были проведены экспериментальные исследования люминесцентных свойств керамики. В полученном спектре люминесценции (рис. 2) можно выделить две линии с наибольшей интенсивностью на длинах волн 1074,6 нм и 1078,6 нм с шириной спектральных линий по уровню 0,5 1,15 нм и 1,6 нм соответственно.

Для получения генерации на керамике была собрана компактная экспериментальная установка $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ лазера, которая включала в себя диодную накачку, закрепленный в медной оправе керамический активный элемент $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ размером $\sim 9 \times 9 \times 1$ мм и резонатор длиной 10 мм. Выходное зеркало резонатора имело коэффициент пропускания на длине волны генерации $\sim 0,4$ %. Был выбран режим накачки с длительностью импульса 10 мс и паузой между импульсами 90 мс.

Порог генерации составлял $\approx 0,5$ Дж, что соответствовало мощности накачки в импульсном режиме ≈ 10 Вт. При максимальной мощности накачки ≈ 20 Вт (поглощенная энергия ≈ 1 Дж) энергия генерации составляла $\approx 0,08$ мДж при полной эффективности 0,008% и дифференциальной эффективности 0,017% (рис. 3). Такая невысокая эффективность связана с потерями в активном элементе, а также с потерями на зеркалах резонатора. Внутри активного элемента присутствовали потери, связанные с рассеиванием на порах, на включениях, с рассеиванием на границах кристаллитов, а также с рассеиванием, связанным с шероховатостью поверхности торцов поликристалла [1, 2].

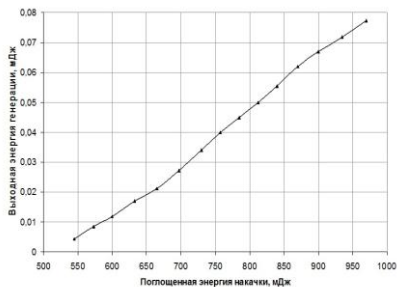


Рис. 3. Зависимость выходной энергии генерации от поглощенной энергии накачки (прерывистая прямая – линейная аппроксимация).

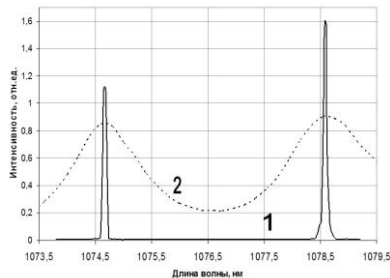


Рис. 4. Кривая 1 – спектр излучения лазера на керамике $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ вблизи порога генерации; кривая 2 – спектр люминесценции образца.

Спектральный анализ лазерного излучения производился с помощью монохроматора ДФС-12. Спектральное разрешение составляло величину $\sim 0,02$ нм. В генерационном спектре $\text{Nd}^{3+}:\text{Y}_2\text{O}_3$ лазера (кривая 1 рис. 4) наблюдались две линии на длинах волн 1074,6 нм и 1078,6 нм. Ширина спектральных линий составляла 0,08 нм по уровню 0,5. Данные две линии слабо отличаются между собой по интенсивности даже вблизи порога генерации, что связано с близкими интенсивностями люминесценции на длинах волн 1074,6 нм и 1078,6 нм (кривая 2 рис. 4).

- [1] Багаев С.Н., Осипов В.В., Иванов М.Г., Соломонов В.И. и др. // Фотоника. 2007. № 5. С. 24.
- [2] Egorov S.V., Kholoptsev V.V., Sorokin A.A., Bykov Yu.V. et al. // Proc. Global Congress on Microwave Energy Applications. 2008. P. 553.

СПЕКТРАЛЬНЫЕ ОСОБЕННОСТИ СОГЛАСОВАНИЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ МНОГОСЛОЙНЫХ ВЕРТИКАЛЬНО- ИЗЛУЧАЮЩИХ СТРУКТУР

С.В. Курашкин, А.В. Маругин, Д.Е. Святошенко

Нижегородский госуниверситет

Полупроводниковый вертикально-излучающий лазер – новый тип излучателей, применяемый в самых современных волоконно-оптических линиях связи [1]. Спецификой этих лазеров является короткий оптический резонатор, ориентированный перпендикулярно плоскости подложки. Благодаря короткому резонатору вертикально-излучающие лазеры обладают быстродействием, которое невозможно получить в других типах лазеров, но за это приходится расплачиваться неидеальными спектральными и пространственными характеристиками излучения, поэтому задача согласования и оптимизации параметров вертикально-излучающих структур является актуальной.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию взаимного согласования различных функциональных узлов поверхностно-излучающих структур с оптической накачкой и выявлению факторов, оказывающих критическое влияние на работоспособность лазеров. В качестве моделей исследования были рассмотрены вертикально-излучающие лазеры с различными конфигурациями резонаторов: DBR+внешнее зеркало, DBR+DBR (*Distributed Bragg Reflector*).

