ЛАЗЕРНАЯ

И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ

ТЕХНИКА

СБОРНИК НАУЧНЫХ СТАТЕЙ

Выптуск 4

минск

БГУ

1999

УДК 621.373.82

Рецензенты:

локтор филико-математических наук, профессор А. И Комяк; кандидал физико-магематических наук В В Паращук

Редакционная коллегия

И. С. Мавак (отв. ред.), А. А. Афоненко, Е. С. Вороцай, Н. С. Казак, Е. Д. Карих

Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. статей. Вып. 4/ Отв. ред. И. С. Манак. — Мн.: БГУ, 1999. — 199 с. ISBN 985-445-193-3.

Сборник содержит научные работы, отражающие новейшие достижения вузовской науки в разработке лазерных и оптико-электронных систем, лазерном и оптическом приборостроении.

Для научных и инженерно-технических работников, преподавателей вузов, аспирантов и студентов

УДК 621.373.82

ISBN 985-445-193-3

© БГУ, 1999

ТЕПЛОВОЙ РЕЖИМ РАБОТЫ КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

В последнее время проявляется заметный интерес к квантоворазмерным лазерам с вертикальным ревонатором как к источникам излучения для онтических систем передачи, обработки, записи и считывания информации. Использование микрорезонатора вертикальной конструкции позволяет изготовить на одной иластине большое число лаверных решеток с поверхностным излучением, которые обладают достаточно высокой однородностью и легко сопрягаются с различными оптическими элементами.

Важной проблемой для поверхностно-излучающих лазеров с вертикальным ревонатором остается нагрев, который приводит к ограничению выходной мощности в непрерывном режиме и вариациям других важных эксплуатационных характеристик. При внедрении квантоворазмерных лазеров в различные области техники появилась необходимость в создании достаточно простых физических моделей, адекватно описывающих работу лавера в различных тепловых режимах и позволяющих оптимизировать его характеристики.

Разработано множество тепловых моделей инжекционных дазеров, но при этом наиболее перспективным для практического использования квантоворазмерным структурам уделяется недостаточное внимание. Как правило, модели, описанные в литературе, являются "моделями черного япика", в которых нагрев определяется как функция разности мощности накачки и мощности излучения. Такой подход не позволяет получить полной картины распределения температуры в лазерной структуре.

Одной из основных задач на сегодняшний день является минимизация негативных эффектов, связанных с нагревом лазерного кристална и зеркал резонатора, при подаче тока накачки. Для эффективного решения данной проблемы необходимо установить закономерности и механизмы процессов нагрева в квантоворазмерных структурах и их влияние на пороговые и мощностные характеристики. Поэтому не вызывает сомнений важность построения физической и математической моделей лазерного диода, максимально точно описывающих тепловое поведение прибора, для получения реальной картины распределения температуры в лазерной структуре.

3

1. Тепловые модели инжекционных лазеров

Учет особенностей лаверной структуры при разработке тепловой модели. Существует множество различных типов лаверных структур. полосковые [1-3], цилиндрически-симметричные [4], лаверы с одиночной [5] и множественными [6 9] квантовыми ямами, лаверные линейки и т. д. Каждая из них имеет свою специфику работы, поэтому при построении тепловой модели необходимо учитывать особенности их разогрева.

Так, для лазеров с широким контактом ист необходимости учитывать неоднородность нахачки, так как она пренебрежимо мала, поэтому можно считать, что распространение тепла в такой структуре происходит только в направлении, перпендикулярном плоскости контакта.

В структурах с полосковыми и кольцевыми контактами нужно учитывать неравномерность накачки, а следовательно, и неравномерность распределения источников джоулева тепла по лазерному диоду.

Для пазеров, в которых активная область с торцов окружена блокирующей структурой, необходимо принимать во внимание наличие градиентов коэффициента теплопроводности и удельного сопротивления на границе активного и блокирующего слосв [10] и в связи с этим учитывать особенности распространения тепла в направлении, перпендикулярном этой границе.

Для квантовораэмерных пазеров задача усложняется из-за наличия сверхтонких слоев в гетероструктуре, вследствие чего необходимо учитывать новые эффекты, которые в обычных инжекционных лазерах не наблюдаются. При использовании классической теории для моделирования квантоворазмерных структур необходимо четко определять условия, в рамках которых такой подход справедлив.

Для того чтобы модель соответствовала экспериментальным данным, необходимо записать уравнение теплопроводности и граничные условия, адекватные поставленной задаче. Решение стационарного уравнения теплопроводности позволяет найти пороговые характеристики лазера, нестационарное уравнение описывает динамику его нагрева в процессе работы [11].

Нелинейное уравнение теплопроводности имеет вид

$$\nabla \left\{ x \left[r, z, T(r, z, t) \right] \nabla T(r, z, t) \right\} - c \left[r, z, T(r, z, t) \right] \frac{\partial T(r, z, t)}{\partial t} = -g(r, z, t), \quad (1)$$

где r, z – координаты; t – время; T(r, z, t) – температура; g(r, z, t) –

плотность мощности источников тепла; с [r, z, T(r, z, t)] - теплоемкость; æ[r, z, T(r, z, t)] - теплопроводность. В стационарном уравнении явная зависимость от времени отсутствует, т. е.

$$\frac{\partial T(r,z,t)}{\partial t} = 0 \tag{2}$$

и, исключив ее в уравнении (1), его можно представить формулой

$$\nabla \{ x [r, z, T(r, z)] \nabla T(r, z) \} = -g(r, z).$$
(3)

Обычно используют три типа граничных условий, описывающих практически важные ситуации [12]:

а) изотермические (соответствуют теллоотводу с бесконечной теплопроводностью)

$$T|_{\partial\Omega} = T_0, \tag{4}$$

где T_0 – температура на границе "подложка – воздух";

б) аднабатические (нулевая теплопроводность теплоотвода):

$$\frac{\partial T}{\partial \vec{n}}|_{A\Omega} = 0;$$
 (5)

в) изменяющиеся (поток тепла через границу пропорционален разности между температурой на границе поверхности дазерного диода и температурой окружающей среды):

$$- \boldsymbol{x} \frac{\partial T}{\partial \vec{n}} |_{\partial \Omega} = \alpha (T - T_0), \qquad (6)$$

где *α* – коэффициент теплообмена полупроводникового дазерного кристанда с окружающей средой.

При решении уравнений (1), (3) необходимо также учитывать зависимость коэффициента теплопроводности $Al_xGa_{1-x}As$ от температуры T и концентрации алюминия x:

$$\mathbf{a}(\mathbf{x},T) = \mathbf{a}(\mathbf{x},300) \left(\frac{300}{T}\right)^{\frac{1}{2}},\tag{7}$$

где температура T измеряется в градусах Кельвина, а выражение для теплопроводности при комнатной температуре имеет вид

$$\mathbf{a}(x,300) = \frac{\mathbf{a}_{0}}{(1+12.7x-13.22x^{2})},$$
(8)

где æ₀=0.44 Вт/см К.



Рис. 1. Зависимость коэффициен та теплопроводности $Al_xGa_{1-x}As$ от температуры при доле Al в соединении x = 0 (1), 0.1 (2), 0.2 (3), 0.3 (4)

Одной из основных проблем является приведсние уравнения теплопроводности к линейному виду. Чаше всего для этой цели используют интегральное преобразование Кирхгофа [4,13,14], исключающее явную зависимость коэффициента теплопроводности от температуры:

$$\theta(r,z) = T_{ref} + \frac{1}{\mathbb{E}(T_{ref})} \int_{T_{ref}}^{T(r,z)} \mathfrak{E}[T(r,z)] dT, \qquad (9)$$

где T_{ref} – текущая температура, определяемая температурой окружающей среды и суммарным повышением температуры в слоях; $\theta(r, z)$ – эквивалентная температура.

При подстановке в данную формулу выражения для коэффициента теплопроводности (8) получается следующее соотношение между реальной и эквивалентной температурами:

$$\theta(r,z) = T_{ref} + T_{ref}^{5/4} \int_{T_{ref}}^{T(r,z)} T(r,z)^{-5/4} dT.$$
(10)

Замена T(r, z) на $\theta(r, z)$ приводит уравнение (2) к виду

$$\frac{\partial^2 \theta(r,z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \theta(r,z)}{\partial \tau} + \frac{\partial^2 \theta(r,z)}{\partial z} = -\frac{g(r,z)}{\Re(T_{ref})}.$$
 (11)

Реальный температурный профиль можно найти из выражения (10):

$$T(r,z) = T_{ref} \left[\frac{4T_{ref}}{5T_{ref} - \theta(r,z)} \right]$$
(12)

Использование вертикального резонатора позволяет изготавливать линейки и решетки квантоворазмерных лазеров, содержащие несколько тысяч элементов. Распределение температуры в такой структуре можно описать уравнением теплопроводности

$$c(x)\rho(x)\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left[w(x)\frac{\partial T}{\partial x}\right] + P(x,t)$$
(13)

с граничными условиями

$$\begin{vmatrix} \alpha_1(t) \frac{\partial T}{\partial x} + \beta_1(t)T - \gamma_1(t) \end{vmatrix} |_0 = 0, \begin{vmatrix} \alpha_2(t) \frac{\partial T}{\partial x} + \beta_2(t)T - \gamma_2(t) \end{vmatrix} |_L = 0,$$
(14)

где c(x) – теплоемкость; $\rho(x)$ – плотность; æ(x) – теплопроводность среды; P(x,t) – плотность источников тепла; α , β , γ – зависящие от времени коэффициенты, определяемые условиями теплообмена.

В [15] попучена зависимость перегрева элементов решетки, вывванного перекрестным тепловым взаимодействием, от величины периода решетки. Показано, что перекрестное взаимодействие имеет место даже при сравнительно малых токах накачки. Определены усновия оптимизации конфигурации решетки, обеспечивающие минимизацию тепловых эффектов.

Одномерная нестационарная модель двойной гетероструктуры (ДГС) с раздельным ограничением (РО) электронов и фотонов на основе GaAs/AlGaAs (рис. 2), приведенная в [16], не учитывает неоднородности накачки в плоскости *p*-*n*-перехода, но тем не менее позволяет с достаточной точностью рассчитать распределение температуры в лазерной линейке и на теплоотводе.

Распределение температуры в многоэлементной структуре опредеияется системой уравнений

$$\frac{\partial T_i}{\partial t} = a_i \frac{\partial^2 T_i}{\partial x^2} + f_i, \tag{15}$$

где $a_i = x_i/c_i
ho_i, \, f_i = P_i/c_i
ho_i, \, i = 1...n$ с граничными условиями

$$\frac{\partial T}{\partial x}|_{x=0} + \beta_{1}(T|_{x=0} - \Theta_{1}) = g_{1},$$

$$= \frac{\partial T}{\partial x}|_{x=L} + \beta_{2}(T|_{x=L} - \Theta_{2}) = g_{2}$$
(16)

и условиями сопряжения

$$T_{1}(x,t)|_{x} = x_{i} - 0 = T_{i+1}(x,t)|_{x} = x_{i} + 0,$$

$$\mathbf{x}_{i} \frac{\partial T_{i}(x,t)}{\partial x}|_{x} = x_{i} - 0 = \mathbf{x}_{i+1} \frac{\partial T_{i}(x,t)}{\partial x}|_{x} = x_{i} + 0, \qquad (17)$$



Рис. 2. Схема РО-ДГС с двусторонним телноотводом. Стрелками похазаны потоки тенна от активной области к тенноотводам



Рис. 3. Распределение температуры в гетероструктуре и теппоотводе из BeO тол циной 0.4 мм при отсутствии теппообме на на границе "подложка – воздух". Шаг по времени равен 0.1 мс, тепловая нагруз ка 120 Вт/см

где i = 1...n, $\Theta_1 \ltimes \Theta_2$ – температуры на границах "подложка – теплоотвод" и "контактный слой – теплоотвод" соответственно; $\beta_1 \amalg \beta_2$ – коэффициенты, зависящие от свойств соприкасающихся сред к качества их теплового контакта; $g_1 \amalg g_2$ – плотности мощности источников тепла на границах структуры; x_i – координата раздела *i*-го $\amalg (i + 1)$ -го элементов лазерной линейки.

В результате численного решения системы уравнений (15) получена зависимость распределения температуры в лазерной структуре от длительности импульса накачки (рис. 3).

Одной из важных проблем является ухудшение рабочих характеристих поверхностно-излучающего дазера в продессе эксплуатации, связанное с деградацией кристалла и зеркал резонатора вследствие нагрева [13,17,18]. Для лазеров, работающих в непрерывном режиме, характерны следующие деградационные продессы:

1) разрастание очагов ускоренной деградации около исходных дефектов кристалиа (рост темных линий), часто ускоряемых термическими напряжениями между слоем и подложкой;

2) разрушение веркальных граней вследствие химического или фотохимического воздействия окружающей среды на поверхность кристалла; при этом поверхностные повреждения могут дать начало объемным очагам деградации;

3) ухудшение теплоотвода от лазерной структуры вследствие де-

градации теплового контакта при использовании легкоплавкого индиевого прилоя (рост теплового сопротивления ведет к росту тепловой перегрузки и ускорению деградационных процессов);

4) увеличение безызлучательного канала рекомбинации вследствие мигралии дефектов, возрастающее с увеличением температуры.

В связи с важностью затронутой проблемы разработаны модели, описывающие процесс деградация, причины и механизмы ее возникновения. В [17] методом рамановской микровондовой снектроскопии исследована динамика разогрева дазерных граней при катастрофической деградации. Установлено, что процесс разогрева состоит из двух этапов: начальное линейное возрастание температуры, сопровождаемое плавным уменьшением мощности генерации, за которым следует быстрый нелинейный разогрев, приводящий к катастрофической деградации. Наблюдается взаимосвязь между изменением температуры граней и имотностью тока накачки. Критическая температуры, соответствующая началу этапа нелинейного возрастания температуры, определяется сужением ширины запрещенной зоны активной области.

В [13] рассматривается тепловая модель катастрофической деградации веркал поверхностно-излучающего лазера с вертикальным резонатором, основными причинами которой является наличие большого числа дефектов в области, близкой к зеркалу, и возрастание их плотности во время работы дазера (движение дефектов, загрязнение ионами металлов, образование оксидных пленок на поверхности зеркал, диффузия Ав и Ga из активной области). Методом функций Грина получена аналитическая вависимость роста температуры веркала от коэффициентов поглощения и тенлопроводности материала для лазерной структуры, изображенной на рис. 4. Показано, что процесс роста температуры после достижения ею некоторого критического оначения носит лавинный характер, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами [17]. Получена временная картина распределения температуры в лазерном дводе в зависимости от величины тока накачки (см. рис. 5). Теоретически установлен характер зависимости между допустимой длительностью импульса накачки и его мощностью в безопасных относительно катастрофической деградации пределах.

Нагрев лазерного диода порождает вадачу отвода тепла от пазерного кристалла с целью обеспечения нормального режима работы прибора. Одним из способов отбора тепла от лазерного кристалла является использование холодильников, действие которых основано на термоэлектрическом эффекте Пельтье. Изменяя величину тока холодильника,



Рис. 4. Система координат, используемая при расчетах температурных профилей катастрофической доградации полупроводникового лазера. А GaAs активная область; P – пассивный Al_xGa_{1-x}As ограничивающий слой p-типа; N – пассивный Al_xGa_{1-x}As ограничивающий слой n-типа; n подножка n-GaAs; a – толщина активного споя d_x = c - b; S – ширина лазерного диода



Рис. 5. Распределение температуры во времени в ванксимости от величины тока накачки при финсированных нараметрах лавера: топцина лазерного диода S=8 мам; длина резонатора L=400 мкм; топцина активного слоя $d_A=0.2$ мкм. Температура плавления $T_c=T_A+\Delta T_M$, где $T_A=300$ К- температура окружающей среды



Рис. 6. Скема монопитно интегрированной с олементом Пельтье термоодектрически управляемой лазерной структуры

можно легко управлять температурой активной области лезера и, следовательно, длиной волны излучения. В [19] описывается монолитная интеграция термоэлектрического холодильника с лавером (рис. 6).

Теплота W, выделяемая на подложке, определяется зависимостью:

$$W = \Pi I_c - 0.5 \Delta \lambda^2 \rho_b - \Delta \lambda^2 \rho_c, \qquad (18)$$

где ρ_b – удельное сопротивление лаверного кристалла; ρ_c – удельное сопротивление контактов; Π – коэффициент Пельтье; $\Delta \lambda_c$ – смещение длины волны в спектре изпучения, связанное с изменением температуры пазерного кристалла и величиной тока холодильника.

Коэффициент Пельтье существенно уменьшается с ростом концентрации примесей в лазерном кристалле. Зависимость козффициента Пельтье от уровня примеси для *n*-GaAs выражается как

$$\Pi = \frac{kT}{q} \left[\ln \left(\frac{N_c}{N} + 2 \right) \right], \tag{19}$$

$$N_e = 2\left\{\frac{2\pi m_e kT}{h^2}\right\}^{\dagger},\tag{20}$$

где N_c – эффективная плотность состояний в зоне проводимости; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; m_c – эффективная масса носителей заряда; h – постоянная Планка; q – заряд электрона; N – концентрация носителей.

В ходе эксперимента выяснено, что при одинаковом токе накачки температура лазерного кристалла, монолитно интегрированного с холодильником Исльтье, при токе холодильника 100 мА на 7.5 °C ниже чем температура аналогичного прибора, работающего без использования дополнительных охладительных элементов

Влияние температуры на основные характеристики инжекционных лаверов. Температура активной области оказывает влияние на такие характеристики полупроводниковых лазеров, как пороговый ток, квантовая эффективность и длина волны излучения. Температурная зависимость порога генерации исследовалась теоретически и экспериментально в работах [7,20-25].

Рост величины порогового тока с температурой можно объяснить следующими факторами [20]:

1) частичным снятием вырождения при заданном токе накачки вследствие расширения спектра усиления;

2) увеличением нерезонансных потерь и скорости безывлучательной рекомбинации;

3) увеличением утечек инжектируемых носителей из активной области через гетеробарьеры;

4) ростом скорости Оже-рекомбинации в активной области;

5) ослаблением оптического ограничения;

 увеличением скорости рекомбинации, стимулированной люминесценцией.

Вид аппроксимационной зависимости порогового тока от температуры зависит от структуры лазерного диода. Так для гомолазеров часто используют степенные приближения (например, для диффузионных дазеров на основе GaAs в интервале температур 100...300 К $I_{th} \sim T^3$). Для ДГС-лазеров зависимость плотности порогового тока от температуры аппроксимируют экспоненциальной функцией

$$J_{th}(T) = I_{th}(0) \cdot \exp\left(\frac{T}{\Theta}\right), \qquad (21)$$

где Θ - температурная константа.

При высокой температуре пороговая плотность тока может расти быстрее, чем экспонента, что обусловлено быстрым ростом скорости безывлучательной рекомбинации в интервале температур 258...303 К и Оже-рекомбинации при температуре больше 303 К.

В [21] проанализирована вависимость порогового тока от температуры для полоскового AlGaAs/GaAs пазера с электронными сверхрешеточными барьерами (ЭСБ) (рис. 7.).





Рис. 7. Схема AlGaAs/GaAs-гетероструктуры с электронными сверхрешеточными барьерами (ЭСБ)

Рис. 8. Температурные залисимости плотности порогового тока повоскового ладера обычной геометрии (Δ) и лазера с ЭСБ (О)

Температурная зависимость плотности порогового тока для лазеров с ЭСБ и без них показана на рис. 8. Плотность порогового тока лазера с ЭСБ при температуре 289 К составляет 0.36 кА/см², в то время как для обычного лазера она равна 0.42 кА/см². Определена также температурная константа Ө в различных температурных диапазонах. Так, в температурном интервале до 323 К для лазера с ЭСБ Ө равна 220 К, а для вазера бев ЭСБ – 160 К. При температуре 348 К для этих лазеров Ө равняется 180 и 140 К соответственно. В интервале температур до 308 К лазеры с ЭСБ имеют Ө до 260 К.

Необходимо также рассмотреть зависимость порогового тока от концентрации носителей, которая, в свою очередь, вависит от температуры. В [22] приводится зависимость плотности порогового тока от концентрации носителей для квантоворазмерной даверной структуры

$$J_{th} = A(T)n + B(T)n^2 + C(T)n^3, \qquad (22)$$

где A(T) – коэффициент безывлучательной рекомбинации; B(T) – коэффициент бимолекулярной рекомбинации; C(T) – коэффициент Ожерекомбинации; n – пороговая плотность носителей.