Проведенные в работе расчеты показывают, что вертикальная конфигурация резонатора для выхода на генерацию требует обеспечения предельно высоких значений коэффициентов отражения DBR ($R=99,0-99,9\%$) в широком диапазоне изменения параметров. Было установлено, что для получения лазерной генерации на вертикально-излучающей структуре необходимо взаимное согласование пространственного распределения поля стоячей волны, определяемого геометрическими особенностями резонатора, и расположения квантовых ям в активной области.

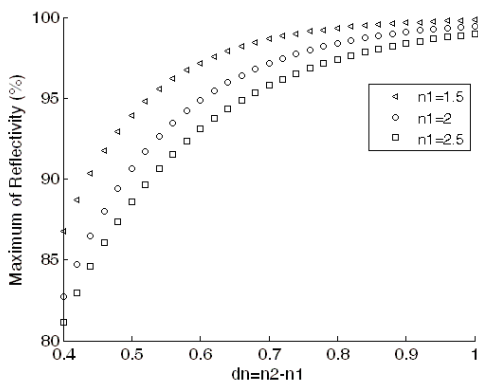


Рис. 1

Были проведены расчеты отражательной способности брегговского зеркала для различных соотношений параметров. На рис. 1 изображена зависимость коэффициента отражения DBR от разницы показателей преломления слоев. Как видно из приведенных графиков, коэффициент отражения DBR монотонно растет с увеличением разности показателей преломления слоев dn , причем наиболее быстрый рост соответствует показателю преломления $n_1 \approx 1,5$. Таким образом, с точки зрения простоты изготовления целесообразно использовать в качестве материалов для DBR вещества с резким контрастом в значениях показателей преломления, причем показатель преломления материала с меньшей оптической плотностью желательно выбирать как можно более близким к единице.

Другой важной задачей, рассматриваемой в работе, являлась проблема спектрального согласования брегговского зеркала с излучением накачки. При проведении расчетов было принято, что длина волны генерации $\lambda_L = 1$ мкм, накачка происходит на длине волны $\lambda_P = 808$ нм, угол ввода накачки $\alpha \approx 30^\circ$. Для решения требуемой задачи было необходимо подобрать параметры зеркала таким образом, чтобы длины волн вблизи λ_P попадали в область прозрачности DBR. Один из возможных вариантов решения этой задачи изображен на рис. 2, на котором представлены расчетные спектры коэффициента отражения для разных поляризаций волны накачки. Из приведенных графиков видно, что приемлемого уровня ввода излучения накачки можно добиться при любых типах поляризации.

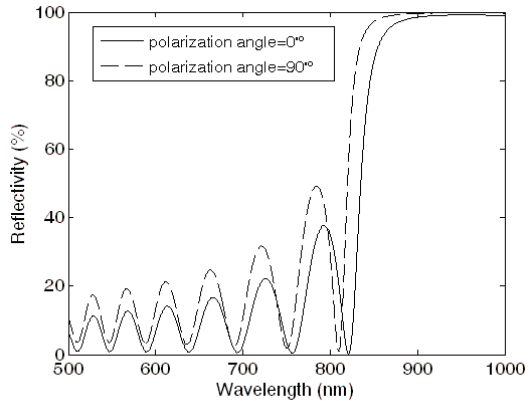


Рис. 2

Таким образом, в результате исследования были получены результаты, свидетельствующие о необходимости учета особенностей брегговских зеркал, оптической накачки и внутренней полупроводниковой структуры при разработке поверхностно-излучающих структур. Из полученных соотношений также следует, что при взаимном согласовании параметров DBR и оптической накачки можно достичь оптимального режима работы лазера, характеризуемого наилучшим условием для ввода излучения накачки и одномодовым характером излучения.

[1] Kuznetsov M., Nakimi F., Sprague R., Mooradian A. //IEEE Photonics Technol. Lett. 1997. V.9. P.1063.