В [7] при определении нороговой плотности тока учитываются четыре фактора: спонтанное излучение внутри квантовой ямы J_{ep} , спонтанное излучение на барьерах J_{barr} , Оже-рекомбинация в гетероструктуре J_{Aug} и утечка носителей из гетероструктуры J_{leab} (рис. 9):



Рис. 9 Распределение плотности тока инжекции Jin, в гетероструктуре

$$J_{ih} = \frac{J_{ieak} + J_{sp} + J_{Aug} + J_{barr}}{\eta_{inj}},$$
(23)

где $\eta_{inj} = \varphi \phi \phi$ ективность инжекции;

$$J_{leak} = J_o \exp\left\{-\frac{E_{gB}(T) - \Delta E_{fev}(n, T)}{\kappa I}\right\}.$$
 (24)

Формула (24) определяет ток утечки как функцию ширины запрещенвой зоны $E_{qB}(T)$, разности квазиуровней Ферми ΔE_{fev} и температуры.

$$J_{Aug} = \left[C_{n0} \exp(A_n T + B_n T^2) + C_{p0} \exp(A_p T + B_p T^2) \right] \left(\frac{n}{n_0} \right)^3, \quad (25)$$

$$J_{sp} = A(T) \left| \left| (1 + B(T)) \frac{n}{n_0} \right|^{1/2} - 1 \right|^2,$$
 (26)

$$J_{barr} = 0.0979 \left(n/n_0 \right)^3, \tag{27}$$

где C_{n0} , C_{p0} , A_n , B_n , A_p , B_p , A(T), B(T) - коэффициенты аппроксимации (см. табл. 1).

Расчеты показали, что спонтанное излучение в барьерных слоях при высоте барьеров больше kT пренебрежимо мало по сравнению с остальными составляющими и, следовательно, при вычислениях им можно пренебречь. Ток утечки зависит от пороговой плотности носителей; он незначителен при комнатной температуре, но экспоненциально возрастает при ее увеличения. Это играет важную роль в уменьшении выходной мощности лазера, так как вследствие утечки носителей из гетероструктуры меньшая доля тока накачки преобравуется в излучаемую энергию и эффективность инжекции уменьшается.

Таблица 1

Коэффициенты, необходимые для расчета порогового тока

Коэффицяеьт	Величина
Коэффициенты Оже-рекомбинации:	
• рекомбинационные	
C.d	1 2.51 · 10 ³ А/см ²
C_{p0}	12.5 · 10 ³ А/см ²
• температурные	
An	8.71 · 10 ⁻⁸ K ⁻¹
A _p	1.05 · 10 ⁻² K ⁻¹
B_n	-3.66 · 10 · 6 K-2
B,	-7.74 · 10 ⁻⁶ K ⁻²
Кооффициенты алпроксимации спонтанной	
рекомбянации:	-
A(T)	$68.5 - 0.27T + 0.00081T^2$
	$6.11 - 0.022T + 0.000022T^2$

С ростом температуры увеличивается пороговая плотность носителей и Оже-рекомбинация начинает играть существенную роль. В [6,22,23] рассматривается влияние нагрева на ее скорость путем исследования зависимости коэффициента Оже-рекомбинации от температуры:

$$C(T) = C_0 \exp\left(-\frac{E_a}{kT}\right), \qquad (28)$$

где T – температура лазерного кристална; C_0 – коэффициент анпроксимации; E_a – энергия активации Оже-процессов, которая составляет ~ 70 мэВ для прямых процессов к ~ 20 – 30 мэВ для менее зависящих от температуры процессов с участием фононов [23].

На рис. 10 приведены результаты численного расчета для сравнительного анализа доли каждого из механизмов потерь в величине порогового тока.

При разработке тепловой модели квантоворазмерных приборов необходимо учитывать неоднородность распределения тока инжекции по лазерной структуре. Распределение тока в лазере определяется структурой активной области, параметрами пазерного кристалла и режимом работы [24]. Для упрощения вычислений в [25] предлагается следующая анпроксимация распределения плотности тока накачки в лазере

$$J(\tau) = \begin{cases} J_0 \exp\left(\frac{\tau - r_S}{r_1}\right), & \tau \le \tau_S, \\ J_0 \exp\left(-\frac{\tau - r_S}{r_1}\right), & r_S \le \tau, \end{cases}$$
(29)

где r_S — радиус дазерной структуры; r_1 и r_2 — параметры, характеривующие область однородной накачки в активном слое и внешнюю гра-



Рис. 10. Зависимости пороговой плотности тока J_{th}, плотностей тока утечки J_{ma} (a), спонтанной рекомбинации J_{sp} (б) и Оже-рекомбинации J_{Aup} (в) от величины концентрации носителей при различных температурах 1 – 300 K; 2 – 400 K; 3 – 500 K; 4 – 600 K

ницу распространения тока нахачки в гетероструктуре, определяемые особенностями лазерного диода. Тогда радиальное распределение тока можно описать зависимостью

$$I_p = \left(\frac{1}{\pi r_s^2} \int_0^r 2\pi J(r) dr\right) \exp\left(\frac{r-r_s}{r_1}\right). \tag{30}$$

На величину порогового тока в квантоворазмерных лазерах достаточно сильное влияние оказывает структура активной области. В [26] рассматривается вависимость величины пороговой плотности тока от числа квантовых ям

$$J_{ih} = N_w \frac{J_0}{q} \exp\left(\frac{\alpha_i + \alpha_m}{N_w \Gamma G_0}\right), \qquad (31)$$

где и – коэффициент внутренних потерь; α_m – коэффициент потерь через грани резонатора; Г – фактор оптического ограничения; N_w – число квантовых ям в активной области; G_0 и J_0 - параметры, обусловленные структурой активной области и определяемые из экспериментальных данных. Оптимизируя структуру активной области, можно достигнуть пороговых токов 140 – 160 мА.

Одним из наиболее важных параметров прибора является тепловое сопротивление лазерного кристалла R_{TH} , которое определяется как отношение среднего увеличения температуры активной области к полной рассеянной тепловой мощности

$$R_{TH} = \frac{\Delta T}{Q_T} \tag{32}$$

Увеличение температуры ΔT в зависимости от величины теплового сопротивления выражается формулой [27]:

$$\Delta T = \frac{R_{TH} I_p E_g}{q},\tag{33}$$

где I_p – ток инжекции. С другой стороны, ΔT можно определить как функцию порогового тока

$$\Delta T = \Theta \frac{I_{th}}{I_o},\tag{34}$$

где Θ – характеристическая температура; I_o – нараметр, определяемый особенностями гетероструктуры. Приравнивая правые части (33) и (34), выражение для R_{TH} можно записать в виде

$$R_{TH} = \Theta \frac{q I_{th}}{E_p J_e J_p}.$$
 (35)

Формула (35) хорошо описывает тепловое сопротивление лазерных диодов с активной областью диаметром менее 15 мкм. Несмотря на то, что небольшие размеры кристалла обуславливают низкий пороговый ток, тепловое сопротивление таких лаверных структур довольно велико: для диода диаметром 10 мкм оно составляет 1.1°C/мВт.

В [28] проведен численный анализ зависимости теплового сопротивления от параметров дазера для структуры с гребенчатым волноводом, результаты которого показаны на рис. 11.

Тепловое сопротивление может меняться в зависимости от величины тока накачки. Это особенно существенно для лазеров с небольшими размерами активной области. В ходе эксперимента выяснено, что лазеры меньших размеров обладают большим тепловым сопротивлением. Но ток накачки, необходимый для обеспечения пороговой плотности



Рис. 11 Зависимость тенлового сопротивления пазерного диода от ширины гребня w для SnPbP (a), In (b) подложки толщиной d = 10 мкм

цосителей, пропорцяонален площади активной области, поэтому лазеры с меньшим диаметром активной области характеризуются лучшими температурными свойствами.

При известной величине порогового тока можно вычислять мощность излучения

$$P_{out} = \frac{h\omega}{q} \eta_{inj} \eta_{opt} \left(I_p - I_{th}(T) \right), \qquad (36)$$

где ν — частота излучения дазера; $\eta_{\rm pri}$ — функция выхода, определяемая, как доля излученных фотонов, вышедших за пределы резонатора; η_{inj} — эффективность инжекции, а также внешнюю дифференциальную квантовую эффективность

$$\eta_{ext}(I) = \frac{q}{h\omega} \cdot \frac{dP_{out}}{dI} = \eta_{inj}\eta_{opt} \left\{ 1 - \frac{dI_{th}}{dI} \right\} = \eta_i \eta_{opt}, \quad (37)$$

где

$$\eta_i = \eta_{inj} \left(1 - \frac{dI_{th}}{dI} \right). \tag{38}$$

Тогда изменение порогового тока в поверхностно-излучающем лазере можно представить в виде

$$\frac{dI_{th}}{dI} = \frac{\partial I_{th}}{\partial T} \frac{dT}{dI} + \frac{\partial I_{th}}{\partial I},$$
(39)

где первое слагаемое обусловлено сдвигом в спектре усиления, связанным с джоулевым нагревом, а второе — с эффектом выгорания пространственных провалов и является существенным в основном для одномодовых лазеров. Зная мощность накачки P_{IV} и мощность излучения $P_{h\nu}$, можно определить среднее увеличение температуры диода [29]

$$\Delta T = \left(\frac{P_{IV} - P_{he}}{4r_A a}\right),\tag{40}$$

где τ_A - радиус активной области лавера.

С ростом температуры увсличивается пороговая плотность носателей. При достаточно сильном нагреве начинают играть заметную роль утечка носителей из гетероструктуры и Оже-рекомбинация, результатом чего является резкое увеличение порогового тока и уменьшение выходной мощности.

2. Анализ теплового режима работы микролазеров с вертикальным резонатором

Параметры наверной структуры. Исследуемая модель представляет собой поверхностно-иолучающий квантоворазмерный лазер с вертикальным резонатором, изображенный на рис. 12. Активная область, состоящая из 10 GaAs квантовых ям толщиной 10 нм с Al_{0.2}Ga_{0.8}As барьерами толщиной 10 нм, расположена между N-AlGaAs и P-AlGaAs эмиттерами и окружена блокирующей *p-n-p* структурой. Выход излучения происходит через воронку, вытравленную в *n*-GaAs подложке. Верхний AuGe контакт имеет форму кольца с внутренним диаметром, равным диаметру верхнего зеркала. Лаверная структура укреплена на массивном Си теплоотводе. Параметры лазерной структуры приведены в табл. 2.



Рис. 12. Схема квантоворазмерного AlGaAs/GaAs поверхностноиопучающего давера с вертикальным резонатором

Таблица 2

Параметры	GaAs	AlGaAs	поверхностно		
валичающего лавера					

Параметр	Оборначение	Ве. сичина
Ви утренныя клантовая эффективность		
• Лазернос еолузение	12	0.9
• Спонтанное излучение	Re	0.5
Толчина слов:		
о суммарная топцина		
AK TUBHORO CROR	d,	0.21 MEM
• N-Ala3Gaa7A8	dN	2.0 MKM
· P-AlosGdo 7A6	dp	0.9 мжм
• P+-Alo, GaogAs	dr.	0.1 MRM
о 12-GaAs блогирующий	d_{nR}	0.7 MKM
• р-GaAs наружный	d_{nG}	0.3 мкм
 SiO₂/TiO₂ реркало 	dox	0.388 MIKM
• AuZn Kohtakt	d _G	0.6 MKM
• Іл подложка	d_S	2.0 MIKM
Коэффициенты теплопроводности:	_	
• 5iO ₁	æox,	1.38 · 10-2 Вт/смК
• TiO ₂	EOX.	8.48 · 10-2 BT/CMK
• AuZn	R ^C C	0 67 Вт/смК
• In	æs	0.87 Вт/смК
• Си теппоотвод	HC's	4.01 Вт/смК
• ВеО теплоотвод	a:BeO	2.3 Вт/смК
Днаметр структуры	D_{s}	50 мкм
Внутренний циаметр верхнего	Dct	$D_A/2$
KOHTARTA		
Внешний диаметр верхнего контакта	Dco	40 MOCM
Удельное сопротивление контактов	PG	1 · 10 ⁻⁵ Ом-см

Зависимость порогового тока от температуры. Пороговая плотность тока J_{th} определяется формулой

$$J_{th} = R_{sp} q d, \tag{41}$$

где q – заряд электрона; d – толщина активного слоя; R_{sp} – скорость спонтанной рекомбинации, которая разна

$$R_{sp} = \frac{A_{cv}kT}{\pi\hbar^2 d} \sum_{n} \sum_{i} m_{ri} \exp \frac{F_e - F_h - \hbar w_{ni}}{kT}$$
(42)

Здесь суммирование производится по подзонам, возникающим в квантовых ямах, индекс i=h, l относится к тяжелым и легким дыркам соответственно;

$$m_{ri} = \frac{m_c m_{vi}}{m_c + m_{wi}} \tag{43}$$

приведенная эффективная масса; m_c - эффективная масса электрона;
 m_{vi} -- эффективная масса твжелых и легких дырок;

$$\hbar w_{ni} = E_g + \frac{\pi^2 \hbar^2 n^2}{2d^2} \left(\frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_{vi}} \right)$$
(44)

частоты генерации в квантоворазмерном гетеролазере [30];

$$A_{cv} = \frac{4n_0 q^2 \hbar w}{m_c^2 \hbar^2 c^3} |\bar{M}_{cv}|^2 \tag{45}$$

- коэффициент Эйнштейна; $|\dot{M}_{cv}|^2$ - кнадрат матричного элемента дипольного межвонного перехода; n_0 - показатель преломления; $\hbar w \approx E_0$.

В (42) неизвестными являются квазиуровни Ферми для электронов *F*, и дырок *F*_h, которые можно найти, решив систему уравнений

$$\begin{array}{l}
p = n + N \\
K_y(w) = K,
\end{array}$$
(46)

где первое уравнение является условием электронейтральности и связывает между собой концентрации дырок p и электронов n, а второе определяет коэффициент усиления $K_y(w)$, равный коэффициенту поглощения K с обратным знаком. Здесь

$$n = N_{cl} \sum_{n} \ln \left(1 + \exp \frac{F_e - E_{c0} - E_{cn}}{kT} \right), \qquad (47)$$

$$p = \sum_{i} N_{vil} \sum_{n} \ln \left(1 + \exp \frac{E_{n0} - E_{vin} - F_h}{kT} \right), \tag{48}$$

$$K_{p}(w) = \frac{A_{m}}{\pi \hbar^{2} \rho v d} \left(1 - \exp \frac{\hbar w - \Delta F}{kT} \right) \times \\ \times \sum_{n} \sum_{i} f_{e}(E_{cni}) f_{h}(E_{vni}) m_{ri} H_{ni} \alpha_{ni},$$
(49)

где $N_{cl} = m_c kT/\pi \hbar^2 d$ и $N_{vil} = m_{vi} kT/\pi \hbar^2 d$ – эффективные плотности состояний электронов и дырок; E_{c0} – дно воны проводимости; E_{v0} – потолок валентной воны; E_{cn} и E_{vin} – начальные уровни подвон в воне проводимости и в валентной воне соответственно. $f_e(E_{cni})$ и $f_h(E_{vni})$ – функции распределения, имеющие вид

$$f_e(E_{cni}) = \left(1 + \exp\frac{E_{cni} - F_e}{kT}\right)^{-1},\tag{50}$$

$$f_h(E_{ont}) = \left(1 + \exp \frac{E_h - E_{ont}}{kT}\right)^{-1};$$
 (51)

E_{cni} и *E_{vni}* уровни энергии, между которыми происходят прямые переходы на частоте ħw.

$$E_{cni} = E_{c0} + (m_{ri}/m_c)(\hbar w - E_g) + (m_{ri}/m_{vi})E_{cn} - (m_{ri}/m_c)E_{vin}, \quad (52)$$

$$E_{vni} = E_{v0} - (m_{ri}/m_{vi})(\hbar w - E_g) + (m_{ri}/m_{vi})E_{cn} - (m_{ri}/m_c)E_{vin}; \quad (53)$$

p – плотность мод электромагнитного поля в кристаяле; v – скорость света; H_{ni} – ступенчатая функция Хевисайда со эначениями $H_{ni} = 1$ при $\hbar w \ge \hbar w_{ni}$ и $H_{ni} = 0$ при $\hbar w < \hbar w_{ni}$, α_{ni} – нараметр, учитывающий поляризационную зависимость вероятности оптических переходов.

Числевно решая систему уранневий (46) относительно F_e и F_h , на ходим значение скорости спонтанной рекомбинации, а следовательно, и плотность порогового тока J_{th} . График зависимости пороговой плотности тока от температуры показан на рис. 13.



Рис. 13. Зависимость пороговой плотности тока от температуры для прибора с радиусом активной области $r_A = 10$ мкм при различных оначениях коэффициента потерь K

Источники тепла. Плотности мощностей, генерируемые в активной области, запишутся следующими выражениями: для джоулева нагрева

$$g_{\mathcal{J},\pi} = J^2 \rho, \tag{54}$$

вследствие безызлучательной рекомбинации

$$g_5 = (1 - \eta_i) J^2 \rho, \tag{55}$$

в результате поглощения спонтанного излучения

$$g_{norg} = (1 - \eta_{opt})\eta_i J^* \rho, \qquad (56)$$

где *р* – удельное сопротивление; *η* – внутренняя квантовая эффективность; *η*_{орт} – функция выхода.

В ограничивающих слоях лазерной структуры нагрев обусловлен законом Джоуля - Ленца и поглощением спонтанного излучения.

Для Al_xGa₁₋₂As изменение акустических характеристик незначительно, так как фононные моды составляют малую часть от общего числа фононов в области квантовых ям. Предполагается, что средняя длина волны фонона много больше размеров барьерных слоев, поэтому квантоворазмерные слоя взаимодействуют с фононной модой как единая структура, вследствие чего можно усреднить такие характеристики, как удельное сопротивление, коэффициент теплопроводности и нодвижность носителей.

В рамках данного предположения удельное сопротивление определяется формулой

$$\rho = [q\mu(N_{dop}, T)n_{fc}]^{-1}, \qquad (57)$$

где N_{dop} — концентрация легирующей примеси; q – заряд электрона; μ – подвижность носителей заряда; n_{fc} – концентрация свободных носителей, определяемая выражением

$$n_{fc} = \frac{1}{2} N_0 \left[\left(4 \frac{N_{dop}}{N_0} + 1 \right)^{1/2} - 1 \right], \tag{58}$$

где

$$N_{0} = \left(\frac{2\pi m^{*} kT}{h^{2}}\right)^{3/2} \exp(-\frac{E_{a}}{kT});$$
(59)

N₀ – эффективная плотность состояний; *m*^{*} – эффективная масса свободных носителей; *T* – температура; *h* – постоянная Планка; *E*_a – энергия активации легирующей примеси.

Завясимость подвяжности носителей от концентрации легирующей примеси и температуры определяется формулой

$$\mu(T) = \mu_{300} \left(\frac{300}{T}\right)^{b},\tag{60}$$

где μ_{300} – подвижность носителей при температуре T = 300 K; b – параметр, зависящий от типа легирующей примеси и концентрации алюминия. Данные, использованные в расчетах, приведены в табл. 3.

Зависимость удельного сопротивления Al_xGa_{1-x}As от температуры, содержания алюминия в соединении и типа легирующей примеси показана на рис. 14.

Таблица 3

Параметры, необходимые для расчета у јельного сопротивления

Параметр	Пелогчина
Эффективная масса посителей	
• опектроны m.	$(0.067 \pm 0.0835 x)m_e$
е тажелые дырки т _{ъл}	$(0.62 + 0.36x)m_e$
■ легкие дырки ты	$(0.074 \pm 0.36x)m_{e}$
Онергия активации	
легирующей примеси	
$E_a(x)$ M3B	
o Zn	15 ⊩72∞
• Se	$3, x \leq 0.25$
	$[3+1441(x-0.25)], 0.25 \le x \le 0.47$
	$[320 - 77(x - 0.47)], 0.47 \le x \le 0.82$
Подвижность посителей	
µ300 см ² /В-с	
$\mu_{300}(Zn, x=0, p)$	$410[1 - 0.186log_{10}(p/10^{15})],$
	$2 \cdot 10^{16} \le p \le 2 \cdot 10^{16}$
$\mu_{200}(Zn, x = 0.1, p)$	$271[1 - 0.186\log_{10}(p/10^{15})],$
	$2 \cdot 10^{16} \le p \le 2 \cdot 10^{19}$
$\mu_{300}(Zn, x = 0 \ 3, p)$	$145[1 - 0.149log_{10}(p/10^{15})],$
	$2 \cdot 10^{17} \le p \le 7 \cdot 10^{10}$
$\mu_{100}(Se, x = 0.3, n)$	$3580[1 - 0.258log_{10}(n/10^{15})],$
	$5 \cdot 10^{15} \le p \le 7 \cdot 10^{17}$
Параметр степенной	0.01
зависимости 5	
b(Zn, x=0)	1.272
b(Zn,n=0.1)	1.269
b(Zn, x = 0.3)	1.247
b(Se, x = 0.3)	1.41



Рис. 14. Зависимость удельного сопротивления Al_aGa_{t-a}As от температуры и допи апомнии к при различных истирующих примесях: Se (a), Zn (6)

Математическая модель. Лаверную структуру можно разделить на две области: а) активная область $0 \le r \le r_A$; б) ограничивающая структура $r_A \le r \le r_S$ (см. рис. 12).

В [4] для неквантоворазмерных назеров с целью упрошения задачи проводилась замена гетероструктуры на однослойную, термически эквивалентную. В данной работе было решено проверить, применим ли такой подход для квантоворазмерных лазеров. В связи с этим проведен анализ упрощенной модели и точной модели [31,32], в которой распределение температуры рассчитывается в каждом слое.

Эквивалентная толщина каждого слоя в упрошенной модели определяется выражением

$$d_{i,eq} = \frac{d_i a c_{eq}}{a c_i},\tag{61}$$

где d_i – реальная тощина слоя; \mathbf{z}_{eq} – эквивалентный коэффициент теплопроводности, равный теплопроводности материала, превалирующего в структуре; \mathbf{z}_i – реальный коэффициент теплопроводности слоя. Аналогично, эквивалентное распределение плотности мощности источников тепла в каждом слое

$$g_{Lag}(r) = \frac{g_i(r) \, w_i}{w_{eq}}.$$
(62)

В качестве превалирующего материала в активной области был выбран Al_{0.2}Ga_{0.8}As.

Стационарное уравнение теплопроводности имеет вид

$$\frac{\partial^2 T(r,z)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial T(r,z)}{\partial r} + \frac{\partial^2 T(r,z)}{\partial z} = -\frac{g(r,z)}{z}$$
(63)

со следующими граничными условиями:

$$\frac{\partial T(r,z)}{\partial r}\Big|_{r=0,r_{A},r_{S}}=0, \quad T(r,z)\Big|_{z=0}=T_{ref}, \quad \frac{\partial T(r,z)}{\partial z}\Big|_{z=d_{1}}=0.$$
(64)

Аналитическое решение уравнения (63) имеет вид

$$T_{i,I}(r,z_i) = T_{ref}(r) + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn,i,I} J_0(j_{1,n}r/r_A) \times \\ \times \sin(c_m z_i/d_{i,I});$$
(65)

$$T_{i,II}(\tau, z_i) = T_{ref}(\tau) + \sum_{m=1}^{\infty} \sum_{n=1}^{\infty} A_{mn,i,II} J_0(j_{1,n}(\tau - r_A)/(r_S - \tau_A)) \times \\ \times \sin(c_m z_i/d_{i,II}),$$
(66)

где $j_{1,n}$ — нули n-го порядка функции Бесселя первого рода; $c_m = (m - 1/2)\pi$; $m = 1, 2, 3, ...; A_{mn,i}$ – коэффициенты ряда Фурьс, определяемые выражениями

где T_{ref} – температура, зависящая от температуры окружающей среды и нагрева на границе "подложка – теппоотвод", определяемого формулой

$$\Delta T_{HS}(r) = \frac{3\pi \Delta T_{HS}}{8} \Omega(r), \qquad (69)$$

$$\Omega(\mathbf{r}) = \begin{cases} F(\frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, 1; r^2/r_{CO}^2), & 0 < \mathbf{r} \le r_{CO}, \\ \frac{r_{CO}}{2r}F(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, 2; r_{CO}^2/r^2), & r_{CO} < \mathbf{r} \le r_S, \end{cases}$$
(70)

где F(a, b, c; x) – гипергеометрическая функция; ΔT_{HS} – усредненное увеличение температуры на границе "подложка – теплоотвод", задаваемое выражением

$$\Delta T_{HS} = \frac{8Q_T}{3\pi^2 r_{CO} k_{HS}},\tag{71}$$

где r_{CO} – внешний раднус контакта; k_{HS} – коэффициент теплопроводности теплоотвода; Q_T – тепло, выделенное на границе "подложка – теплоотвод", определяемое как суммарное тепло, выделенное на контактах, зеркалах резонатора и подложке. В результате решения уравнения (63) получены профили распределения температуры по слоям лазерной структуры при постоянной плотности тока накачки для поверхностноиолучающего лазера с радиусом активной области $r_A = 10$ мкм.

Раскождение в результатах численного расчета для упрощенной и точной моделей составило 42%, что дает основание говорить о необходимости учета структуры активной области для квантоворазмерных структур. Из рис. 15 видно, что в центре активной области наблюдается нелинейный рост температуры, тогда как по краям структуры заметен быстрый ее спад. Это можно объяснить наличием в активном слое достаточно мощных по сравнению с джоулевым источников тепла: поглощения спонтанного и стимулированного излучения, а также безызлучательной рекомбинации.



Рис. 15. Распределение температуры по сноям памерной структуры при постоянных инотностих тока накачки 200 A/cm^2 (a); 400 A/cm^2 (5); 1060 A/cm^2 (в); 1200 A/cm^2 (г); 1400 A/cm^2 (д); 1600 A/cm^2 (е): 1 – активная область; 2 – N-Al_{0.3}Ga_{0.7}As; 3 – P-Al_{0.3}Ga_{0.7}As; 4 – P^+ -Al_{0.3}Ga_{0.9}As; радиус активной область – 10 мим

Зависимость максимума температуры от размера активной области представлена на рис. 16. Как видно из рисунка, максимальная температура увеличивается пропорционально r_A . Это можно объяснить особенностями распространения тепла в гетероструктуре, связанными с размерами активной области: для лазерных диодов больших размеров отток тепла в блокирующую *p-n-p* структуру осуществляется с



Рис. 16. Зависимость максимальной температуры от радиуса активной области при различных плотностих тока нажачки: 0.2 кА/см² (1); 0.4 кА/см² (2); 1 кА/см² (3); 1.2 кА/см² (4); 1.4 кА/см² (5); 1.6 кА/см² (6)

меньшей эффективностью, чем для приборов с малым радиусом активной области, что и обуспавлявает более сильный их нагрев.

Графики распределения температуры на границе "подложка – теплоотвод" при различных плотностях тока накачки изображены на рис. 17. При подаче больших токов накачки теплоотвод с меньшим коэффициентом теплопроводности нагревается почти в такой же степени, как и сам лазерный диод. В результате наступления теплового равновесия между ними отток тепла из гетероструктуры прекращается, и теплоотвод перестает функционировать. Из рис. 17 видно, что при одинаковой плотности тока накачки нагрев медного теплоотвода выражен значительно менее, чем теплоотвода, выполненного из оксида бериллия, из-за большего ковффициента теплопроводности *Cu*, следовательно, использовать его предпочтительнее.



Рис. 17. Распределение температуры на границе "подложка – теплоотвод" для BeO (а) и Cu (б) теплоотводов при плотностях тока накачки: 0.4 кA/см² (1); 1.2 кA/см² (2); 1.6 кA/см² (3)

Тепловое сопротивление. Одной из важных характеристик лазерного диода является его тепловое сопротивление, определяемое как отношение увеличения температуры активной области лазера к выделенному теплу. На рис. 18 изображена его зависимость от относительной величины тока накачки для различных радиусов активной области. Видно, что величина теплового сопротивления не является постоянным нараметром дазерного кристалла, оно в значительной мере зависит от тока накачки. Это можно объяснить зависимостью коэффициента теплопроводности лазерного кристалла, а также плотности мощности источников тепла от температуры. Необходимо отметить, что для дазеров с большим радиусом активной области величина теплового сопротивления при заданном отношении тока накачки к пороговому гораздо ниже, чем для приборов меньших размеров.



Рис. 18. Зависимость теплового сопротивления лазерного диода от величины тока накачки для различных диаметров активной области лазера 4 20 мкм (1); 15 мкм (2); 10 мкм (3); 5 мкм (4)

Выходная мощность. Мощность излучения полупроводникового инжекционного лазера определяется выражением (36) и является функцией превышения тока накачки над пороговым эначением, но при эначительном увеличении накачки эта зависимость перестает носить линейный характер (см. рис. 19).

Выходная мощность увеличивается с ростом тока накачки; при достижении последним некоторого критического значения наблюдается насыщение, а затем и спад выходной мощности. Нелинейный вид ваттамперной характеристики объясняется сильной зависимостью порогового тока от температуры. Вследствие нагрева, вызванного подачей на лазерный диод накачки, увеличивается утечка носителей из гетероструктуры, возрастает скорость Оже-рекомбинации, что ведет к росту порогового тока, уменьшению отношения тока накачки к последнему и, спедовательно, уменьщению выходной мощности.



Рис. 19. Зависимость выходной мощности от тока накачки для различных диаметров активной области лазера d_A : 5 мкм (1); 10 мкм (2); 15 мкм (3); 20 мкм (4); 25 мкм (5); 30 мкм (6); 35 мкм (7)

На рис. 20 представлена зависимость выходной мощности от температуры для лазера с радиусом 10 мкм при различных значениях коэффициента потерь.



Рис. 20. Зависимость выходной мощности лазерного диода с радиусом ахтивной области $r_A = 10$ мям при различных коэффициентах потерь

Заключение

В данной работе проведен обоор тепловых моделей инжекционных паверов. Проанализирована степень влияния Оже-рекомбинации, спонтанной рекомбинации и утечки носителей из гетероструктуры на величину пороговой плотности тока. Рассмотрены основные механизмы катастрофической деградации гетероструктуры и пазерных зеркал.

Разработана стационарная тепловая модель квантоворазмерной пазерной структуры с вертикальным ресонатором. Проведен сравнительный анализ ее модификаций (реальной к упроценной). Раскождение между результатами вычисцений составило 42 %, что указывает на необходимость учета слоистой структуры активной области в квантоворазмерном дазере. Проанализирована зависимость пороговой плотности тока от температуры при различных значениях коэффициента потерь.

Получены профили распределения температуры по слоям лазерного диода при различных плотностях тока накачки в диапазоне от 200 до 1600 A/см² для лазера с диаметром активной области $d_A = 20$ мкм. Максимальная температура составляет 320.6 и 335.8 К соответственно.

Рассмотрено распределение температуры на границе "подложка – теплоотвод" и проанализирован характер влияния коэффициента теплопроводности теплоотвода на качество работы дазера.

Проведен анализ зависимости теплового сопротивления от размеров активной области и отношения тока накачки к пороговому. Выяснено, что тепловое сопротивление не является постоянной величиной, а зависит от тока инжекции, подводимого к лазеру. Так, для лазера с $d_A = 5$ мкм $R_{TH} = 6.79$ К/мВт, а для прибора с $d_A \approx 20$ мкм $R_{TH} = 0.95$ К/мВт при трехкратном превышении тока накачки над пороговым.

Получены ватт-амперные характеристики, а также зависимость выходной мощности от температуры для приборов с различными размерами активной области. Спад выходной мощности при достижении током накачки некоторого критического значения объясняется сильной зависимостью порогового тока отутемпературы. Полученные ревультаты могут быть использованы при оптимизации режимов работы квантоворазмерного павера с вертикальным резонатором для получения максимальной выходной мощности.

Литература

- Murata S., Nishimura K. A simple new laser diode array model for thermal interraction analysis //J. Appl. Phys. - 1991. - Vol. 70, N²9. - P. 360-364.
- Temperature dependence of GaAs- AlGaAs vertical-cavity surface-emitting lasers / B. Tell, K. F. Brown-Goebeler, R. E. Leibenguht, F. M. Baez //Appl. Phys. Lett. -1992. - Vol. 60, №6. - P. 683-685.
- Sarzala R. P. Finite-element thermal model for monolithic linear arrays of GaAs-AlGaAs strip-buried-heterostructure diode lasers //Electron. Technol. - 1995. - Vol. 28, N^e4. -P. 293-299.
- Nakwaski W., Osinski M. Thermal analysis of GaAs-AlGaAs etched-well surface-emitting double-heterostructure lasers with dielectric mirrors //IEEE J.Quantum Electron. - 1993. - Vol.29, N²6. - P. 1981-1995.
- Lasing threshold in quantum well surface-emitting lasers: many-body effects and temperature dependence / P. L. Gourley, S. K. Lyo, T. M. Brennan, B. E. Hammons //Appl. Phys. Lett. - 1989. - Vol. 55, N²26. - P. 2698-2700.

- Temperature dependence of long wavelength semiconductor lasers / J. O'Gorman. A. F. J. Levi, T. Tanbun-Ek et. all //Appl. Phys. Lett. - 1992. - Vol 60, N=9. - P 1058-1060.
- Modelling temperature effects and spatial hole burning to optimize vertical-cavity surfaceemitting laser performance / J. W. Scott, R. S. Geels, S. W. Corzine, L. A. Coldren // IEEE J.Quantum Electron - 1993. - Vol.29, N²5. - P. 1295-1307.
- Numerical modeling of long wavelength vertical-cavity surface-emitting semiconductor lasers. Part 1: Continuous-wave modeling/ A. Tsigopoulos, V. Paschos, P. Salet, J. Ja quet //Abstracts of 2nd GR I International Conference on New Laser Technologies and Applications. Ancient Olympia. Greece. June 1-4, 1997. - P. 36-37.
- Tsigopoulos A., Paschos V. Numerical modeling of long wavelength vertical-cavity surface-emitting semiconductor lasers. Part 2: Transient thermal modeling //Abstracts of 2nd GR-I International Conference on New Laser Technologies and Applications. Ancient Olympia. Greece. June 1-4, 1997. - P. 38.
- Nakwaski W., Osinski M. Thermal analysis of top-surface-emitting proton implanted microlasers //Conf. Lasers and Electro-Opt. Anaheim Calif. May 10-15. 1992. - Wash ington (D.C.): - 1992. - P. 386-387.
- Oraevsky A. N., Clark M. M., Bandy D. K. Many-temperature model of a laser with dynamics //Opt. Commun. - 1991. - Vol. 85, N²4. - P. 360-364.
- Kiyoyuki Y., Takayuki Y., Shunji S. Two-dimensional numerical simulator for multielectrode distributed feedback laser diodes //IEEE J. Quantum Electron. - 1993. - Vol. 29, N²3. - P. 856-863.
- Nakwaski W. Thermal model of the catastrophical degradation of high-power stripegeometry GaAs/(AlGa)As double-heterostructure lasers //J. Appl. Phys. - 1990. - Vol. 67, Nº4. - P. 1659-1668.
- Франтишева О. П. Тепловая модель поверхностно-изпучающего пазера с вертикальным резонатором //Тезясы докладов VI республиканской научной конференции аспирантов и студентов по физике конденсированных сред. Гродно, 1998. Гродно: Гродн. ун-т, - 1998. С.202.
- Osinski M., Nakwaski W. Thermal crosstalk in two-dimensional arrays of VCSEL's //13th IEEE Int. Semicond. Laser Conf. Takamatsu. Sept. 21-25. 1992. - Tokyo, 1992. - P. 72-73.
- 16. Безотосный В. В., Кумыков Х. Х., Маркова Н. В. Тепловой режим мощных монолитиых линеек инжекционных лазеров //Квант. электрон. – 1996. – Т.23, №9. – С. 775–778.
- Facet heating and degradation mechanisms of AlGaAs QWL's/W. Tang, H. V. Rosen, P. Vettinger, D. J. Webb //Conf. Lasers and Electro-Opt. Anaheim Calif. May 10-15. 1992. - Washington (D.C.): - 1992. - P. 308-309.
- Трусова И. А., Поляков М. Е. Новое объяснение аномальной деградации GaAs пазерных дводов с квантовой ямой //Веслі АН Беларусі, Сер. фіз.-мат. н. - 1996. -N^o4. - С. 75-77.
- Monolithically Peltier-cooled vertical-cavity surface-emitting lasers/ P. R. Berger, N. K. Dutta, K. D. Choquette et. all //Appl. Phys. Lett. - 1991. - Vol. 59, N²1. -P. 117-119.

- Манак И. С., Лисенкова А. М. Тепловой режим работы илжекционных лаверов.: Обзоры по электронной технике. Сер.11. Лазерная техника и оптоэлектроника. //ЦНИИ "Электроника" ~ 1990. Вып. 6(1541).
- 21 Моделирование и экспериментальное изучение инжекционных AlGaAs/GaAs лаверов сцектрального диалазона 780 808 нм с электропными сверхрешеточными барьерами/ В. В. Бенотосный, П. В. Карга, Ч. Ч. Де и др. //Квант. электрон. 1995. – Vol. 22, №4. Р 216 218.
- Progress in long-wavelenhth strained-layer InGaAs(P) qwantum-well semiconductor laser and amplifiers / P. J. A. Thijs, L. F. Tiemeijer, J. J. M. Binsma, T van Dongen // IEEE J.Quantum Electron. - 1994. Vol.30, N²2. - P. 477-498.
- O'Reilly E. P., Adams A. R. Band-structure engineering in strained semiconductor lasers //IEEE J.Quantum Electron. - 1994. - Vol.30, №2. - P. 366-367.
- 24. Temperature dependence of threshold current density $J_{\rm h}$ and differential efficiency η_d of high-power InGaAsP/GaAs ($\lambda = 0.8\mu m$) lasers / H. J. Yi, J. Diaz, l. Eliashevich et. all //Appl. Phys. Lett. ~ 1995. Vol. 66, N²3. P. 253-255.
- Zhao Y.-G., McInerey J. G. Transverse-mode control of vertical-cavity surface-emitting lasers //IEEE J. Quantum Electron. - 1996. - Vol.32, Nº11. - P. 1950-1958.
- Effects of well number in 1.3 μm GaInAsP/InP GRIN-SCH strained-layer quantum-well lasers / T. Namegaya, N. Matsumoto, N. Yamanaka et. all //IEEE J. Quantum Electron. - 1994. - Vol.30, N=2. P. 578-583.
- Iga K., Koyama F., Kinoshita S. Surface emitting semiconductor lasers //IEEE J. Quantum Electron. 1988. Vol. 24, N²9. P. 1845-1854.
- Both W., and Piprek J. Thermal resistance of InGaAs/InP laser diodes //J. Thermal Anal. - 1990. - Vol. 36. - P. 1441-1456.
- S. S. Kutateladze, V. M. Borishanskii A Concise Encyclopedia of Heat Transfer //Oxford:Pergamon - 1966. - P. 43.
- 30. Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И. С. Теорыя полупроводниковых назеров. //Учебное пособие по спецкурсу для студентов специальностей "радиофионка" и "фиоическая электроника". – Мн.: Белгосуниверситет, 1995. – 108 с.
- Дунь О. П., Манак И. С. Тепловая модель поверхноство-излучающего квантоворазмерного лазера с вертикальным резонатором //Материалы II Межгосударственной научно-технической конференции по квантовой влектронике. -- Мн.: Бепгосуниверситет, 1998. - С. 78.
- 32. Дуль О. П., Манак И. С. Компьютерный анализ теплового режима работы поверхностно-изпучающих лазеров с вертикальным резонатором //Материалы П Межгосударственной научно-технической конференции по квантоной электронике. - Мн.: Белгосуниверситет, 1998. - С. 81.

СПЕКТРАЛЬНЫЙ АНАЛИЗ САМОСМЕШЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ ЛАЗЕРЕ

Воздействие на лазер собственного иолучения, рассеянного от внешнего объекта, приводит к изменению режима генерации пазера, оависящему от характера трансформации излучения рассеивающим объектом: его индикатрисы, поляризации, спектрального состава и т.д. Исследование процессов в назере при рассеянии на объекте с ваданными свойствами соответствует так называемой прямой задаче. Однако во многих случаях целью является определение свойств самого объекта по рассеянию на нем пазереного излучения. Такие задачи (называемые обратными) возникают при атмосферных, медицинских, биологических и других исследованиях.

Временные изменения параметров квазиупруго рассеянного света проявляются в его корреляционной функции или, что эквивалентно, в изменении его частотного спектра: при этом спектр может уширяться, сдвигаться, приобретать составляющие на других частотах. При рассеянии на медленно движущихся объектах, например биологических, эти уширения и сдвиги настолько малы (от нуля до нескольких мегагерц при частоте оптических колебаний ~ 5·10¹⁴ Гп), что их измерение обычными спектральными приборами, в т.ч. и наиболее совершенными интерферометрами, практически невозможно. В этих усповнях применим метод оптического гетеродинирования на квадратичном фотодетекторе либо внутрирезонаторное гетсродинирование (самосмешение) рассеянного излучения с исходным пазерным полем. В обоих случаях достигается высокая чувствительность и спектральное разрешение, однако последний метод значительно проще в экспериментальной реацизации (рис. 1). На рис. 1 представлена схема самосмешения в лазере.



Рис. 1. Схема самосмещения в лазере

Здесь: R_1, R_2 – коэффициенты отражения зеркал резонатора по амплитуде; E_p, E_r – амплитуды прямой и обратной волн в резонаторе лазера; E_s – амплитуда рассеянного поля; d_r – длина резонатора; l - расстояние до рассеивающего объекта.