СЛЕПЫЕ МЕТОДЫ ОЦЕНИВАНИЯ ЧАСТОТНЫХ И ВРЕМЕННЫХ СДВИГОВ СИГНАЛОВ С ТРИФАЗОВОЙ МОДУЛЯЦИЕЙ

Г.Н. Бочков¹), К.В. Горохов^{1,2)}, А.В. Колобков²⁾

¹⁾Нижегородский госуниверситет

²⁾ФГУП НПП «Полет»

Трифазовая модуляция (ТФМ) и алгоритмы некогерентного приема позволяют ослабить требования к точности частотно-временной синхронизации многочастотных OFDM-сигналов [1]. В классе ТФМ наилучшую помехоустойчивость обеспечивают варианты ТФМ с двумя опорными поднесущими (ОТФМ), участвующими в образовании всех информационных трифаз, и оптимальным перераспределением энергии сигнала. С точки зрения повышения спектральной эффективности системы интерес представляют слепые методы оценивания частотного (ν) и временного (τ) сдвига сигнала, не требующие использования тестовых символов или поднесущих. Многие из них используют лишь амплитуды поднесущих принимаемого сигнала и поэтому нечувствительны к временному сдвигу в пределах циклического префикса (защитного интервала, содержащего последние T_G секунд следующего за ним OFDM-символа с длительностью T). Это не ограничивает их применимость для сигналов с ТФМ, инвариантных к таким сдвигам. Более существенным ограничением является то, что лучшие из них разработаны в предположении, что в полосе системы, включающей $N+M$ поднесущих, передается N активных поднесущих с одинаковыми амплитудами, а остальные M поднесущих виртуальные (нулевые).

В данной работе на основе моделирования приема сигналов с 4-х позиционной ОТФМ ($N = 130$, $M = 6$, $\nu T_S = 0,2$ ($T_S = T_G + T$), $T_G = 0,04T$) в канале с аддитивным белым гауссовским шумом (АБГШ) и неопределенной фазой проведено исследование широкого набора методов, модернизированных при необходимости для ОТФМ сигналов с неравномерным спектром. Сравнение зависимостей для вероятности выхода оценки времени за границы T_G (P_τ) и среднеквадратической ошибки оценивания частоты (σ_ν) от значений относительных амплитуд опорных составляющих (R) при фиксированном отношении «сигнал-шум» (E_b/N_0), позволило выделить три метода (см. рис. 1). Первые два – эвристические: на основе максимизации коэффициента корреляции мощностей передаваемых и принимаемых поднесущих (power correlation – PC, [2]) и минимизации квадрата разности мощностей соседних активных поднесущих (consecutive subcarriers distance – CSD, [3]). Третий метод использует совместную минимизацию мощности виртуальных поднесущих и квадрата отклонения амплитуд активных поднесущих от передаваемых значений (*constant modulus* – CM, [4]). Он является оптимальным при известных амплитудах и отсутствии априорной информации о фазах поднесущих. Для сравнения на рис. 1 представлен метод, использующий минимизацию мощности только виртуальных поднесущих (*virtual subcarriers* – VS) и оптимальный при полном отсутствии априорной информации о фазах и об амплитудах.

На рис. 2 представлены результаты моделирования приема сигналов с вышеуказанными параметрами и оптимальным значением $R = (N - 2 / 2)^{1/4} \approx 2,83$ в двух-

лучевом канале с релейскими замиряниями (на рис. 2 τ_d – время корреляции замиряний в лучах, τ_0 – задержка между лучами) в зависимости от среднего отношения «сигнал-шум» ($\langle E_b/N_0 \rangle$). Как и следовало ожидать, оптимальный для АБГШ каналов CM теряет свое преимущество в каналах с многолучевостью, а VS использует слишком мало априорной информации и, поэтому, обладает плохой помехоустойчивостью. Таким образом, на лидирующие позиции выдвигаются эвристические РС и CSD. Причем если первый из них хорошо оценивает только частотный сдвиг, то второй – оба параметра.