Для описания процесса самосмешения в полупроводниковом инжек ционном лазере используем уравнения динамики дазера, основанные на полновом уравнении для поля и уравнении для концентрации неравновесных носителей заряда [1].

$$\frac{dN_{*}^{*}}{dt^{*}} = j^{*} - N_{e}^{*} - \frac{N_{e}^{*} - N_{0}^{*}}{1 - N_{0}^{*}} e_{p}^{*},$$

$$\frac{de_{*}^{*}}{dt^{*}} = -\frac{e_{p}^{*}\tau_{*}}{2\tau_{p}} \cdot \frac{1 - N_{*}^{*}}{1 - N_{0}^{*}} + K(t^{*})e_{p}^{*}(t^{*} - \tau^{*})\tau_{e} \cos\Delta\Psi(t^{*}, \tau^{*}), \qquad (1)$$

$$\frac{d\varphi_{p}}{dt^{*}} = \frac{\alpha\tau_{e}}{2\Gamma\tau_{p}} \cdot \frac{1 - N_{*}^{*}}{1 - N_{0}^{*}} + K(t^{*})\frac{e_{p}^{*}(t^{*} - \tau^{*})}{e_{\pi}^{*}(t^{*})}\tau_{e} \sin\Delta\Psi(t^{*}, \tau^{*}),$$

где $N^* = N_e/N_{e_{nop}}; e_{\pi}^* = e_p/e_{p_{2nop}}; t^* = t/\tau_{nop}^* = j/j_{nop}$ – нормиронанные концентрация электронов, действительная амплитуда светового поля, время и плотность тока инжекции соответственно; τ_e и τ_p – времена жизни электронов и фотонов; α – коэффициент амплитуднофазовой связи; Γ – параметр оптического ограничения; N_e – концентрация электронов; $N_{e_{nop}} = \tau_e \chi j_{nop}/(ed)$ – пороговая концентрация электронов; e_p – действительная амплитуда электрического поля световой волны; $e_{p_{2nop}} = \sqrt{1/(B\tau_e)} \cdot (n_0 \Gamma \tau_p + n/(cg_0))$ – значение действительной амплитуды поля при $j = 2j_{nop}; j_{nop}$ – пороговая плотность тока; χ – коеффициент инжекции; e – заряд электрона; d – толщина активного споя; B, n_0, g_0 – постоянные величины; c – скорость света в вакууме; $\tau^* = \tau/\tau_e = 2l/(c\tau_e)$ – нормированное время облета внешнего резонатора цлиной $l; N^*_* = n_0/N_{e_{nop}};$

$$\Delta \Psi(t^*, \tau^*) = \varphi_p(t^* - \tau^*) - \varphi_p(t^*) + \Delta \varphi(t^*) - \omega \tau^*;$$
(2)

 $\varphi_p(t)$ и ω – фаза и частота световой волны; $\Delta \varphi(t^*), K(t^*) = k(t^*)/t$, случайные величины, характеризующие возвращающееся в лазер излучение; t_i – время облета фотоном собственного резонатора лазера.

Возникающие в лазере при его облучении рассеянным светом хаотические микропульсации слабо различимы на фоне стационарных составляющих концентрации неравновесных носителей заряда и поля. Поэтому целесообразно представить $N^*(t)$ и $e^*(t)$ в виде

$$N_e^*(t) = N_{st}^* + \delta N_e^*(t) \ \text{if } e_p^*(t) = e_{st}^* + \delta e_p^*(t), \tag{3}$$

где $\delta N^*(t) \ll N_{st}$ и $\delta e_p(t) \ll -$ флуктуации числа электронов и амплитуды поля при воздействии на лазер рассеянного издуче ния. Подставляя выражения (3) в уравнения (1) и учитывая, что $N_{st} = 1, \ e^*_t = \sqrt{j^* - 1}$, получим следующую систему уравнений:

$$\frac{d(\delta N_{*}^{*})}{dt^{*}} = -\left(\frac{j^{*}-1}{1-N_{0}^{*}}+1\right) \quad \delta N_{*}^{*} - 2\sqrt{j^{*}}-1 \cdot \delta e_{*}^{*}(t),$$

$$\frac{d(\delta e_{p}^{*})}{dt^{*}} = \frac{\tau_{*}}{2\tau_{p}} \cdot \frac{\sqrt{j^{*}-1}}{1-N_{0}^{*}} \cdot \delta N_{*}^{*}(t) + K(t^{*})\sqrt{j^{*}-1} \cdot \tau_{e} \cos \Delta \Psi(t^{*},\tau^{*}), \quad (4)$$

$$\frac{d\varphi_{p}}{dt^{*}} = -\frac{\alpha\tau_{*}}{2\Gamma\tau_{p}} \cdot \frac{\delta N_{e}^{*}}{1-N_{0}^{*}} + K(t^{*})\tau_{e} \sin \Delta \Psi(t^{*},\tau^{*}).$$

Для решения обратной садачи необходимо установить взаимосвязь между спектрами рассеянного излучения и комплексной амплитуды поиз внутри резонатора лазера. Введем следующие обозначения:

$$F_N(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta N_e^*(t) \cdot e^{-i\omega t} dt, \qquad (5)$$

$$F_{e}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \delta e_{p}^{*}(t) \cdot e^{-i\omega t} dt, \qquad (6)$$

$$F_{\varphi}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} \varphi_{p}(t) \cdot e^{-i\omega t} dt.$$
 (7)

Далее воспользуемся следующим свойством преобравования Фурье (П Φ): если для величины x(t) существует П $\Phi X(\omega)$, то

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx(t)}{dt} e^{-i\omega t} dt = i\omega X(\omega).$$

С учетом принятых обозначений из первого уравнения системы (4) получаем :

$$i\omega F_N(\omega) = -a_1 F_N(\omega) - 2e^*_{ii} \cdot F_c(\omega),$$
 (8)

где $a_1 = 1 + (j^* - 1)/(1 - N_0^*)$. Выражая $F_N(\omega)$ из (8), будем иметь

$$F_N(\omega) \cdot (a_1 + i\omega) = -2e_{st} \cdot F_e(\omega). \tag{9}$$

Применяя те же операции ко второму уравнению системы (4), можно ваписать

$$i\omega F_e(\omega) = a_2 F_N(\omega) + \tau_e e_{st} \cdot \int_{-\infty}^{\infty} K(t) \cos \Delta \Psi(t,\tau) \cdot e^{-i\omega t} dt, \qquad (10)$$
где $a_2 = \tau_e/(2\tau_p) \cdot e^*_t/(1 - N_0)$. Рассмотрим подробнее ин геграл в выражении (10):

$$\int_{-\infty}^{\infty} K(t)\tau_e e_{st}^* \cdot \cos\Delta\Psi(t,\tau) \cdot e^{-i\omega t} dt = \frac{\tau_e e_{st}^*}{2} \int_{-\infty}^{\infty} K(t) \cdot e^{i\Delta\Psi(t,\tau)} \cdot e^{-i\omega t} dt + \frac{\tau_e e_{st}^*}{2} \int_{-\infty}^{\infty} K(t) \cdot e^{-i\Delta\Psi(t,\tau)} \cdot e^{-i\omega t} dt = \frac{\tau_e e_{st}^*}{2} (I_1 + I_2).$$

С учетом этих преобразований уравнение (10) примет вид

$$i\omega F_e(\omega) = a_2 F_N(\omega) + \frac{e_{\omega}\tau_e}{2}(I_1 + I_2)$$
(11)

Применим те же операции к третьему уравнению системы (4), тогда

$$i\omega F_{\varphi}(\omega) = -a_3 F_N(\omega) + \frac{1}{2i}(I_1 + I_2), \qquad (12)$$

где $a_3 = (\alpha \tau_e)/(2\Gamma \tau_p) \cdot 1/(1 - N_0^*)$. Таким образом, система уравнений для расчета спектров δN^* и δe^* имеет вид:

$$F_{N}(\omega) \cdot (a_{1} + i\omega) = -2e_{st}^{*} \cdot F_{c}(\omega),$$

$$i\omega F_{c}(\omega) = a_{2}F_{N}(\omega) + \frac{1}{2}e_{st}^{*}\tau_{c}(I_{1} + I_{2}),$$

$$i\omega F_{\varphi}(\omega) = -a_{3}F_{N}(\omega) + \frac{\tau_{s}}{2i}(I_{1} + I_{2}).$$
(13)

Рассмотрим отдельно интеграл I_1 . Используя (2), распишем выражение для $\Delta \Psi(t,\tau)$ и сгруппируем стохастические и детерминированные величивы:

$$I_1 = e^{-i\omega\tau} \int\limits_{-\infty}^{\infty} (K(t)e^{i\Delta\varphi(t)}) \cdot e^{i(\varphi_p(t-\tau)-\varphi_p(t))} \cdot e^{-i\omega t} dt.$$

Далее введсм следующие обозначения:

$$F_{s}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} K(t) e^{i\Delta\varphi(t)} \cdot e^{-i\omega t} dt, \qquad (14)$$

$$F_{\varphi 1}(\omega) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{i(\varphi_p(t-r) - \varphi_p(t))} e^{-i\omega t} dt.$$
(15)

Воспользовавшись свойством ПФ для произведения двух сигналов, *I*₁ можно преобразовать к виду

$$I_1 = rac{e^{-i\omega au}}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} F_s(x)F_{arphi 1}(\omega-x)dx.$$

Проделывая те же преобразования со вторым интегралом I_2 и учитывая, что $K(t) = K^*(t)$, получим

$$l_2 = \frac{i\omega\tau}{2\pi} \int\limits_{-\infty}^{\infty} F^*_{\sigma}(x) F^*_{\varphi 1}(-\omega-x) dx.$$

Таким образом, оченидно, что аналитическая связь между спектром рассеянного излучения в спектрами для концентрации электронов и амплитуды поля не может быть получена в явном виде и требует численного решения системы уравнений (13). При этом необходимо задавать спектр рассеяния $F_s(\omega)$, спектр $F_{\varphi 1}(\omega)$ в нычислять их свертку. При этом для определения спектра $F_{\varphi 1}(\omega)$ необходимо также решать систему уравнений (4). Такой способ расчета не оправдывает себя, так как та же задача может быть решена другим, более простым способом, а именно путем численного решения системы уравнений (4) и на основе полученных временных зависимостей – расчета спектров с помощью специальных программ, основанных на методе быстрого преобразования Фурье.

В общем случае решение систем уравнений (1) и (4) осуществлялось в три этапа. На первом этапе рассматривались процессы в лазере с момента включения питания и до момента достижения пороговой концентраций электронов N_{enop} , на втором – от момента начала генерации до момента, когда отраженное от внешнего объекта излучение вериется в лазер. На третьем этапе решалась система уравнений для приращений (4) с учетом рассеянного излучения (рис. 2). Численное решение уравнений осуществиянось методом прогноза и коррекции Хемминга.



Рис. 2. Отклих вавера для концентрации внектронов (а), действительной амилитуды поля (б) в фазы ноля (в) при $J/J_{rop} = 1.01; \tau_s = 2$ нс; $\tau_p = 2$ пс; $\Gamma = 0.8$

Для моделирования случайной природы рассеянного излучения разработав датчик случайных чисел [2]. В его основу положен мультипликативный конгрузнтный метод, согласно которому псевдослучайная последовательность вычиспяется по рекуррентным формулам:

$$x_i = x_i / M, x_i^* = (a \cdot x_{i-1}^*) \mod M, i = 1, 2, 3, \cdots,$$

где a, M, x_{0} — параметры программного датчика. Величина M выбиралась на основе утверждения: если $M = 10^{p}$, где p принимает значения равные 5,6,7,8,9, c = 0 и т не кратно 2 или 5, то цериод линейной контрузнтной последовательности $T = 5 \cdot 10^{p-2}$ тогда и только тогда, когда $a \mod 200$ принимает одно из следующих 32 значений: 3, 11, 13, 19, 21, 27, 29, 37, 53, 59, 61, 67, 69, 77, 83, 91, 109, 117, 123, 131, 133, 139, 141, 147, 163, 171, 173, 179, 181, 187, 189, 197.

Величина а выбирается из условий: $a > \sqrt{M}$, a > M/100, $a < M - \sqrt{M}$, $a \mod 200 = 21$, причем последовательность разрядов в двоичном или десятичном представлении a не должна иметь простого, регулярного вида. Эти условия реализуются с помощью выражения

$$a = \left[(0.01 \cdot M + M - \sqrt{M}) / 400 \right] * 200 + 21.$$

Величина x_0 – стартовое целое неотрицательное число, которое может быть задано пользователем; x_i – псевдослучайная последовательность чисел.

Разработанный датчих позволяет генерировать псевдослучайные числа, подчиняющиеся различным законам распределения. В частности, формировалась последовательность чисел с гауссовским законом распределения

$$f(x) = n_1(x \mid \mu, D) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \cdot \exp\left\{-\frac{(x-\mu)^2}{2D}\right\},$$

где μ – математическое ожидание; σ^2 – дисперсия. Сама гауссовская всличина генерировалась согласно следующему алгоритму :

$$\xi^* = \sqrt{\frac{12}{N}} \cdot \left(\sum_{i=1}^N \alpha_i - \frac{N}{2}\right), \quad \xi = \mu + \sqrt{D}\xi^*.$$

Здесь α_i – спучайная величина, распределенная равномерно между нулем и единицей. В некоторых случаях формировалась случайная последовательность чисел с рэлеевским распределением

$$f(x) = rac{x}{\sigma^2} \cdot \exp\left\{-rac{x^2}{2\sigma^2}
ight\}, ext{ rge } x \in (0,\infty).$$

Рэлеевская случайная величина определяется выражением

$$\xi = F_0^{-1}(\alpha).$$
39

Здесь $F_0^{-1}(y)$ есть функция, обратная функции $F_0(x)$, где

$$F_0(x)=\int^x f(y)dy=1-\exp\left\{-rac{x^2}{2\sigma^2}
ight\}$$

Она находится во условий $F_0(x) = y, \ F_0^{-1}(y) = x$ и в данном случае имеет вид

$$F_0^{-1}(y) = \sigma \cdot \sqrt{-2 \cdot \ln(1-y)}.$$

Тогда случайную величину ξ можно представить в виде

$$\boldsymbol{\xi} = \boldsymbol{\sigma} \cdot \sqrt{-2 \cdot \ln(1-\alpha)}.$$

Разработана программа для ананиза получаемых псевдослучайных последовательностей, основанная на двух эмпирических тестах: проверки серий и проверки равномерности (проверкя частот) [3]. Исходный массив чисел A_i преобразуется в массив целых чисел B_i с помощью преобразования: $B_i = [b \cdot A_i]$. Проверка равномерности заключается в сравнении чисен массива B_i , подсчете количества одинаковых чисел и применении к нему критерия χ^2 с числом категорий k = b и вероятностью $p_1 = 1/b$, в результате чего получаем величину V_2 .

$$V_2 = \frac{1}{N \cdot p_1} \sum_i (B_i - N \cdot p_1)^2,$$

Проверка серий включает в себя сравнение пар чисел массива B_i , подсчет числа одинаковых пар и применение к нему критерия χ^2 с числом категорий $k = b^2$ и вероятностью $p = 1/b^2$:

$$V_1 = rac{1}{m_{st}} \sum_i \left(rac{B_i^*}{p}
ight) - m_{st},$$

где m_{st} - константа. После этого вычисияется статистика

$$V = V2 - 2 \cdot V1.$$

Она имеет распределение χ^2 с $(b-1)^2$ степенями свободы. Величина b выбирается из соотношения $N > 5 \cdot b^2$, $b = \sqrt{N/5}$, где N — общее число элементов массива B.

Польвуясь разработанным датчиком, рассмотрим реакцию дазера на рассеянное получение с равномерным спектром флуктуаций. Будем моделировать величину k(t) по рэлеевскому закону распределения, а $\Delta \varphi(t)$ – по равномерному. Тогда общий закон распределения для функции рассеяния Y_{sl} , определяемой в формуле (14) как

$$Y_{sl} = k(t) \cdot \exp\{i \cdot \Delta \varphi(t)\},\$$

будет гауссовским. Величины K(t) и k(t) связаны соотношением $K(t) = k(t)/t_i$. Изменяя эпачения случайных возмушающих функций на каждом шаге численного интегрирования (рис. 3a), мы тем самым формируем возмущающее ноздействие с равномерным спектром.



Рис. 3. Реализация Y_{eff} (a) при $J/J_{mop} = 1.01; \tau_p = 2$ нс; $\tau_p = 2$ пс; $\Gamma = 0.8;$ сцектры отклика дазера (6) при J/J_{gop} : 1.01 (1); 1.1 (2); 1.3 (3); 1.5(4)

Поскольку k(t) п $\Delta \varphi(t)$ имеют широкий спектр (белый шум), реакция лазера на такой эхо-сигнал по сути дела представляет собой его частотную характеристику. Максимум отклика соответствует собственной ревонансной частоте лазера (рис. 36).

При рассеянии на одиночной сферической частице слагаемое в правой части уравнения для амплитуды поля можно ваписать в виде

$$F_{\text{BODM}} = \frac{b}{kl} \cdot S_l \cdot E_p \left(t - \tau \right) e^{-i \left(\omega \tau + \frac{3\omega}{r} - \delta l(t) \right)},$$

где учтено, что

$$\frac{1}{l+\delta l(t)} \simeq \frac{1}{l} \cdot \left(1 + \frac{\delta l(t)}{l}\right) \simeq \frac{1}{l}, \ l \gg \delta l(t),$$

а также, что

$$E_p\left(t-rac{2}{c}(l+\delta l(t))
ight)\simeq E_p\left(t-rac{2l}{c}
ight).$$

Для рэлеевского рассеяния функция Ми S, имеет вид [4]:

$$S_i = \frac{n_{ef}^2 - 1}{n_{ef}^2 + 1} \cdot \left(\frac{2\pi r_a}{\lambda}\right)^3,$$

где n_{of} – показатель преломления частицы; r_a – раднус частицы. При расчете положено $n_{of} = 1.05$, $r_a = 0.1 \cdot 10^{-6}$ м. Будем считать, что



Рис. 4. Спеттры рассеянного молучения (а); концентрации электронов (б); действительной амплитуды нозв (в) и фары поле (г) при $\Delta_{d1} = 0.1$ мм; $J/J_{nep} = 1.01; \tau_e = 2$ ис $\tau_p = 2$ ис; $\Gamma = 0.8$

смещение рассеивающей частицы подчиняется гауссовской статистике

$$f(\delta l) = \sqrt{rac{2}{\pi\Delta_{\delta l}^2}} \exp\left\{-rac{4(\delta l-M_{\delta l})^2}{\Delta_{\delta l}^2}
ight\},$$

где $M_{\delta l}$ – математическое ожидание; $\Delta_{\delta l}$ – величина, которая определяется как циркна функции $f(\delta l)$ на нолувысоте

$$\Delta_{\delta l} = 2\sigma_{\delta l} = 2\sqrt{D_{\delta l}},$$

где $\sigma_{\delta l}$, $D_{\delta l}$ - среднеквадратическое отклонение и дисперсия δl соответственно. В расчете положено $M_{\delta l} = 0$ и $\Delta_{\delta l} = 0.1$ мм.

Анализ спектров отклика цазера на рассеянное излучение показывает, что существует корреляция между спектрами для концентрации электронов (рис. 46) и действительной амплитуды поля (рис. 4в) со спектром оптического эхо-сигнала (рис. 4а). Для спектра фазы поля (рис. 4г) также характерно наличие пиков на соответствующих частотах. Расчеты показывают, что увеличение дисперсии величины *бl* приводит к изменению спектра рассеянного излучения и соответственно к изменению слектров отклика дая фазы поля при этом наблюдается увеличение амплитуды пиков, что связано с увеличением интервала флуктуаций фазы поля.

Таким образом, спектры отклика пазера при воздействии на него оптического эхо-сигнала различной природы воспроизводят спектр рассеянного излучения в области частот, близких к собственной резонансной частоте, а также ниже се. При этом наблюдается сильное влияние собственной частотной характеристики лазера на интенсивность соответствующих спектральных составляющих.

Для нахождения закона распределения случайной величины X строилась гистограмма, при этом шаг разбиения всего диапазона полученных значений случайных величин выбирался из условия $h_r = 0.2 \cdot \sigma$. Для оценки параметров случайных величин, обладающей милимальной дисперсией в классе несмещенных оценок, рассчитывались математическое ожидание m_x , дисперсия D_x и коэффициент автокорреляции r_{xx} :

$$m_x = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N X_i, \quad D_x = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (X_i - m_x)^2,$$
$$r_{xx} = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (X_i - m_x)(Y_i - m_y) \cdot \frac{1}{\sqrt{D_x D_y}}.$$

где X и Y – значения случайной величины, рассматриваемые как совокупность N пар.

При моделировании закона распределения величины Y_{sl} в виде гауссовской или рэлеевской функций распределение действительной амилитуды флуктуационной компоненты поля представляет также гауссовскую (рэлеевскую) кривую, но при этом имеет другие статистические параметры (табл. 1, рис. 5).

Таблица 1

Статистические параметры самосмещения в полупроводниковом ласере

Вели-	Распределение Ум			
THOMA	рөлеевское		гауссовское	
	D_{σ}	Fee	D _a	Fare
Y _{al}	4.1 10-7	-0.016	94.10-6	-9.4 . 10-4
Se.	7.9 · 10 ⁻⁶	0.9947	1.8 · 10 ⁻⁶	0.9948
δNe	1.3 · 10 ⁻⁹	0.9998	2.9 · 10 ⁻⁹	0.9998



Рис. 5. Гистограммы для Y_{sl} (1), δe_p (2) и δN_s (3) при гауссовской (а) и релеквской (6) реализации Y_{sl}

Заметим, что результат расчета статистических характеристик самосмещения чувствителен к качеству формирования случайных поспедовательностей, что следует из сравнения разработанного авторами [2] и встроенного (имеющегося в ПЭВМ) датчика случайных чисел.

Тем не менее можно утверждать, что рассчитанные гистограммы для откника назера ($\delta N_e, \delta e_p$) на стохастический эхо-сигнал близки к функции распределения возмущающего воздействия Y_{si} , однако при этом дисперсия распределения для концентрации электронов и коэффициенты автохорреляции величин δN_e и δe_p заметно изменяются по сравнению с соответствующими значениями для Y_{si} .

Литература

- Карих Е.Д., Рудой А.Г. Математические модени полупроводникового инжекционного пазера в режиме когерентной регистрации онтического око сигнала (обсор) //Лаверная и оптико-электронная техника: Межвув. сб. науч. тр. Вып. 3. – Мн.: БГУ, 1995 – С. 44-62.
- Карих Е.Д., Осадчий А.В. Мультипликативный конгруонтный датчик случайных чисси для имитации стокастической обратной связя в давере //Квантовая электроника. Тео. докл. Межгосуд. научно-техн. конф. (Минск, 7 - 10 октября 1996 г.). – Мн.: БГУ, 1996. – С. 55.
- 3. Кнут Д. Искусство программирования для ЭВМ. Т. 2. М.: Мир, 1977. 730 с.
- 4. Хюлст Г. Рассеяние света малыми частицами. М.: ИЛ, 1961. 538 с.

С. Н. Дрозд, И. С. Манак, В. А. Фираго

МЕТОДЫ И СРЕДСТВА ЛАЗЕРНОЙ ДИОДНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ В ГАЗОАНАЛИТИЧЕСКИХ ЗАДАЧАХ (обзор)

Введение

Методы лазерной спектроскоппи применяются для решения широкого круга задач, к числу которых относится обнаружение и оценка концентраций примесей в газах, жидкостях, твердых прозрачных гелах, а также измерение содержания различных газовых компонентов в смесях [1]. Применительно к газовым средам - это задача лазерного газового анализа (ЛГА). Интерес к методам ЛГА обусловлен быстрым прогрессом лазерной техники и широкой областью их применения при определении состава газов, используемых в промышленности; при контроле загрязнения атмосферы в ходе проведения экологических исследований в городах и бионогических заповедниках, вблизи промышленных зон и автомагистралей [2, 3]; при проведении научных исследований по анализу технологических газовых смесей, направленных на совершенствование технологий изготовления высокочистых веществ, оптимизацию процессов сгоравия в автомобильных двигателях и ТЭЦ, а также катализа отходящих газов с целью создания экологически чистых систем [4, 5]; при анализе продуктов химических реакций в газовых средах, в медицинских исследованиях; при поиске полезных ископаемых. Применение лазеров позволило повысить чувствительность обычных оптических методов газового анализа, таких, как абсорбционный и оптико-акустический. Широкое применение также получил метод фазовой модуляция, улучшен метод лазерно-индуцированной флуоресценции, который используется при диагностике пламени. Кроме того, появились новые методы комбинационного рассеяния, многоступенчатой ионизации и др., использующие лазер в качестве источника зондирующего излучения.

Воздействие когерентного лазерного излучения на вещество может иметь резонансный характер, что позволяет селективно возбуждать энергетические уровни атомов и молекул. Поскольку спектр резонансного поглощения исследуемого вещества зависит от химического состава, пространственного строения молекул, изотопического состава, то с помощью ЛГА можно также выявлять различные химические элементы, молекулярные связи, стереоизомеры и т. п. Применение инжекционных лазеров выводит на качественно новый уровень решение задач лазерного газового анализа.

45

1. Преимущества а особенности применения инжекционных полупроводниковых лазеров

За последнее десятилетие методы диодной лазерной спектроскопия (ДЛС) развивались достаточно быстро, что позволяет рассматривать это на правление как одно из наиболее перспективных при решении различных за дач газоанализа. Необходимо отметить основные преимущества инжекционных лазеров при решении задач газового анализа малая ширина линан излу чения; непрерывная перестройка в заданном диапазоне длин волн; высокая интенсивность излучения, досгаточная для возбуждения значительной доли атомов и молекул; возможность коллимании и фокусировки в нучок малого диаметра, малая длительность импульса (менее 1 пикосекунды). Эффективность их применения в лазерной сисктроскопия определяется также легко достигаемой перестройкой длины волны излучения за счет изменения внешних воздействий, что позволяет оптимальным образом согласовывать спектры поглощения контролируемых веществ и слектры излучения дазерных источников. Для спектроскопических исследований пригодны как лазеры непрерывного действия с одночастотным излучением, так и импульсные лазсры, где нестабильность температуры активной области ведет к заметному размытию спектральной полосы. Одночастотная генерация достигается в одномодовых лазерах (лазерах со специальной конструкцией резонатора, с селективным резонатором, распределенной обратной связью (РОС), распределепным брэгтовским отражателем (РБО)). Одномодовые полупроводниковые лазеры являются идеальными источниками света для систем регистрации трассовых газов применительно к абсорбционной спектроскопии из-за своей компактности, помехоустойчивости, высокой надежности. В непрерывном одночастотном режиме спектральное разрешение достигает 50 кГц, что на много порядков выше, чем в случае применения дифракционных спектрометров. Кроме того, типичный коэффициент полезного действия (КПД) лазерных диодов составляет более 25%. Однако есть сообщения о создании экспериментальных образцов лазерных диодов на Ga Al As с эффективностью ~57% и делается вывод, что для гетеролазеров она может быть увеличена до ~75% [6]. Такое широкое применение ДЛС обусловлено рядом параметров, достижимых с помощью ДЛ при решении аналитических задач [5]. Анализаторы на основе диодных лазеров (ДЛ) обладают высокой чувствительностью к концентрации газообразных веществ и большим динамическим диапазоном детектирования. Для многих газов чувствительность можно довести до значений 10-8-10-9. Такие значения получают при малой мощности лазерного ИК-излучения (менее 1мВт) и использовании открытых оптических трасс (порядка 100 м) либо многопроходных кювет [7]. При использовании в качестве источников из тучения в абсорбщинных спектрометрах одномодовых квантоворазмерных лазеров с длиной волны от 760 до 2000 км можно получить чувствительность регистрации трассовых газов порядка нескольких ppm (particle per million – частиц на мыльнов – 10⁻⁶) и ниже [8].

ДЛС характеризуется высокой селективностью при измерения компонентов газовой смеси и способностью одновременной регистрации с помощью одного лазера разных газов, имеющих спектры поглощения в одном спектральном диапазоне. Эти свойства обусловлены характерной для полупроводниковых инжекционных лазеров возможностью широкодиапазонной кусочно-непрерывной перестройки частоты с одновременным сохранением высокого спектрального разрешения.

Для аналитических применений инжекционных лазеров характерна высокая точность измерений концентрации и высокая скорость детектирования. Это определяется тем, что контур ляная поглощения регистрируемого вещества детектируется практически без искажений за время порядка 1 мкс. Погрешность измерения концентраций меньше 10%, а и при необходимости можно получить десятые доли процента. Большую часть задач газоанализа можно решать в реальном масштабе времени (быстродействие до 10 мс).

В то же время характерной особенностью ДИС является то, что процесс регистрации спектров во многом определяется кусочно-непрерывным видом перестроечной характеристики ДЛ. Такой вид перестроечной кривой обусловлен заметным различием между скоростями, с которыми перемещаются максимум контура усиления и частоты продольных мод резонатора ДЛ при изменении температуры и под воздействием других внешних факторов. Необходимо отметить, что перестроечная кривая полупроводникового инжекционного лазера при определенном режиме работы воспроизводится достаточно хорошо. Исключения составляют небольшие области в окрестности переключения частоты генерации лазера с одной продольной моды на другую. Основная проблема при регистрации спектров заключается в том, что получаемые фрагменты имеют ограниченную протяженность (обычно 0.5 - 2 см⁻¹) [9]. При изменении температуры, амплитуды, длительности и скважности импульсов накачки, перестроечная характеристика лазера изменяется, при этом участки перескока мод могут сместиться по шкале частот. Таким образом, при определенном навыке можно перекрыть весь спектральный диапазон, в котором погнощает исследуемая молекула. Однако процесс получения нужного количества фрагментов спектра оказывается достаточно трудоемким. Кроме того, довольно сложно "спать" отдельные фрагменты для получения полного спектра исследуемого объекта.

Главным критерием применимости полупроводниковых инжекционных лазеров является наличие в ИК-спектре поглощения достаточно контра стной колебательно-вращательной структуры и возможность практически полной автоматизации процесса измерений благодаря электронному способу управления параметрами излучения лазера. Сканирование и подстройка частоты происходит за счет вариации параметров тока накачки или изменения температуры лазера.

Необходимо отметить и недостатки ДЛС. Лазеры среднего ИКдиалазона, изготавливаемые на основе солей свинца и излучающие в диапазоне от 4 до 46 мкм, работают при низких температурах (менее 100 К), и для работы с ними применяют жидкие хладоагенты (гелий и азот). Максямальная мощность этих лазеров небольшая (~100 микроватт в моде) и поэтому для чувствительного приема требуются охлаждаемые фотодетекторы. Малая мощность лазеров в среднем ИК-диапазоне делает практически невозможным дистанционную диагностику в лидарном режиме. Лазеры ближнего ИК-диапазона обладают большей мощностью и работают цри комнатных или пониженных температурах, которые реализуются с помощью элементов Пельтье. Однако в этом спектральном диапазоне лежат практически только обертоны основных колебательно-вращательных полос поглощения молекуд, имеющие интенсивность на несколько порядков меньше, что снижает чувствительность детектирования [7].

На данный момент главным недостатком ДЛС является относительная сложность и высокая стоимость систем на основе инжекционных лазеров. Поэтому при создании газоанализаторов на основе полупроводниковых инжекционных лазеров для решения конкретных задач необходимо соизмерять затраты с полученным результатом.

2. Конструкция и спектральный диапазон работы днодных лазеров

В настоящее время для изготовления ДЛ применяются полупроводнаковые твердые растворы на основе соединений A^3B^5 (A – Al, Ga, In; B – P, As, Sb) в A^4B^6 (A – Ge, Sn, Pb; B – S, Se, Te). Лазерами, изготовляемыми в настоящее время из полупроводниковых растворов различного состава, перекрывается общирный спектральный диапазон от 0.7 до 46 мкм. Большинство работ по ДЛС связано с использованием полупроводников типа A^4B^6 , работающих в спектральном диапазоне от 3 до 30 мкм, в котором находятся фундаментальные полосы поглощения подавляющего большинства молекул. Сравнительно недавно дианазон работы лазеров этого типа был расширен до 46 мкм, что позволяет исследовать различные типы деформационных колебаний, а также высокочастотные части вращательных спектров ряда молекул. Однако широкое применение могут получить лишь ДЛ без криогенного охлаждения. На данный момент такие дазеры при комнатной температуре излучают в области до 2 мкм, с термоэлектрическим охлаждением в непрерывном режиме могут рабогать до 2.5 мкм, а в импульсном – до 3.2 мкм 'Это позволяет исследовать обертоны и комбинационные полосы молскул, спектры некоторых электронных переходов. Примеры применяемых в ДЛС лазеров и перекрываемые ими диапазоны длии волн приведены в габл. 1 и на рис 1,

Как видно из таблиц, лазеры на основе Al GaAs, излучающие в области длин волн 620 - 900 нм, используются в системах определения влажности воздуха и концентрации кислорода. Лазеры со структурой InGaAsP и GalnAsSb перекрывают область 1200 - 2200 нм и применяются для мониторинга различных газов: HF, H2O, NH3, H2S, CH4, CO2 и т.д. В этих областях используется поглощение на обертонах OCHOBILLIX колебательновращательных полос, лежащих в средней области ИК-спектра. ДЛ на основе CdPbS генерируют в диапазоне 2.5 – 4.3 мкм а на основе PbSSe – в диапазоне 4.1 – 8.5 мкм. Инжекционные дазеры на основе GalnAsSb и CdPbS перекрывают интервал 2 - 3.5 мкм, в котором много полос поглощения СН. CO. HCN. HCL N₂O B T. J. [10].

Таблица І

Лазер	Перекрываемый соектральный довпазон	Изучаемые компоненты
Al GaAs	620 900 нм	O ₂ , H ₂ O
		НГ 1321 нм
InGaAsSb		H ₂ O 1393 нм
	1200 — 2200 нм	NH ₁ 1514 нм
		H ₂ S 1575 нм
GaInAsSb		СН4 1650 нм
	_	СО1 1950 нм
CdPbS	2 5 4,3 мкм	CO ₂ , HCN, HCI
PbSSe	4.1 — 8.5 мкм	C0, CO ₂
GaAs	850 - 900 HM	¹¹³ Cs, Xe
PbS _x Se _{1-x}	4700 нм	CO
	5350 нм	CO, NO, H ₂ O
Pb _{1-#} Sn _x Te	3660 - 8990 ям	SO ₂
	10600 нм	SF2, NH3, C2H4
Pb _{1-x} Ge _x Te	5320 нм	NO
РЬТе	6500 нм	CH4, NO2, NH3
Pb _{1-x} Cd _z S	3580 нм	HCl, H ₂ CO

Лазеры и контролируемые с их помощью аримеси



Рис. 1. Исследуемые в ДЛС переходы контролируемых компонент и длины волы генерации диодных лазеров:

- классификация молекулярных спектров в соответствии с типом перехода и их расположения на шкале длин волн;
- расположение некоторых полос поглощения ряда молекул,
- представляющих наибольший практический интерес; спектральные области, в которых работают диодные лазеры различного состава.

По мере развития и усовершенствования конструкции излучение диодных лазеров на данный момент может быть промодулировано с частотами выше 100 МГц. Инжекционные лазеры с распределенной обратной связью имеют выходную мощность порядка десятков милливатт. Для эффективной селекции устойчивой лазерной моды применяется решетка Брэгга, в отличие от многомодовых резонаторов Фабри-Перо, которые используют отражение излучения от граней резонатора

Недавние эксперименты со структурами InAsP и InGaAs предполагают, что длина волны лазера на основе квантоворазмерной структуры InGaAs можетдостигнуть 2.5 мкм. Продвижение за эгу границу с использованием компонент 3-5-й групп требуст добавления в структуру сурьмы Sb. Полупроводниковые лазеры, использующие Sb. технологически можно сделать излучающими до 10 мкм. Практически же эти лазеры могут излучать в интервале 2 - 3.5 мкм, который богат полосами поглощения CH₄, CO, CO₂, HCN, HC { и N₂O, что позволяет получать чувствительность порядка долей ррт Коммерчески доступные лазеры на солях свинца излучают в средней ИК-области, однако в интересующем нас диапазоне от 2 до 3 мкм такие лазеры пока не работают. Большинство диодных лазеров на основе элементов 3 5-й группы (AℓGaAsSb, InGaAsSb или InAsPSb на подложке либо из InAs, либо GaAs) работают в интервале 2 - 4.5 мкм. Методы выращивания таких структур включают в себя методы молекулярно-лучевой, жидкофазной эпитаксии, либо эпитаксию из металлоорганических соединсний.

Активная область лазера на антимониде (Sb) представляет собой квантоворазмерную структуру на основе InGaAsSb, окруженную барьернымя слоями из Al GaAsSb толциной 15 - 20 нм (рис. 2). Состав и толщина (6-15 нм) квантоворазмерных ячеек определяет длину волны генерирусмого излучения. Дополнительные барьерные слоя из n-и p-Al GaAsSb толщиной по 2 мкм обеспечивают оптическое ограничение для лазерного излучения и электрическое для инжектированных в активную область носителей. Сильно легированный р⁺-GaSb служит для обеспечения низкоомного омического контакта со слаболегированным p-AlGaAsSb слоем Подложка представляет собой структуру на основе п⁺- GaAsSb с размерами. толщина ~150 мкм, ширина ~300 мкм, длина ~500-2000 мкм Контактные нолосы, представляющие собой окисный сдой шириной от 5 до 300 мкм и толщиной ~300 нм, наносятся фотолитографическим способом. Кроме того, контакты со стороны р-слоя обычно покрывают слоем меди для обеспечения оптимального теплообмена. В средней ИК-области лазеры такого типа обладают выходной мощностью от нескольких милливатт до нескольких ватт [8].

До сых пор диодные лазеры в средней ИК-области представляли собой структуру с резонатором Фабри-Перо без какой-либо встроенной системы модовой селекции. Исключение составляет диодный лазер на основе соединения $A\ell$ GaAsSb/InGaAsSb (λ =2 мкм) с распределенным брэгговским отражателем, имеющий одну устойчивую моду при комнатной температуре, ра



Рис. 2. Лазер на основе квантоворазмерной структуры InGaAsSb

ботающий в импульсном режиме. Большинство лазеров с резонатором Фабри-Перо имеет многомодовый спектр, однако некоторые из них могут обладать доминантной модой и работать, как одномодовые в определенном интервале токов и температур. Такие "одномодовые" лазеры могут служить источниками излучения в газоаналитических системах, однако их главным недостатком является то, что интервал, в котором такой лазер работает, настолько неопределенный, что воспроизводить необходимую длину волны довольно сложно.

Важной характеристикой инжекционных лазеров средней ИК-области, которая влияет на всю систему в целом, и в частности повышает ее стоимость, является максимальная рабочая температура (T_{max}). Хотя импульсный режим работы и повышает верхнюю границу T_{max} благодаря уменьшению рассеяния тепла и тем самым уменьшению температуры р-п-перехода, применение лазеров в газоаналитических системах требует стабильного одномодового излучения на выходе. Это свойственно непрерывному режиму работы, потому что при импульсном режиме наблюдаются колебания частоты на выходе. Поэтому T_{max} для непрерывного режима работы является максимальной рабочей температурой. С ростом длины волны на выходе T_{max} постоянно уменьшается. После того, как длина волны в непрерывном режиме превысит 2.5 мкм, значение T_{max} понижается ниже температуры, полученной термоэлектрическим охлаждением и удобной практически (около –40 °C), хотя некоторые типы термоэлектрических охладителей позволяют получать температуру порядка минус 70 °С Криогенное охлаждение дает температуру Т≤200 К, что преиятствует разработке свободных от обслуживания систем Перестройка моды непрерывно происходит с изменением тока и температуры При сканировании спектра поглощения реальной молекулы наблюдаются заметные изменения в детектируемой мощности Інпичные перестроечные скорости для лазера на InGaAsSb (2.7 мкм) составляют 0.185 нм/К и 0.029 нм/мА (1.35 ГГц/мА). Обычно гемпература фиксируется, и изменение тока используется для перестройки длины волны лазера по спектру поглощения.

3. Основные области использования диодных лазеров

На сегодняшний день определяющими методами в лазерной спектроскопии являются два эксперяментальных метода. диодная лазерная спектроскопия и Фурье-спектроскопия (ФС). Можно отметить также спектроскопические исследования с помощью лазеров разностной частоты и лазеров боковых полос (side-lasers).

С помощью полупроводниковых инжекционных лазеров исследовано более 230 различных объектов: атомов, стабильных и нестабильных молекул, радикалов, ионов, комплексов и т.д. Диодные лазеры используются для решения традиционных задач фундаментальной спектроскопии – измерения частот переходов, что позволяет определять структуру энергетических уровней различных молекул и их колебательно-вращательный гамильтониан. Кроме того, одна из областей ДЛС связана со сложным направлением спекгроскопии – измерением интенсивности слектральных линий. Инжекционные лазеры применяются для изучения процессов межмолекулярного взаимодействия, проявляющихся в столкновительном уширении спектральных линий и их столкновительном сдвиге. Продолжает расширяться применение ДЛ в аналитической спектроскопии: в фундаментальных исследованиях в физике, химии, экологии, медицине, современных технологиях, диагностике нестационарных процессов, плазмы и т. д. [11-13]. В последнее время все большее внимание привлекают задачи прецизионного измерения контура спектральной линии Именно в этой области спектроскопии в наиболее полной мере реализуются преимущества ЛЛС перед альтернативными экспериментальными методами. Обеспечивая возможность регистрации линии поглощения с достаточно высокой точностью, диодные лазеры позволяют проводить точные измерения интегрального коэффициента поглощения линии, ее ширины, а также столкновительного сдвига. Измерение интегрального коэффициента поглощения спектральных линий с погрешностью меныпе 10-20% является достаточно сложной экспериментальной задачей Однака теперь это становится возможным. Типичная для ДЛС погрешность определения интегрального коэффициента поглощения, когорая по различным оценкам составляет 2-5%, достаточна для решения широкого круга задач в случае изолированной линии поглощения, что позволяет проверить корректность используемых теоретических моделей [7]

Еще одна область применения ДЛС связана с использованием ДЛ для спектроскопии таких объектов, спектры которых нельзя зарегистрировать с помощью других методов спектроскопии, например Фурье-спектроскопии Более высокая чувствительность и быстродействие ДЛС позволяют проводить такие исследования, что привело к интенсивному развитию спектроскопии неравновесных объектов: нестабильных молекул, радикалов, нонов. Для получения таких неравновесных объектов используются различные методы: химические реакции, электрический разряд в газовых смесях, фотолиз и т. д. [14-18]. Часто эти процессы носят нестационарный характер, что требует от ДЛС возможности регистрации спектров с хорошим быстродействием. Для повышения чувствительности снектромстров используются различные методы спектральной модуляции. Модулируется частота издучения лазера, применяется модуляция на основе эффектов Зеемана и Штарка, модуляция скорости ионов и г.д. Это приводит к облегчению задачи отнесения наблюдаемых слектров к тому или иному типу частиц. Например, модуляция скорости ионов электрическим полем позволяет сразу определить, чему принадлежит наблодаемая линия: катиону, аниону, нейтральной частице. Диодные лазеры используются также при изучении спектров слаболетучих веществ, причем для получения достаточной концентрации исследуемых молекул применяется нагрев до температур порядка 1000 К. Применение перестраиваемых инжекционных лазеров значительно увеличило возможности спектроскопии двойного резонанса, что позволяет полностью определить параметры вращательного гамильтониана исследуемой молекулы в основном и колебательно-вращательных состояниях. Еще одна область применения ДЛ связана с их использованием в аналитической спектроскопии при диагностике различных процессов в окружающей среде [19-21]. Высокое спектральное разрешение ДЛ позволяет регистрировать практически без искажений доплеровский контур спектральных линий, что используется в опытах, направленных на получение информации о межмолекулярном потенциале, канале столкновительной релаксации и т. д. Высокая чувствительность ДЛС при регистрации резонансного поглощения, которая составляет 10⁻⁴-10⁻⁵, обеспечивает решение методами ДИС самых разнообразных задач газоанализа и диагностики. Сегодня уже можно говорить о достижении фундаментального предела чувствительности при регистрации резонансного поглошения, обусловленного дробовыми втумами 'Эта чувствительность составляет 2.5·10⁻⁶ в полосе частои 1.6 кl'ц, что соответствует обнаружимой оптической плотности 5.9·10⁻⁸ для единичной полосы 1 I ц. Для лазеров ближнего ИК-диапазона сообщанось о реализации чувствительности на уровне 3·10⁻⁷ в полосе частот 0.8 Гн [9].