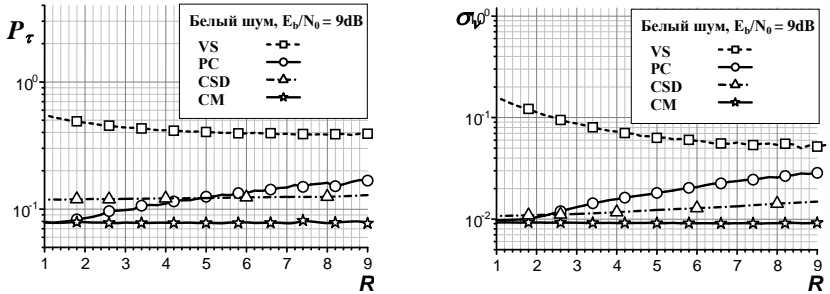


Рис. 1

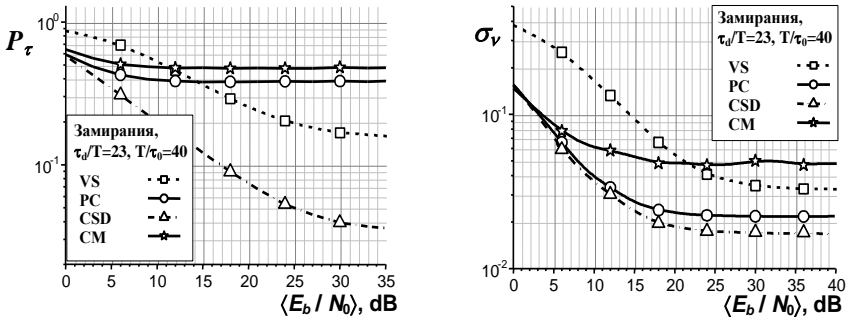


Рис. 2

Работа выполнена при поддержке РФФИ (грант №11-07-97024-р_поволжье_а).

- [1] Бочков Г.Н., Горохов К.В., Колобков А.В. // Изв. вузов Радиофизика. 2010. Т. 53, №8. С. 543.
- [2] Бочков Г.Н., Горохов К.В., Колобков А.В. // В кн.: Тр. XIV научн. конф. по радиофизике. 7 мая 2010 г. /Под ред. С.М. Грача, А.В. Якимова. Н.Новгород: ННГУ, 2010, с. 47.
- [3] Xiang N.Z., Ghayeb A. // IEEE Trans. Commun. 2008. V. 56, No 7. P. 1032.
- [4] Ghogho M., Swami A. // IEEE Commun. Lett. 2002. V. 6, No 8. P. 343.

СПЕКТРОСКОПИЯ НЕЛЕГИРОВАННЫХ СВЕРХРЕШЕТОК GaAs/AlGaAs

Д.С. Смотрин, Н.В. Малехонова, Н.В. Байдусь, А.А. Бирюков

Нижегородский госуниверситет

В настоящее время интерес к полупроводниковым сверхрешеткам (СР) [1] GaAs/Al_xGa_{1-x}As связан с возможностью их применения для создания лазеров дальнего инфракрасного диапазона [2]. Целью данной работы являлось исследование фотоэлектрических и электрофизических свойств СР GaAs/Al_xGa_{1-x}As, а также определение их реальной энергетической зонной диаграммы.

Гетероструктуры выращивались методом МОС-гидридной эпитаксии при пониженном давлении на установке AIX 200RF. Слои выращивались на подложке n⁺-GaAs (001) в следующем порядке: буферный слой n⁺ GaAs 0,5 мкм, сверхрешетка GaAs/AlGaAs. СР различались толщиной слоев GaAs (12±18 нм) и AlGaAs (1,5±2 нм) и концентрацией алюминия в твердом растворе Al_xGa_{1-x}As (x=0,2±1). На рис. 1 показано изображение сверхрешетки GaAs/AlGaAs (250 периодов), полученное на электронном микроскопе высокого разрешения JEOL (JEM 2100F). Наблюдается хорошая периодичность исследуемых структур. По изображениям можно численно оценить толщины слоев GaAs (19 нм) и AlGaAs (1,5 нм). Обработка изображений также позволяет провести численную оценку резкости границ раздела и постоянство периода по глубине структуры. Была оценена вариация периода 4 нм.

Для исследования выращенных структур использовались методы спектроскопии фотолюминесценции (ФЛ) и фототока [3].

На рис. 2 приведена типичная спектральная зависимость ФЛ, измеренная при 77 К. На спектре наблюдается пик, соответствующий межзонному оптическому переходу из первой электронной минизоны СР в первую дырочную (e1-hh1). Ширина спектральной зависимости ФЛ, измеренная на половине максимума, позволяет оценить когерентность СР, т.е. постоянство ее периода по глубине, что коррелирует с результатами измерений методом ПЭМ. Например, вариация периода 4 нм приводит к уширению спектра ФЛ на 3 мэВ, и этот факт согласуется с теоретическими оценками такого уширения.