В настоящее время во всех развитых странах есть программы измерения с помощью ДЛС содержания атмосферных примесей для решения глобальных геофизических проблем. В качестве примеров можно привести стратосферные измерения азотосодержащих примссей (NO, NO₂, HNO₂), а также CH₄ и O₃ по проблеме стратосферного озонового слоя; кроме того, измерение в атмосфере фреона-12, который играет заметную роль в уничтожении стратосферного озона. Обсуждается возможность применения ДЛ для измерения состава атмосферы планет во время полета к ним автоматических станций [22].

При контроле различных технологических процессов ни стоимость, ни сложность установки не являются факторами, ограничивающими применение ДЛС. Особенно это проявляется в технологии высокочистых веществ [23-25]. Например, предизионные измерения спектров высокого разрешения окислов азота обеспечивают возможность измерения содержания этих веществ в атмосфере, оптимизацию процессов горения и разработку на этой основе экологически чистых технологий и т. п. Исследование спектров нестабильных молекул, радикалов, понов способствует метрологическому обеспечению оперативного контроля плазмохимических технологий, диагностик различных процессов в низкотемпературной плазме [26]. Необходимо отметить, что ДЛС позволяет проводить и более сложные диагностические эксперименты, измерения населенностей различных колебательновращательных уровней молекул, определение температур, характеризующих различные степени свободы совокупности молекул и т. д. Причем высокое быстродействие ДЛС позволяет измерять временную динамику этих параметров, т. е. проводить достаточно тонкую диагностику разнообразных нестационарных процессов.

Сегодня можно говорить, что появилось несколько новых направлений в методике ДЛС, открывающих прилципиально новые экспериментальные возможности. К ним можно отнести распирение спектрального диапазона, применение элементов волоконной оптики, использование систем быстрой регистрации, новый уровень автоматизации ДЛС. Высокое спектральное разрешение, быстродействие, чувствительность ДЛС, возможность регистрировать электронные спектры молскулярных объектов делают перспективным применение ДЛ для диагностики различных процессов Папример, измерение кониситрании молекул азота в метастабильном электронном состоянии представляет сложную экспериментальную залачу, которая успешно пещается с номощью ЛЛ блажнего ИК-лиапазова. Измерения представляют интерес лля ряла фунламентальных и приклалных залач дазерной физики, физики газового разряда, низкотемпературной плазмы, так как считается, что именно наличие монекул в этом состоянии играет определяющую роль для многих конкретных применений и определяет параметры создаваемых систем. Успешно похолят исследования в области применения технологии световолов спелнего ИК-диапазона с малыми онтическими потерями (в интервале длин волн 3-20 мкм для различных типов световолов затухания составляют 0.01-1 аБ/м), что дает возможность применять ДЛ в спектрометрах и газоанализаторах. Использование элементов волоконной оптики приводит к расширению функциональных возможностей ЛЛС. Примером является создание гетеродинного радиометра в области 10 мкм на основе ДЛ и волоконных световодов 19].

Принципиальным достижением является использование в ДЛС быстрой регистрации спектров в сочетании с быстрым сканированием частоты излучения диодного назера (10³-10⁴ см⁻¹/с). При этом улучшаются точностные параметры ДЛС: это связано с тем, что на низкой частоте излучение ДЛ имеет отчетливый фликкер-шум, поэтому перенос полезного сигнала в область высоких частот позволяет улучшить чувствительность при регистрации резонансного поглощения. Кроме того, быстрая регистрация спектров необходима при решении задачи высокочастотного измерения контура спектральной линия. Для этого применяется импульсно-периодический режим работы лазера, регистрация проходит с помощью быстрого АШТ. Это дает возможность регистрации импульсных одиночных и плохо воспроизводимых процессов [23]. Однако требуется и решение методологических проблем ДЛС. Во-нервых, это упрощение и удешевление систем на основе ДЛ. Вовторых, необходима разработка методов, обеспечивающих сочетание высокого спектрального разрешения с хорошим быстводействием. Кроме того, принципиальным является дальнейшее улучщение точностных параметров и повышение чувствительности. Сегодня наиболее важными и перспективными областями использования ДЛС для решения аналитических задач являются глобальные экологические программы, отработка экологически чистых технологических процессов, технологии высококачественных материалов, программы обеспечения безопасности жизни человека и т. д. Наиболее важно определять концентрации таких вредных примесей, как CO₂, HF, NH₃, CH₄, HC {, CO, N₂O, HCN, паров волы в пограничном слое атмосферы,

превышение ПДК которых может привести к тяжелым последствиям для человека. Это особенно актуально лля измерения концентраций различных примесей в выбросах ТЭЦ, выхлопах автомобилей, в закрытых производственных помещениях, в агмосфере городов и т. д. [29].

Проведение измерений в реальном масштабе времени дает новые возможности в биологических исследованиях, медицинской диагностике и т. д. (например, при диагностике содержания СО в выдохе курильщика и спортсмена, для диагностики разничных заболеваний) [27, 28]. Например, выдыхасмый человеком воздух представляет собой газовую смесь, состав и относительное содержание компонентов которой могут служить индикатором состояния здоровья всего организма или отдельных систем Основными компонентами выдыхаемого воздуха являются N2, O2, CO2, H20. Кроме того, в микроколичествах могут содержаться NH3, CO, H2S, CH3COCH3 (ацетон), C₂H₅OH, а также другие атмосферные компоненты. Практически все эти газы, за исключением N₂, могут детектироваться при помощи ДЛС с чувствительностью на уровне фоновых атмосферных концентраций, точностью на уровне 1% и с быстродействием менее одной секунды По мнению американских специалистов, использование стабильных изотопов позволит диагностировать, к примеру, диабет по содержанию воздуха, выдыхаемого пациентом, который получал меченый изотопом сахар. При этом не нужен анализ крови, что исключает опасность заражения СПИДом, или длигельные, сложные процедуры, при которых пациент нодвергается облучению [27]. Отечественная система считается простой в эксплуатации и невысокой по стоимости по сравнению с оборудованием, применяемым в клиниках США [28]. Кроме того, в настоящее время разрабатываются устройства, сочетающие диодные лазеры среднего ИК-диапазона с волоконными световодами, что делает возможным анализ газовой среды различных органов [9].

4. Молекулярные спектры, применяемые в диодной лазерной

спектроскопии

Снектры молекул (молекулярные спектры) за их характерный вид называют полосатыми спектрами. Они представляют собой совокупность более или менее пироких полос, образованных тесло расположенными спектральными линиями. Перечислим спектральные области в порядке возрастания частоты.

1. Радиочастотиая область: 3·10⁶ – 10⁹ Гц, длина волны 10 м – 1 см. Возникновение спектров обусловлено ядерным магнитным (ЯМР) и электронным (парамагнитным) спиновым (ЭПР) резонансами. Изменение энергии происходит при неревороте спина ядра или электрона и имеет величину 0,001 - 10. Дж/моль.

2. Микроволновая область: 3·10¹⁰ - 10¹² Ги, длина волны 1см - 100 мкм. Вращательный спектр с расстоянием между вращательными уровнями молекул порядка сотен джоулей на моль.

3. Инфракрасная область. 3·10¹² – 3·10¹⁴ Гц. Колебательный спектр. Одна из самых информативных для химии спектральных областей с расстоянием между уровнями около 10⁴ Дж/моль.

4. Видимая и ультрафиолетовая области: 3 10¹⁴ - 3 10¹⁶ Гц, длина волны 1 мкм - 10 нм. Спектр обусловлен электронными переходами с энергией порядка сотни килоджоулей на моль.

5. Рентгеновская область: 3·10¹⁶ – 3·10¹⁸ Гц, длина волны 10 нм – 1 пм. Характерные энергии порядка десята тысяч килоджоулей на моль.

6. Гамма-лучевая область: $3 \cdot 10^{18} - 3 \cdot 10^{20}$ Гц, длина волны 100 им – 1 пм. Изменения энергии связаны с перестройками ядер и имеют величины $10^9 - 10^{11}$ джоулей на грамм-атом.

Для того чтобы падающее излучение могло вызвать электронные или молекулярные переходы, эти переходы должны сопровождаться изменениямя электрических или магнитных свойств молекул. Например, наличие спина у ядер и электронов эквивалентно существованию крошечного магнитного диполя. Перевернуть его можно магнитным полем электромагнитного излучения подходящей частоты, что и проявляется в спектрах поглощения или испускания. Возбуждение валентного электрона сопровождается изменением распределения электрических зарядов в молекуле. При этом происходят соответствующие изменения электрического дипольного момента, что приводит к возникновению электронных спектров. Для возникновения вращательных спектров молекула должна обладать постоянным электрическим дипольным моментом. Например, в молекуле типа НС{ один атом (водород) все время заряжен положительно, а другой - отрицательно. При вращении такой молекулы составляющие дипольного момента испытывают регулярные изменения, подобные изменениям электрического поля излучения, что и позволяет ей взаимодействовать с электромагнитным полем, поглощая или излучая при этом энергию. О молекулах такого типа говорят, что они "активны в микроволновой области". В молекулах типа Н₂ и С{2 нет разделения зарядов и, следовательно, нет дипольного момента. Отсутствие постоянного дипольного момента для таких молекул приводит к отсутствию их взаимодействия при вращении с электромагнитным полем, т.е. они "неактивны в микроволновой области". В инфракрасном диапазоне спектры поглощения или испускания появляются при изменениях электрического дипольного момента при колебаниях атомов. Однако можно показать, что не всякие колебания атомов могут вызывать вариации дипольного момента молекулы.

Вращательные спектры. Вращение молекулы может быть весьма сложным, и его удобно разложить на составляющие по трем взаимно перпендикулярным направлениям, проходящим через центр тяжести, – главным осям вращения. Соответственно этому молекула обладает тремя главными моментами инерции, по одному относительно каждой оси, обозначаемыми обычно l_A , l_B , и l_C Молекуны можно разделить на группы в соответствии с их формой.

1. Линейные молекулы. Все атомы в таких молекулах расположены вдоль прямой, как в молекулах хлористого водорода H — C{ или сероксида углерода O — C — S. Три направления вращения могут быть выбраны следующим образом: a – вокруг направления связи, b – вращение концов молекулы в плоскости писта, c – вращение концов молекулы периендикулярно этой плоскости. Очевидно, момеяты инерции относительно осей b и c равны между собой (т.е. $I_B = I_C$), а относительно оси a момент очень мал. Таким образом, для линейных молекул

$$I_B = I_C, I_A = 0.$$

2. Симметричные волчки. Рассмотрим похожую на волчок молекулу типа метилфторяда CH₃F, в которой три атома водорода тетраэдрически связаны с атомом углерода. Как и в случае линейных молекул, вращения концов молекулы в плоскости страницы и перпендикулярно ей идентичны и $I_B = I_C$, а моментом инерции относительно направления связи С — F пренебречь нельзя. Молекулы такого типа называют вытянутым симмстричным волчком, для них характерно $I_B = I_C > I_A$. Если же $I_B = I_C < I_4$, то такие молекулы относят к сплюснутым симметричным волчком, как молекулы хлорида бора.

3. Сферические волчки. Если все три момента инерции молекулы равны, то она относится к сферическим волчкам. Примером может служить молекула мстана.

4. Асимметричные волчки. У таких молекул (а их большинство) различны все три момента инерции $l_A \neq l_B \neq l_C$. Простые примеры – вода H₂O и винилклорид.

Для вращательного спектра характерно, что энергия вращения, как и прочие виды внутренней энергии молекул, квантуется; это означает, что величина вращательной энергии молекулы (или ее момента инерция) не может быть проязвольной, а принимает липъ определенные значения, зависящие от формы и размеров рассматриваемой молекулы. Разрещеняме значения энергии – так называемые уровни вращательной энергии – могут быть в принципе рассчитаны для нюбой молекулы путем решения соответствующего уравнения Шредингера.

Колебательные спектры молекул. Для того чтобы колебания атомов приводили к взаимодействию молекулы с электромагнитным полем, необходимы изменения дипольного момента. В качестве примера можно рассмотреть молекулу двуокиси углерода, в которой все три атома расположены на одной прямой, причем на атоме углерода имеется небольшой положительный заряд, а на атомах кислорода – отрицательный. При возбуждении колебания, называемого "симметричным валентным", молекула периодично растягивается и сжимается, так что обе С --- О связи изменяются синхронно. Ясно, что в течение всего нериода колебания дипольный момент остается равным нулю и такой тип колебаний не образует спектра. Однако имеется другое валентное колебание, называемое антисимметричным. В этом случае одна связь растянута, когда другая сжата, и наоборот. При этом происходят периодические изменения электрического дипольного момента, и такой гип колебаний активен в инфракрасной области спектра. Рассматриваемая молекула может совершать колебание еще одного типа, которое носит название "деформационного". Оно также активно в инфракрасной области Оба типа колебаний определены таким образом, чтобы центр тяжести молекулы оставался на месте. Реальные молекулы (так называемый ангармонический осциаллятор) при колебаниях не следуют законам простого гармонического движения. Например, если достаточно сильно растятивать связь между атомами, то молекула в результате разорвется, т.е. диссоциирует на атомы. Правина отбора для переходов ангармонического осциллятора имеют вида:

 $\Delta v = \pm 1, \pm 2, \pm 3, ...$

Таким образом, для ангармонического осциллятора возможны переходы с большими чем 1 изменениями v. Вероятность последних, как показывает теория и эксперимент, быстро уменьшается, и заметной интенсивностью обладают обычно лишь линии с $\Delta v = \pm 1, \pm 2, \pm 3$. Кроме того, так как расстояние между колебательными уровнями порядка 10^3 см⁻¹, то, используя распределение Больцмана, можно показать, что при комнатной температуре относительная населенность состояния с v=1 близка к 0,01, или 1% от населенности основного состояния. Поэтому с достаточно хорошей точностью можно пренебречь всеми переходами с уровней $v\geq1$ и ограничиться тремя (для случая поглощения): $v=0 \rightarrow v = 1, \Delta v = +1 - сильный; v = 0 \rightarrow v = 1, \Delta v = +2 - сла$ $бый; <math>v = 0 \rightarrow v = 2, \Delta v = +3 - обычно очень слабый переходы. Спектраль$ $ные линии, соответствующие этим переходам, располагаются около <math>\omega$, 2ω , 3ω , где ω -- частота колебаний, выраженная в см⁻¹ Линия вблизи ω называются соответственно первым и вторым обертонами. Можно также отметить, что при повышенной температуре или для болсе низкочастотных колебаний населенность состояния с v=1 может быть достаточной для наблюдения заметных переходов на этот уровень. Гакие слабые линии поглощения называют горячими полосами, поскольку их интенсивность растет с увеличением температуры образна

Колебательно-вращательные спектры молекул. Для колебательновращательных переходов можно показать, что энертия колебательных движений на два три порядка болыпе вращательных. Поэтому в цервом приблажении можно считать, что, например, двухатомная молекула совершает вращение и колебание совершенно независимо. Это приближение (Борна-Оппентеймера) равносильно допущению, что колебательно-вращательная энергия есть просто сумма отдельных энергий.

Колебательно-вращательный спектр состоят из эквидистантно расположенных линий с двух сторон от центра полосы (в, которую обычно называют основной частотой или центром полосы, причем вследствие того, что т $\neq 0$ (*m*=J'+1, $\Delta J = +1$, где J' — вращательное квантовое число для состояния с v=0), в самом центре полосы ω линии не будет. Линии, расположенные с низкочастотной стороны от о и соответствующие отрицательному значению m (т.е. $\Delta J = -1$), называются Р-ветвью, а линии с высокочастотной стороны – R-ветвью (*т* положительно, $\Delta J = +1$) колебательно-вращательных переходов. Такое обозначение обусловлено тем, что в спектроскопии наряду с переходами $\Delta J=\pm 1$ приходится сталкиваться и с переходами, для которых $\Delta J=0, \pm 2$. По традиции все эти переходы обозначаются в порядке возрастания АЈ буквами латинского алфавита, начиная с О. Липпи, отвечающие $\Delta J = -2, -1, 0,$ +1, +2 называются соответственно О-, Р-, О-, К-, S-ветвями. Отдельные линии вствей принято характеризовать значением J нижнего состояния (J"), располагаемым в качестве цифрового индекса при буквах Р и R, обозначающих ветвь.

5. Методы определения концентрации газовых компонент

Для обеспечения большого динамического дианазона измерения концентраций при малой погрешности необходимы приемлемые на практике методы их определения. Можно выделить несколько таких способов: по амплитуде второй гармоники, образующейся при сканировании спектральной линии излучения лазера с гармонической модуляцией сго тока накачки; по значению отношения величины интегрального поглощения; спектральной линии к величине сигнала, находящегося вне полосы поглощения; дифференциальный метод, основанный на использования логарифма отношения амплитул сигналов в центре полос поглощения и вне полосы, наиболее применимый на практике метод, использующий отношение амплитулы первой производной от контура линии поглощения к амплитуде сигнала вне полосы поглощения При этом существует гребование прецизионного поддержания средней длины волны излучения казера, точное знание параметров излучения и используемых спектральных линии поглощения, что возможно при применении одномодовых лазеров. Это связано с тем, что близкое расположение колебательно-вращательных переходов, характерное для многих газов, и их заметное уширение при атмосферном давлении приводит к перекрытико линий, что в общем случае не позволяет найти аналитическое выражение для определения концентрации газовых компонент [30].

Прямое измерение ослабления интенсивности зондирующего излучения за счет поглощения его газоной средой является одним из вариантов абсорбционного спектрального анализа. Развитие данного мстода позволяет улучшить его аналитические возможности за счет модуляции как длины волны зонлирующего излучения или частоты поглошения газовых компонент. так и интенсивности потока излучения на приемник излучения с помощью различных коррелирующих элементов; путем применения специальной обработки регистрируемого сигнала: дифференцирование его и извлечение аналитической информации по производной от спектров поглощения. Количественный абсорбщионный анализ основан на измерении концентрации поглощающих атомов или молекул газа с изменением интенсивности прошедшего через анализируемую газовую среду зондирующего излучения. Поглощение излучения происходит на резонансных частотах, определяемых в атомах их энергетическими состояниями, а в молекулах - электронно-колебательновращательными состояниями. Спектр поглощения в первом случае представляет собой набор отдельных спектральных линий, а во втором - набор полос из совокупности спектральных линий. Как известно, в общем случае поглощение излучения в газе описывается законом Бугера-Ламберта, причем поглощение в газовой смеси зондирующего излучения споого описывается этим законом лишь для монохроматического излучения и коэффициента поглощения, независимого от частоты и концентрации поглощающих частиц в условиях отсутствия фотохимических реакций в газовой среде Вычисление концентрации поглощающих частиц происходит путем измерения величины спектрального коэффициента поглощения, который, в свою очередь, характеризует интенсивность линии поглощения и параметры ее контура, Необходимо также, в зависимости от конкретного эксперимента, указывать форму спектральной линии. На практике прямое исследование контура линии по-

тлощения представляет собой сложную задачу. Обычно измеряют интегратьную интенсивность линий (полос) поглошения Анализируемый сигнал ппелставляет собой разность интенсивностей зондирующего излучения до и после взаимодействия с газовой средой Затем сьязь между азменением интенсивности излучения и концептрацией поглощающих частиц можно найти онытпым путем и применить в виде градуировочных графиков. Чувствительность и селективность метода определяется точностью регистрации и значением изменений интенсивности пропледшего излучающую среду зондирующего излучения, а также возможностью выделения отдельных линий лябо подос поглощения определенных компонентов газовой смеси. Для улучшения панных характеристик можно увеличивать толщину погнопцающего слоя газовой смеси, новысить разрешающую способность, а также использовать различные приемы формирования и обработки аналитического сигнада. Однако на практике первые два способа не всегда приемлемы из-за применения довольно сложной аппаратуры. Поэтому наиболее перспективно использовать третай способ и основанные на нем методы. Можно выделить два приема формирования аналитического сигнала: дифференциальное поглощение и модуляция амплитуды сигнала. Преимуществом методов является переход от регистрации малых изменений амплитуды относительно большого постоянного сигнала к регистрации либо амплитуды сагнала на нулевом фоне, либо меняющейся по периодическому закону амплитуды сигнала. При этом достигается значительно большая точность измерений. Для обработки сигнала существуют две методики: дифференцирование переменного аналитического сигнала и расчетный метод учета мешающих наложений.