Спектры фототока имеют более сложный характер (рис. 3). В отсутствие смещения фототок обусловлен потоком дырок на поверхность в поле поверхностного барьера, а объем дает слабый вклад, поскольку диффузионная длина дырок небольшая (около 0,1 мкм). Положение особенностей спектра при этом имеет мало общего с рассчитанным теоретически, что обусловлено сдвигом энергетического положения минизон СР в поле поверхностного барьера. Форма спектров фототока изменяется при приложении к структуре положительного смещения (величина смещения указана возле соответствующих спектров). Следует заметить, что отсчет положений характеристических энергий на спектрах ФЛ

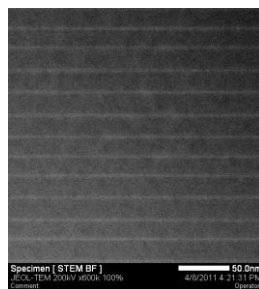


Рис. 1

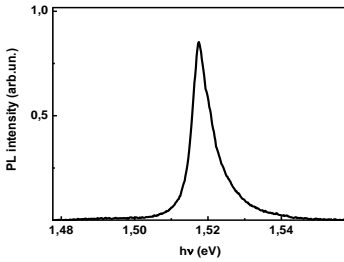


Рис. 2

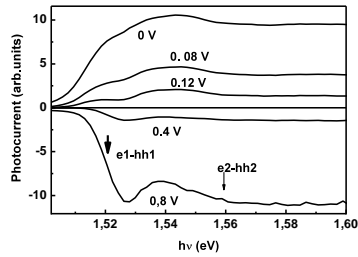


Рис. 3

и фототока различается принципиально. Максимум пика ФЛ соответствует энергии перехода между минимумом первой электронной минизоны и максимумом дырочной. На спектрах фототока энергии перехода соответствует положение максимальной крутизны (т.е. максимум производной). На рис. 3 эти положения показаны стрелками. Сильное размытие спектров фототока обусловлено большой шириной минизон: 10 мэВ для первой и 40 мэВ для второй минизон электронов.

При спрямлении поверхностного барьера фототок, обусловленный барьером, уменьшается, знак фототока меняется и соответствует потоку фотоэлектронов на поверхность. Фототок в этом случае обусловлен генерацией неравновесных носителей заряда в квазинейтральной области СР (Δn , Δp) и их пространственным разделением в приложенном к структуре внешнем электрическом поле. Полученные из спектров фототока энергии межзонных переходов совпадают со спектром ФЛ и соответствуют теоретическим расчётам зонной структуры сверхрешетки.

Таким образом, были выращены и исследованы гетероструктуры с СР GaAs/AlGaAs. Экспериментальные результаты по спектроскопии ФЛ и фототока соответствуют расчётам при условии спрямления поверхностного барьера и свидетельствуют о применимости этих методик для исследования энергетических спектров полупроводниковых сверхрешеток.

Авторы выражают благодарность за полезное обсуждение И.А. Карповичу и Б.Н. Звонкову. Работа выполнена при поддержке РФФИ (проекты 10-02-00501-а и 11-05-90454 Укр_ф_а).

- [1] Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки /Пер. с англ. – М.: Мир, 1989, 240 с.
- [2] Андронов А.А., Додин Е.П., Зинченко Д.И., Ноздрин Ю.Н. // Физика и техника полупроводников. 2009. Т.43, вып. 2. С. 240.
- [3] Карпович И.А., Филатов Д.О. Фотозлектрическая диагностика квантово-размерных гетероструктур. Учебн. пособие. – Н.Новгород: Изд-во ННГУ, 1999, 80 с.

ДВУХЧАСТОТНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ В ЛАЗЕРНЫХ ДИОДАХ НА КВАНТОВЫХ ЯМАХ GaAsSb

О.В. Вихрова, Н.В. Дикарева, Б.Н. Звонков, М.Н. Колесников, С.М. Некоркин

Нижегородский госуниверситет

В данной работе исследовались излучательные характеристики лазерной гетероструктуры GaAsSb/GaAs/InGaP с длиной волны генерации в районе 1 мкм. Было проведено изучение особенностей генерации в таких лазерах.

На подложке n-GaAs методом МОС-гидридной эпитаксии в горизонтальном кварцевом реакторе при атмосферном давлении последовательно были выращены следующие эпитаксиальные слои: n-InGaP (450 нм), i-GaAs (400 нм), GaAsSb (100 А), i-GaAs (400 нм), p-InGaP (450 нм), p⁺-GaAs (250 нм).