Как уже отмечалось, при использовании дифференциального поглощения лазерного излучения для определения некоторого газа сравниваются сигналы обратного рассеяния в линии и вне линии поглощения измеряемого компонента. Для зондирования атмосферы на двух частотах при условии, что частоты зондирующих импульсов отличаются незначительно, поэтому влияние молекулярного и аэрозольного рассеяния на этих частотах на трансформацию сигналов обратного рассеяния практически одинаково:

$$\alpha_{\nu 1}(z) - \alpha_{\nu 2}(z) = \frac{1}{2} \frac{d}{dz} \ln \frac{E_{\nu 1}(z)}{E_{\nu 2}(z)},$$

где v_1 — частота излучения лазера, лежащая в линия поглощения; v_2 — частота излучения лазера вне линии поглощения; α_v — показатель поглощения; E_v энергия излучения, падающая на приемную систему. Локационный принцип измерений на трассе протяженностью *z* достигается за счет отражения от зеркала, уголкового отражателя, топографических объектов или от облака аэрозоля. При использовании данного метода для нахождения распределения влажности при обработке указанного соотношения используется метод инте гральных уравнений. В этом случае производная в правой части вычисляется не методом конечных разностей, а решением интегрального уравнения Фредгольма первого рода с использованием алгоритма регуляризации. Нараметр регуляризации выбирается в соответствии с уровнем погрешности эксперимента или на основании модельных расчетов. Расчеты показали, что такой подход обеспечивает устойчивое вычисление профиля влажности при уровне экспериментальных погрешностей, достигающих 15 – 20% [31].

Наряду с приведенными выше методами, широко используется метод комбинационного рассеятия. Преимуществом этого метода является возможность одновременного обнаружения и измерения концентраций различных веществ зондируемого объема атмосферы с помощью одного лазера, работающего на фиксированной частоте. Специфичность комбинационных сдвигов спектральных двний от отдельных компонентов и их малая ширина обеслечивают высокую избирательность этого метода, а малое время процесса рассеяния – достаточную независимость от атмосферных условий и высокое пространственное разрелиение

К аппаратуре, предназначенной для дистанционных исследований концентраций газов, предъявляется ряд жестких требований. Она должна отличаться достаточно высокой чувствительностью, избирательностью, быстродействием, пространственным разрешением и в то же время быть экономичной и надежной в эксплуатации. В зависимости от содержания конкретной задачи решающее значение приобретают те или иные параметры. Лидары, использующие сигналы спектроскопии комбинационного рассеяния (СКР), в общем, удовлетворяют всем требованиям, за исключением высокой чувствительности, что обусловлено самой природой спонтанного комбинационного рассеяния - малоэффективного процесса преобразования излучения. Достоинство схем, использующих СКР, состоит в том, что абсолютная концентрация каждой составляющей может быть определена простым сравнением интенсивности рассеянного назад излучения с рассеянным излучением молекул азола. Источниками излучения являются всевозможные типы дазеров. Приемная оптика, как правило, содержит телескоп типа Касегрена и диспергирующий элемент (интерференционные светофильтры или различные типы монохроматоров). Система регистрации состоит из одного или более каналов счета фотонов. Конкретная минимально обнаружимая концентрация газов определяется размером поперечника рассеяния молекулы и особенностями используемой аппаратуры: в приземном слое она лежит в диапазоне 1-100 мг/м. Среди дистанционных способов измерения влажности атмосферы метод имеет преимущества в простоте интерпретации экспериментальных результатов (не требуется решения обратных задач, применения сложных алгоритмов обработки результатов измерений), в возможности определения аб солютной влажности воздуха путем сравнения интенсивности сигнала, обусловленного СКР водяным паром с интенсивностью сна нала, обусловленного СКР на основных компонентах атмосферы (азот, кислород), распределение которых достаточно хорошо известно; в отсутствии жестких требований к параметрам возбуждающего излучения, что позволяет использовать достаточно простую аппаратуру; в возможности проведения измерении с высокой статистической обеспеченностью за небольшие интервалы времени [31, 32].

На данный момент наиболее трудно создать практически приемлемые методы расчета концентрации газовых составляющих. Известно, что в ближней ИК области спектра находятся в основном обертоны полос поглощения, а близкое расположение колебательно-вращательных линий и их сильное уширение при атмосферном давлении приводят к перекрытию спектров. Это не позволяет в общем случае найти аналитическое выражение для определения концентрации контролируемого вещества через интегральное поглощение группы линий. Еще больше усложняет задачу модовый карактер изпучения полупроводниковых инжекционных лазеров При многокомпонентном анализе возможные различия в концентрации контролируемых веществ и коэффициентах поглощения для используемых спектральных линий приведут для фиксированной длины трассы к пирокому диапазону изменения поглощения зондирующего лазерного излучения (от сотых долей до 99%), что серьезно скажется на градуировке аппаратуры.

Из сказанного выше следует, что требуется универсальный метод расчета концентраций газовых составляющих без указанных недостатков, без жестких требований к характеристикам передающего и приемного каналов, позволяющий калибровать аппаратуру по одному значению концентрации для каждого контролируемого вещества. Для этого необходимо применение корреляционных и других специальных процедур обработки массива получаемых зондирующих сигналов, которые должны учитывать характеристики излучателей и форму контура линии поглощения. Поэтому необходимо в процессе калибровки формировать опорный образ сигнала и хранить его в намяти управляющего микропроцессора, а затем использовать его при оценке амплитуды измерительного сигнала. Все это позволит повысить потенциальную пороговую чувствительность за счет улучшения огношения сигнал-шум, а также определять концентрацию в большом динамическом диапазоне с высокой точностью без жестких требований к аппаратуре. Кроме того, надо контролировать давление и температуру среды и при необходимости вводить поправки [10]. Так как без использования ЭВМ сегодня сложно обработать тот огромный объем информации, который содержит спектры вы сокого разрешения, полученные с помощью ДЛС, необходимо разрабатывать системы, которые бы выбирали наиболее удобный режим работы назера и обеспечивали управление его характеристиками, определяли принадлежность наблюдаемых линий конкретным молекулярным объектам и их спектральные особенности, проводили автоматическое определение концентрации контролируемых веществ на основе спектральной информации, заложенной в память ЭВМ.

6. Принципы построения и характеристики газоаналитических средств на основе полупроводниковых инжекционных лазеров

При построение газоанализаторов на основе полупроводниковых ин жекционных лазеров необходимо учитывать следующие факторы: принцип работы, т. е. происходит забор проб или осуществляется трассовый контроль; применяются одномодовые или многомодовые лазеры; используется дифференциальное поглощение или комбинационное рассеяние света продуктами выброса, применяется дифференцирование, интегрирование полученного сигнала, либо модуляция сигнала 2-й гармоники и т. д. Газоанализаторы можно также разделить на однокомпонентные (использующие поглощение в одной линии), двухкомпонентные (применяющие нару близко расположенных линий, например СО и СО2, либо излучение двух источников) и многокомпонентные. Как уже отмечалось, анализаторы на основе ДЛ обладают высокой чувствительностью к концентрации газообразных веществ и большим динамическим диапазоном детектирования. Непрерывно перестраиваемые полупроводниковые лазеры более выгодно использовать по сравнению с дескретно перестраиваемыми лазерами, для которых возможны лашь случайные совпадения линий поглощения исследуемого газа и частоты генерации лазера. Несмотря на малую выходную мощность, высокая спектральная яркость позволяет использовать трассы протяженностью до одного километра. За счет большой оптической длины трассовые газоанализаторы на основе диодных лазеров позволяют измерять содержание загрязняющих газов в атмосфере на уровне 10⁻⁸-10⁻⁹.

Наиболее перспективным является трассовый контроль за концентрацией вредных примесей в атмосфере. Трассовые газоанализаторы имсют ряд преимуществ перед другими представителями этого класса приборов. Трасса является естественной кюветой, причем в простейшем случае двухпроходной, и поэтому нет необходимости создавать кюветы, что, в свою очередь, связано с определенными техническими сложностями. Кроме того, нет необходимости в заборе проб В основном в трассовых измерителях применяются дводные пазеры, работающие в непрерывном режиме. Для надежной работы необходимо их охлаждение до довольно низких температур Стабильность частоты излучения лазеров обеспечивается прецизионными системами стабилизации температуры кристалла и тока накачки, что огранячивает возможности их широкого применения, в особенности в полевых условиях. Для устранения влияния турбулентности атмосферы можно применять двойную модуляцию лазерного излучения: током накачки и механическим прерывателем. Кроме того, возможно применение болсе доступных и надежных импульсных диодных лазеров, работающих при температуре жидкого азота.



Рис. 3. Принцип работы трассового газоанализатора

Принции работы трассового измерителя для определения содержания СО можно проиллюстрировать рис.3. В области длин волн 4.7 мкм, где расположена основяая колебательно- врашательная полоса поглощения молекулы СО, имеются таюке яинии поглощения водяного пара. При этом селективность анализа обеспечивается за счет того, что частота излучения лазера плавно изменяется в пределах одной или нескольких отдельных линий поглощения СО. Определение концентрации окиси углерода в атмосфере производится сравнением поглощения излучения диодного лазера на трассе и в кювете с известным содержанием СО. Импульс лазерного

излучения, прошедший трассу, содержит информацию о содержании СО (провал в области, соответствующей частоте линии поглощения СО). Электронная система регистрации прибора измеряет амплитуду импульса в четырех временных интервалах (стробах) А,В,С,D, устанавливаемых симметрично в центре линаи (В и С), вне ее (А и D), и вырабатывает напряжения:

$$u_1 = ln \frac{u_A + u_B}{u_B + u_C}; u_2 = ln \frac{u_B}{u_C}.$$

Напряжение u_A в случае изолированной линии СО пропорционально содержанию СО на трассе. Величина и знак напряжения u₂ характеризуют амплитуду и направление отклонения центра линии относительно стробов и является управляющим напряжением системы автопоистройки частоты дазе ра Напряжение и является выходным сигналом и в простейшем случае регистрируется на самолисце. Обычно масштаб записи в единицах концентрации устанавливается измерением прирашения сигнала на ленте самописца после введения в трассу кюветы с известным содержанием СО. Выбранный метод регистрации и обработки сигнала исключает поглощение, не зависящее от частоты, в пределах анализируемой области спектра, а также азменение мощности зазерного излучения при перестройке частоты (в линейном приближении). Использование импульсного режима работы лазера позволяет исключить влияние турбулентных флукгуаций интенсивности принимаемого излучения на результаты измерения концентрации газа в атмосфере. Турбулентные флуктуации показателя преломления в этой области цлин воли в приземном слое атмосферы характеризуются значениями времени на два порядка большими, чем временной интервал, в пределах которого производится регистрация снектра (100 нс). Так как сканирование исследуемого газа происходит за малое время (1-10 мкс), также несущественно влияние таких факторов, как механические вибрации оптических элементов и флуктуации показателя аэрозольного ослабления изпучения. Для проведения полевых испытаний обычно используются две оптические схемы трассового измерителя. хотя возможны и различные модификации в зависимости от конкретной задачи. Схемы представлены на рис. 4, 5. Для первого варианта характерны большие потери на полупрозрачном зеркале и на трассах протяженностью до 100 м можно измерить концентрации СО от 1 млн⁻¹ и выше. Во втором варианте излучение, пришедшее с трассы, фокусируется на фотоприемник, и за счет большой приемной площади внеосевые абсррации приемного зеркала не сказываются на величине сигнала.

Это позволяет измерять фоновые концентрации СО на трассах до 800 м с чувствительностью 0.01 млн⁻¹. В качестве фотоприемника в обеих схемах приборов используются охлаждаемые жидким азотом фотосопротивления на основе германия, легированного золотом. Как уже отмечалось, при рассмотрении принцинов работы прибора, строб-интегратор производит измерение амплитуды сигнала в четырех временных интервалах (стробах) и вырабатывает напряжение, пропорциональное логарифму отношения суммы амплитуд в крайних стробах к сумме амплитуд в центральных стробах. Система регистрации измерителя обеспечивает пропорциональность отклонения пера самописца, отсчитываемого от некоторого пулевого уровня, общему содержанию СО на трассе. Отсчет нулевого уровня производится на короткой трассе поворотом глухого зеркала так, чтобы излучение лазера попадало на приемное зеркало и фотопряемник измерителя. Например, если значение сигнала с



13 ſ

Рис.4. Онтическая схемы газоанализаторе для измерения больних концентраций СО. 3 – уголковый отражатель 2 полу прозрачное зеркало, 3 коллимирующая линза, 4 – дводный лазер; 5 Не-Nелазер, 6 калибровочкая кювета; 7 ~ приемная антенна; 8 – фотоприемник; 9визирная трубка

Рис 5. Оптическая схема газоанализатора для измерения фоновых концентраций CO: 1 – самописен, 2 – предусилитель: 3 - строб генератор; 4 – осциллограф, 5 – блок накачки лазера, 6 – генератор импульсов синхропизации, 7 – длодный лазер; 8 – коплимирующая линза; 9 – He-Ne-лазер; 10 – калябровочная линза; 11 – приемное зеркало; 12 – илухое зеркало; 13 – визирная трубка; 14 – уголковый отражатель, 15 – фотоприемник

трассы u_T при введении калибровочной кюветы с содержанием CO, равным M_K , увеличивается до u_{T*K} , то средняя концентрация измеряемого газа ρ_T на трассе длиной L_T составляет.

$$\rho_T = \frac{M_K \cdot U_T}{2L_T (U_{T+K} - U_T)}$$

Калибровочные кюветы дланой 100 мм наполняются окисью углерода с последующим разбавлением азотом до атмосферного давления. Оптамальное содержание СО в кювете примерно соответствует содержанию этого газа на трассе. Однако при измерениях малых концентраций, когда провал в спектре сигнала, обусловленный атмосферным СО, мал, рекомендуется наполнять кювету больщим содержанием исследуемого газа, так как при этом легко происходит выбор подходящей линии СО и установка измерительных приборов на выбранную линию Для кюветы длиной 100 мм характерно давление

СО 266-399 Па. Обычно погрешность заполнения коветы газом составляет 10%, а минимальная погрепиность составляет 0.1%, что позволяет более чем на норядок увеличить точность калибровки газоанализатора Можно также отметить, что трассовые газоанализаторы более дешевые. В качестве примери можно привести ежедневные дневные измерения содержания СО вблизи автомагистрали с интенсивным движением, которые показывают, что значения измеряемых концентраций СО коррелируют с вариациями скорости и направления встра в приземном слое атмосферы, а также определяются светофорным циклом и интенсивностью автомобильного движения, особенно в часы пик [31-34]. Кроме того, проводились теорстические расчеты коэффициентов дифференциального поглощения и минимально обнаружимых концентраций (МОК). Расчеты проводились с учетом таких влияющих на МОК факторов, как величина фона, включающая аэрозольную компоненту поглощения, погрепиность измерения сигналов, погрешность, связанная с турбулентными флукгуациями воздуха на трассе. Помимо этого, расчеты проводились при заданной вероятности ошибки в случае регистрации МОК [35-37]. В результате практических измерений установлено, что для СО₂, С₂Н₄, О₃ имеется удовлетворительное совнадение значений вычисленных концентраний при измерениях на различных парах линий. В то же время для водяного пара и аммиака на различных парах линий наблюдается заметное различие в абсолютных значениях измеренных концентраций. Это можно объяснить влиянием поглощения язлучения лазера сторонними газами, линии поглощения которых накладываются на линию поглощения исследуемого газа, либо значительным отклонением концентраций сторонних газов от их фоновых значений[35-37].

На сегодняшний день можно выделить два наиболее перспективных пути построения трассовых систем для быстрого многокомпонентного анализа. Первый использует один модуль, на подложке которого плотно расположены несколько лазеров. Торец модуля расположен в фокальной плоскости передающего объектива, а анализ ведется при поочередном включении лазеров. Излучение с трассы попадает на один фотоприемник. Эта схема пригодна для трасс небольшой протяженности. Необходимость точной установки температуры каждого кристалла с помощью холодальника Пельтье приводит к увеличению времени анализа. Переходные процессы установки температуры обычно составляют несколько секунд. Длину контролируемой трассы ограничивает смещение пятна излучения по уголковому отражателю ири переключении лазеров. Использование лазеров на квантоворазмерных гетероструктурах позволяет значительно снизить пороговые плотности тока. Эти лазеры обладают высокой эффективностью и слабой чувствительностью параметров к изменению температуры. При изменении толщины активного слоя можно в широком интервале перестраявать дляну волны генерации, а при переходе к многослойным асимметричным гетероструктурам можно осуществить генерацию на двух или более разнесенных частотах. При использовании оптических волокон каждый кристалл крепится на своем хололильнике Пельтье, а излучение поступает в фокус передающего объектива по волокну через оптический соединитель, образованный свариванием оптических волокон, пристыкованных к лазерам. При этом происходит небольшая потеря мощности, хотя она практически не влияет на чувствительность анализа. Данная схема обладает большими габаритами, чем первая, но при таком формировании зондирующего излучения нет паразитной модуляции, которая возникает при интерференции на фотоприемнике когерентного излучения с трассы при изменении длины волны лазера [10].

Использование многоходовых кювег с малым давлением газа в высокочувствительных газоанализаторах на основе полупроводниковых лазеров позволяет повысить чувствительность и селективность анализа из-за исключения упирения линий поглощения давлением.

Если сравнивать трассовые измерители и измерители с использованием многоходовых кювет, то в первом случае проводится усреднение измеряемой концентрации по большой пространственной области, во втором - уменьшается необходимый для анализа объем пробы газа (достаточно 2-3 л). При иснользовании фиксированной длины оптического пути динамический диапазон достигает трех порядков и может быть увеличен за счет изменения длины трассы. Многие газоанализаторы, использующие кюветы, требуют охлаждения до гелиевых температур [7, 34]. Одним из примеров использования ДЛ в таких газоанализаторах является диагностика выдыхаемого человеком воздуха. Основными компонентами выдыхаемого воздуха являются, как уже отмечалось, N₂, O₂, CO₂, CO, H₂O. В случае диагностики выдохов курильшиков и спортсменов наиболее важно измерять концентрацию СО и СО2. Для этого можно предножить экспериментальную установку, которая представляет собой сверхвысокочувствительный диодный лазерный спектрометр и базируется на основе автоматизированного анализатора окиси угнерода, который был разработан и применялся для исследований загрязнений атмосферы (рис. 6). Установка содержит диодный лазер на основе соединения PbSSe с излучением, попадающим по частоте в основную колебательно-вращательную полосу поглощения СО, помещенный в наливной азотный криостат, где он охлаждается до температуры 77 К. На хладопроводе этого криостата размещаются два фотодетектора на основе InSb, предвазначенные для регистрации излучения в измерительном канале и канале стабилизации циклов сканирования

ДЛ. В измерительном канале излучение, вышедшее из криостата, дважды пропускается через кювету с исследуемой газовой смесью длиной 2 м, апертурой 35 мм и объемом порядка двух литров Ота кювега после предвари тельного вакуумирования наполняется пробой выдыхаемого воздуха до атмосферного давления. Прошедшее через кювету излучение направляется в криостат на один из фотодетекторов В канале стабилизации излучение пропускается через короткую кювету, содержащую реперную газовую смесь, а затем возвращается в криостат на второй приемник. В измерительный канал



Рис. 6. Схема газоанализатора на основе диодных лазеров для регистрации угарного газа в выдохе: 1 – азотный криостат с диодным лазером и фотоприемниками; 2 – измерительная кювета; 3 – кюветы стабилизации параметров излучения ДЛ; 4 – кюветы калибровки; 5 – электронная система управления газоанализатором;

6 - компьютер

цои необходимости вводится кювета калибровки абсолютной величины измеряемой концентрации СО. На лазер подаются нериодические прямоугольные импульсы тока, обуславливающие язлучение с кусочнонепрерывной по времени перестройкой частоты за счет разогрева лазерного кристалла в течение действия импульса тока накачки. Частота повторения импульсов составляет ~ 100 Ги, длительность импульса 100 мкс. За счет сканирования частоты пазера во время импульса проводится регистрация линий поглощения исследуемого газа. Концентрация СО азмеряется по величине резонансного поглощения, которая определяется при сравнении энергии излучения,

прошедшей через кювету в центре максимума поглощения и на концах аналятической линии поглощения. Для повышения чувствительности прябора к поглощению используется фяльтрация электрического сигнала, поступающего с фотоприемника (дифференцирование с помощью RC-цепочкя, обрезающей нижние частоты). На рис. 7 показан характерный вид линии поглощения после дифференцирования При использовании длины оптического пути 4 м чувствительность без дополнительного накопления сигнала составляет ~0.2 млн⁻¹. Основным ограничивающим фактором является модуляция электрического сигнала из-за интерференции излучения на оптических элементах снектрометра, характерный вид которой показан на вставке рис.7. Газоанализатор автоматизирован на основе ПЭВМ. Система управления и регистрации со-
стоит из модуля источника накачки яазера и синхронизации, модуля стаби лизации температуры



Рис. 7. Детектируемый фотоприемником сигнал: а - последовательность лазерных импульсов; б - аналитическая линия поглощения СО и модуляции интенсивности за счет интерференции на оптических элементах; в - увеличенная в 10

раз вставка на рис. 76

криостата (с точностью до 0.001 К), програмширокополосного мируемого усилителя. коммутатора и быстродействующего АШП с буферной памятыо. Алгоритмическое и программное обеспечение кроме визуализации информации обеспечивает автоматическую калибровку прибора по калибровочным кюветам и автоматическую настройку на линию поглощения в канале стабилизации. Исследования содержания угарного газа проводились в выдохе спортсмена и курильщика. Измерены параметры, характеризующие вывод угарного газа из организма. Получено, что для человека, курившего с частотой около 1 сигареты в час, концентрация СО в выдохе составила ~20 млн⁻¹, что в 2 раза превышает предельно допустимую среднесуточную концентрацию (ПДК) в воздухе и в ~20 раз концентрацию СО в воздухе набораторного помещения. Представленные выше результаты показывают, что методы ДЛС можно успешно применять для исследования процессов газообмена и особенностей дыхания, процессов обмена веществ в организме. Это означает, что ДЛС может стать апьтернативным методом в медицине для диагностики разных заболеваний [4].