Лазерные диоды с шириной активной области 100 мкм были изготовлены путем химического травления контактного слоя вне активной полоски с последующей протонной имплантацией вскрытой поверхности InGaP. Зеркалами служили сколотые грани структуры.

Ранее уже были проведены исследования фотолюминисценции систем с гетеропереходами GaAsSb/GaAs [1], которые показали наличие более высокоэнергетических прямых переходов в дополнение к непрямым переходам, являющимися основными в случае гетероперехода второго рода.

В данной работе измерения характеристик лазерных диодов, изготовленных на основе гетероструктуры GaAsSb/GaAs/InGaP, проводились при накачке импульсами тока длительностью 360 нс с частотой 1,5 кГц. Типичные спектральные характеристики, снятые при токах накачки 9 А (кривая 1), 14 А (кривая 2), 15 А (кривая 3), 17 А (кривая 4) при комнатной температуре приведены на рис. 1. При токе накачки 9 А спектральная зависимость представляла собой однополосную генерацию с длиной волны излучения 1,054 мкм. Отметим, что порог однополосной генерации был зафиксирован в районе 5 А. При увеличении тока накачки до 11 А начиналась генерация второй полосы излучения на длине волны 1,027 мкм. В небольшом диапазоне тока накачки от 11 до 12 А интенсивности линий генерации возрастают. При увеличении тока накачки свыше 12 А интенсивность коротковолновой линии продолжала расти, а интенсивность длинноволновой линии падала, при этом происходило смещение последней в коротковолновую область. Это смещение наблюдалось как при однополосном, так и при двухполосном режиме генерации и может быть связано с увеличением коэффициента усиления с ростом энергии квантов для не прямых переходов из-за увеличения плотности состояний в зоне проводимости или из-за увеличения коэффициента перекрытия. При этом наблюдается уширение длинноволновой полосы генерации (от 6 до 8,8 нм) практически во всем диапазоне накачки, кроме значений, близких к пороговым. Ширина коротковолновой полосы генерации при этом составила 3,5 нм.

Проведено наблюдение нелинейного внутррезонаторного взаимодействия полей в двух частотных полосах при комнатной температуре (рис. 2) при накачке импульсами тока 11 А (кривая 1), 15 А (кривая 2), 20 А (кривая 3), 25 А (кривая 4).

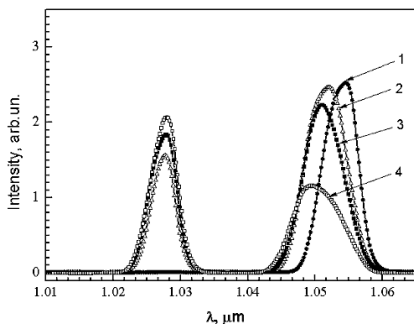


Рис. 1

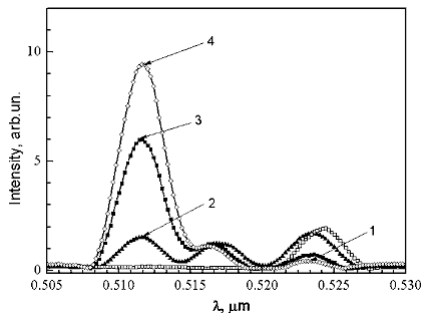


Рис. 2

При токе накачки 15 А наблюдались спектральные максимумы вторых гармоник на длинах волн 0,512 мкм, 0,523 мкм и суммарной частоты на длине волны 0,517 мкм. При увеличении тока накачки наблюдался рост интенсивности коротковолновой второй гармоники на длине волны 0,512 мкм, а максимум суммарной частоты смещался в коротковолновую область. Суммарная частота наблюдалась во всем диапазоне токовой накачки.

Таким образом, в работе была обнаружена устойчивая двухчастотная генерация лазера с квантовой ямой $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ на прямых и непрямых переходах в координатном пространстве. Наблюдалось достаточно сильное внутрирезонаторное взаимодействие мод, связанное с квадратичной нелинейностью решетки GaAs. Результаты работы позволяют надеяться на использование квантовой ямы $\text{GaAs}_{1-x}\text{Sb}_x$ в полупроводниковых лазерах, предназначенных для генерации разностной частоты.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (гранты 10-02-00371-а, 10-02-00501-а, 11-02-00645-а, 11-02-97049-р_положье_a).

[1] Садофьев Ю.Г., Samal N., Андреев Б.А., Гавриленко В.И., Морозов С.В., Спиваков А.Г., Яблонский А.Н. // ФТП. 2010. Т.44, вып.3. С. 422.