Еще одним примером могут служить измерения и контроль паров аммиака NH₃ в

воздухе. Аммиак как объект исследования выбирают по двум причинам. Вопервых, в колебательном спектре молекул аммиака в ближней ИК-области наблюдаются достаточно интеясивные полосы поглощения. Во-вторых, пары аммиака относят к группе загрязнителей, для которых необходим постоянный автоматический контроль Для исследований можно использовать установку, показанную на рис 8, хотя функционально она предназначена для исследования температурных зависимостей спектров генерации ДЛ [41]. С использованием данной установки можно измерять спектры поглощения аммиака и отрабатывать некоторые методические вопросы контроля микроко личеств контролируемых компонент в газовых смесях

В зависимости от поставленной задачи, изменяя электронную часть установки, можно работать как в режиме прямого дстектирования, гак и с использованием регистрании гармоник модунированного излучения дазера. Излучение ДЛ, закрепленного на холодильнике Исльтье, анализируется в ИКдифракционном монохроматоре и вводится в многоходовую кковету с контролируемой смесью газов В качестве источника используются инжекционные дазеры на основе четверных соединений InGaAsP/InP с длиной волны излучения ~1.52 мкм При токах накачки 60 – 100 мА лазеры излучают в многомодовом режиме с выходной мощностью в несколько милливатт. Обычно подбором величин тока накачки и температуры можно найти режим одномодовой генерации. Блок управления холодильником позволяет стаби-



Рис. 8. Схема установки контроля молекул аммнака. 1- источник питания холодильника; 2 – лазерный модуль с холодильником Пельтье; 3 – ИК - монохроматор; 4 – кювету Уайта; 5 – эталон Фабри-Перо, 6 – блок пробоподготовки; 7 - генератор импульсов специальной формы; 8 – дифференциальный усилитель, 9 – стробоскопический преобразователь; 10 – снохронный усилитель; 11 – осциялограф, 12 – самописец

лизировать температуру ДЛ с точностью до нескольких сотых градуса либо изменять его по линейному закону. Анализ газовых смесей проводится в многоходовой кювете Уайга с базой 0.5 м. Конструкция этой кюветы предусматривает изменение числа проходов от 4 до 60, чтобы обеспечить изменение оптического пути от 2 до 30 м. Спектры излучения измеряются при изменении температуры лазера в интервале 5-30° С. Обычно в спектре наблюдается около трех интенсивных продольных мод и порядка десяти более слабых линий с межмодовым расстоянием ~1.5 нм. При уменьшении температуры все моды смещаются в коротковолновую область с одинаковой скоростью ~0.08 нм/К и происходит перераспределение интенсивности в пользу одной из мод В режиме одномодовой генерации доминирующая мода может непрерывно перестраиваться по спектру в пределах 2-3 им. Обычно при разработке любого оптического абсорбнионного газоанализатора всегда исследуют спектры поглощения контролируемого газа с целью получить аналитическую полосу, на которой будут проводиться измерения Выбирается такой участок спектра, где располагаются относительно интенсивные линии поглощения данного газа, которые не перекрываются с линяями поглощения других газов, присутствующих в атмосферном воздухе Ближняя ИК-область мало используется для спектральных аналитических измерений, поскольку интенсивность полос поглощения в 30-100 раз меньше, чем в средней ИКобласти, и наблюдается сильное перекрытие полос. Для регистрации спектров используется импульсный режим, в котором накачка производится импульсами прямоугольной или пилообразной формы с длительностью 100-1000 мкс. В режиме быстрого сканирования перестройка частоты лазера в диапазоне долей ангстрема происходит за время одного импульса. Если при этом в интервал частотной перестройки попадает линия поглощения исследуемого газа, то наблюдается деформация импульса, которая огражает все особенности всей линии или ее фрагментов. При одновременном медленном сканировании частоты лазера за счет изменения его температуры холодильником Пельтье можно зарегистрировать с разрешением в сотые доли ангстрема участок спектра поглощения данного газа. Доплеровская ширина и интенсивность линий поглощения молекул аммиака в ближней ИК-области оценявается на уровне ~0.03 Å и 10⁻⁴-10⁻⁵ см⁻¹Торр⁻¹. По этой причине регистрация спектров высокого разрешения требует применения многоходовой кювсты и давления газовой смеси, на 1-2 порядка меньше атмосферного. В однолучевой схеме полезный сигнал, принимаемый фотоприемником на выходе из кюветы, представляется в виде небольшой деформации вершины импульса. При откачке кюветы до давления в несколько десятков мм рт. ст. и ниже сигнал уменьшается до уровня шумов. В этом случае для регистрации и записи спектров поглощения аммиака при низких концентрациях можно применять двухлучевую схему, в которой часть лазерного излучения до кюветы с помощью полупрозрачного зеркала отводится на второй фотоприемник. Сигналы с обоих фотоприемников поступают на два входа дифференциального усилителя, инвертируются гам и складываются. Усиленный результирующий сигнал представляет собой кривую, соответствующую спектру поглощения, которая с помощью стробоскопического преобразователя фиксируется на самописце. В верхней части рис. 9 показан спектр высокого раз-



Рис. 9. Спектры пропускания молекул аммиака в области 1.5 мкм: 1 – высокого разрешения с применением ДЛ; 2 – измереняный на призменном ИК-спектрометре

решения паров аммиака около 1.52 мкм, полученный при импуньсной и медлекной температурной перестройке частоты ДЛ. Для демонстрации преимуществ ДЛ этот спектр можно на качественном уровне сравнить с известным, измеренным на двухпризменном ИК-спектрометре с базой 3 м (рис.9, кривая 2). Видно, что в интервале частотной перестройки лазера около 2.35 нм хорощо видны несколько десятков узких линий. Спектр поглощения паров аммиака в области 1.48-1.56 мкм состоит из двух перекрывающихся составных полос, каждая из которых включает по 24 узкие линии с интервалом между ними 4.0-4 2 нм. Спектр, полученный с помощью ДЛ, показывает, что картина намного сложнее, чем получаемая с помощью двухпризменного ИКспектрометра и необходимо говорить о сотнях или даже тысячах узких линий в данном интервале волн [41,42].

Примером, использующим модуляцию сигнала 2-й гармоники, может служить одновременный контроль CO, CO₂ в смеся газов с помощью перестраиваемого лазерного диода. Известно, что при горении углеводородные вещества разлагаются с выделением большого количества окислов CO и CO₂ [43]. Их абсолютное и относительное содержание в продуктах горения определяется свойствами и составом топлива, а также характеризует сам процесс горения. Контроль изменения состава смеси газов дает возможность управлять этим процессом, повышая его интенсивность, а самое главное, экономичность [44]. Обычно для оптического контроля используются два газоанализатора, настроенные на наиболее интенсивные линии поглощения молскул

СО и СО, расположенные в средней ИК-области. Но можно использовать и олян, перестранвая снектрометр с линии поглощения СО на СО. Для автоматизация управления процессом сгорания топлива необходим одновременный контроль продуктов горения в реальном масштабе времени. Это возможно при одновременной регистрации двух близкорасположенных линий поглощения СО и СО2. Такой спектральный участок можно найти в ближней ИК-области, где есть наложение обертонных, составных и "горячих" полос в спектрах поглощения этих газов. Известно, что в ближней ИК-области наблюдается сложная линия поглощения молекулы СО с центром около 1 575 мкм (6350 см¹), которая включает около 50 узких линий Интенсивность наиболее сальных в этой полосе линий, измеренных при атмосферном давлении, составляет ~ $6 \cdot 10^{-4}$ см⁻² атм⁻¹, а полуширина – 0.02 нм. В этом сцектраньном интервале находится составная полоса поглошения молекулы СО₂ с центром при 6348 см⁻¹. Аналитический участок выбирается из ранее измеренных спектров поглощения данных газов. Слектр поглощения газовой смеси СО и СО₂ зарегистрирован при медленной температурной перестройке длины волны лазерного диода на основе четверного соединения InGaAs/InP в области 1.57 мкм Общее давление смеси газов в многоходовой кювете составляет ~12000 Па, парциальные давления СО и СО₂ – 7200 и 4800 Па, В спектре наблюдаются четыре узкие линии. Три из них расположены эквидистантно и имеют примерно одинаковую интексивность, что соответствует спектру поглощения молекул СО2. Идентификация зарегистрированных линий в отсутствии для данной области реперных линий эталонных газов происходит по измеренной зависимости частоты моды излучения лазера от температуры. Экспериментальные значения длин волн для наблюдаемых линий нолучены при сопоставлении их спектрального положения с точками пересечения перестроечной прямой лазерного диода $\lambda = f(T)$ и положениями линий поглощения СО и СО2. Эти данные позволяют идентифицировать три наиболее интенсивные линии, известные как R₂₈ - R₃₀- и R₃₂- линии поглощения CO2, а слабую - как R4- линию поглощения СО. Для дальнейшего анализа можно использовать дублет, состоящий из коротковолновой линии R₃₀-(CO₂) с λ=1.57027 мкм (6368.33 см⁻¹) и длинноволновой R₄ (CO) с λ=1.57032 мкм (6368.12 см⁻¹). Ширина линий при указанном выше давлении составляет ~0.02 нм, а расстояние между ними – 0.05 нм. Путем подбора лазерного диода (спектральной области одномодовой генерации), величины тока накачки и дианазона температурной перестройки его излучения можно получить и другие аналитические дублеты в слектрах поглощения СО и СО₂ с различным расстоянием между ними. Отметим, что полезный сигнал анализируется методом прямого детектирования. Что касается калибровочных зависимостей величины сигнала от концентрации молекун СО и СО, в пределах двух порядков изменения концентрации газов наблюдается линейная зависимость интенсивности аналитических линий [45]. Линейность калибровочных кривых нарушается при концентрации газов более 15 мг/л, когла на процесс измерения начинает влиять уширение линий поглощения, вызванное увеличением давления в измерительной кювете. Время измерения равно времени перестройки частоты излучения лазера в пределах сканирования двух аналитических линий и составляет несколько минут. Для контроля быстропротекающих процессов горения необходимо сократить время измерения. Для этого можно провести токовую развертку частоты лазерного излучения, что происходит при одновременной модуляции гармоническим и пилообразным токами накачки. Амплитуда пилообразного тока подбирается так, чтобы за один период сканирования частота излучения изменялась в пределах, в которые попадает только анализируемый дублет линий СО и СО₂ Процесс измерения амплитуды гармонического сигнала соответствует времени развертки шилообразного тока и изменяется в пределах 0.25-16 секунд. Как и в случае прямого детектирования, наблюдается линейная зависимость сигналов 2-й гармоники от концентрации для обеих линий дублета. Чувствительность данного метода составляет ~0.1 мг/л на оптическом пути в 20 м, что для СО равно 2/3 ПДК. Верхний предел линейной зависимости измеряемых концентраций достигает 15-20 мг/л и определяется уширением линий поглошения давлением [43].

Еще одним примером, использующим модуляцию сигнала 2-й гармоники, может служить применение ДЛ в схемах оптического извешателя очагов возгорания. Как известно, в основу большинства фотоэлектрических линейно-объемных извещателей положен принцип ослабления оптического излучения дымом с последующим сигналом тревоги. Но такие извещатели нельзя использовать, если в атмосфере контролируемых помещений присутствуют в больших количествах влага и пыль, что характерно для многих пожароопасных производств легкой и деревообрабатывающей промыцленности. Эти компоненты являются эффективными ослабителями оптического излучения и приводят к ложным срабатываниям противопожарной системы. Поэтому возникает необходимость в датчиках, способных с высокой степенью надежности обнаруживать очаги возгорания в присутствии сильных оптических помех [46]. Известно, что при нагревании углеводородные горючие вещества начинают разлагаться с выделением большого количества газообразных продуктов. Максимальное газовыделение наблюдается при 280-300 ⁶С Это говорит о том, что образование большого количества продуктов горения происходит на начальных этапах возгорания. Состав пролуктов не постоянен и меняется с ростом гемпературы. При низких температурах (до 200^вС) в основном выделяются СО и СО₂ (порядка 95%). С повышением тем пературы до 700 °C их огносительная концентрания падает до 65% и выдеяются дополнательно метан. этален и водород [44] Все это позволяет применить новую схему пожарных извещателей. использующих диодные дазеры. Принции действия такого датчика основан на регистрации изменения мощности оптического излучения за счет интегрального ослабления дымом и избирательного поглощения сопутствующими горению газами Принцигшальным отличием от существующих дымовых извещателей является контроль возгорания по наличию в дыму СО₂. Контроль можно проводить с помощью излучения полупроводникового лазера по его резонансному поглощению молекулами СО2, за счет чего обеспечивается высокая надежность обнаружения. Спектр поглощения СО2 в ближней ИК-области включает достаточно большое количество полос, наиболее интенсивные из которых находятся при 1.575 и 1.434 мкм. Эта спектральная область соответствует интервалу длин волн, где излучают инжекционные лазеры на основе четверного соединения InGaAsP/InP. Обе полосы поглощения содержат большое количество (примерно 70) узких линий. Для выбора аналитических линий можно измерить спектры поглощения молекул СО₂ в области полосы 1.575 мкм. В качестве источника излучения можно использовать инжекционные лазеры с генерацией на длине волны 1,57 мкм, Спектр пропускания паров CO₂ при атмосферном давлении при длине волны 1575,5 нм, измеренный в режиме прямого детектирования, представляет собой серию уширенных давлением линий с расстоянием между ними 0.2-0.4 нм и полупиряной порядка 0.06 нм. На оптическом пути в 6 м поглошение в максимумах наиболее интенсивных линий составляет порядка 40%. При медленном температурном сканирований длины волны дазера максимальная частота спектра сигнала находится в области, где достаточно велики шумы вида 1/f и флуктуации интенсивности регистрируемого излучения. Причиной таких флуктуаций могут быть механическая вибрация излучателя, колебания оптической плотности атмосферы, нестабильность мощности пазера, паразитная интерференция, статистическая обратная связь и т д. Для уменьшения низкочастотных шумов в реальных условаях используется модуляция частоты лазера и синхронное детектирование 1-й или 2-й гармоник полезного сигнала. Величина детектируемого сигнана при гармонической модуляции в общем случае немного меньше, чем при прямом детектировании. Но модуляция в области частот, где шумы статистически независимы, приводит к увеличению отношения сигнал/шум. При регистрации гармоник автоматически устраняется составляющая, соответствующая ночти 100%-му пропусканию излучения, а также подавляется вклад

краев соселних линий поглошения Максимальный сигнал можно получить когда область перестройки частоты перекрывает примерно две полуплирины нинии поглощения. Для данного сяучая при АА-О 4 ни оптимальная величина отклонения частогы лазера находится около 0.1 нм. Лля обеспечения такой перествойки частоты ЛЛ за один период синусоиды необходима амплитуда тока накачки ~10-15 мА. Токовая перестройка частоты при этом составляет ~0.01 нм/мА. Онтимизацию надаметров схемы регистрации можно проволить кюветы длиной 2 м. которую нужно заподнить контролируес помощью мой воздушной смесью СО₂. Излучение лазера регистрируется на фотодиоде. включенном в фотолиолном режиме. Сигнал, снимаемый с нагрузочного сопротивления фотодиода, подается через разделительную емкость на вход синхронного усилителя, с помощью которого происходит детектирование гармоник полезного сигнала [47]. При рассмотрении зависимостей сигналов 1-й и 2-й гармоник от величины амплитуды модуляции тока накачки лазеров видно, что для получения максимального сигнала 2-й гармоники амплитула тока накачки и соответственно отклонение частоты ДЛ превышают в лва раза соответствующие параметры, обеспечивающие достижение максимального сигнала 1-й гармоники. Кроме того, можно отметить, что оптимизированные сигналы

1-й и 2-й гармоник имеют примерно равную величену. Но для 2-й гармоники наблюдается лучшая стабильность нулевого уровня и существенное снижение шумов. По этой причине можно ограничиться регистрацией 2-й гармоники при оптимальной амплитуде модулированного тока накачки, равной 16 мА. Известно также, что частота модуляции излучения лазера влияет на форму и всличину сигнала 2-й гармоники. При изменении концентрации СО₂ в воздушной смеси, находящейся при атмосферном давлении от 1 до 10 объемных процентов, сигнал 2-й гармоники линейно меняется с 5 до 50 мВ. Поскольку измерения концентрации СО₂ могут проводиться на фоне достаточно сильных колебаний оптической плотности контролируемого участка из-за его задымленности или других внешних факторов, необходимо делать оценку влияния интегрального ослабления излучения лазера на величину полезного сигнала. Была проведена серия опытов, в которых калибровочные зависимости строились при разлячных уровнях ослабления изпучения ДЛ, задаваемого нейтральными фильтрами. При интегральном ослаблении излучения лазера (например, в дыму) на 50% величина полезного свгнала по 2-й гармонике также уменьшается на 50%. Этот факт сказывается на стабильности срабатывания прибора и на увеличении вероятности дожных сигналов. Известно, что традиционное решение этой проблемы связано с измерением отношения полезного сигнала (2-я гармоника) к сигналу, пропорциональному средней мощности излучения ДЛ В этом случае любые изменения интегральной мощности, вызванные уходом характеристик излучателя ини фотоприемника ог рабочих значений или флуктуациями интенсивности излучения на трассе, будут учитываться в результирующем регистрируемом сигнале. Экспериментально измеряемая величина отношения детектируемого переменного сигнала 2-й гармоники к общей интенсивности принимаемого фотоприемником излучения остастся практически постоянной до очень большого ослабления ~ 80-90% [48,49]

Главными преимуществами рассматриваемого метода являются высокая чувствительность настройки на линию поглощения CO₂ и сохранение работоснособности в присутствии сильных оптических помех.

Заключение

Из рассмотренного выше видно, что сегодня ДЛС является самым перспективным методом для обнаружения различных примесей в атмосфере, определения их концентраций, что весьма актуально с точки зрения экологии. Кроме того, все большее значение принимает использование ДЛС в медицине, где есть большие возможности для развития. При этом необходимо решать задачу уменьшения стоимости и сложности установок, так как именно этот фактор играет значительную роль в развития ДЛС, и ускорить разработку трассовых газоанализаторов с использованием инжекционных лазеров в ближнем ИК-диапазоне, где не требуется огромных затрат на охлаждение лазеров. В то же время необходимо разрабатывать системы, которые бы выбирали наиболее удобный режим работы лазера и обеспечивали управление им, определяли, каким молекулярным объектам принадлежат наблюдаемые линии и определяли их спектральные особенности, проводили автоматическое определение концентрации контролируемых газов на основе спектральной информации, заложенной в память ЭВМ.

Литература

- Лейбенгард Г. И., Лобашев А. А. Прецизионный анализ состава газов методами лазерной спектроскопии // Оптика атмосферы и океана. 1990. -Т.8, № 4. -С 60-70.
- Астахов В И. Мониторинг окружающей среды // Кванговая электроника. --1982 -Т.9. -С.531-534
- 3 Ангелова М. Контроль загрязнений атмосферы // Кр.сообщ. по физике. -1986. № 10. -С.34-36.
- Freiburg D. Monitoring of gaseous pollutants by tunable diode laser // Proc.Intern Symp --1986. -P.150-174.

- Девятых Г. Г. Решение аналитических задач с помощью дазерных диодов // Письма в ЖТФ - 1987. - Т.11, -С.14-17.
- Манак И. С. Системы полупроводниковой квантовой электроники. Учебное пособие -Ми.: Белгосуниверситет, 1992 - С.46-49
- Кузнецов А. И., Лобачев А. П. Анализ выдыхаемого чоковеком воздуха методами лазерной диодной слектроскопии // Изв.АН СССР. Сер.физ. –1990. –Т. 54. –С. 1909– 1914.
- Ramon U. Martinelli. Mid-infrared wavelengths enhance trace-gas sensing // Laser Focus World, March 1996, P. 77-81.
- 9 Надеждивский А. И. Диодная лазерная спектроскопия // Диодная лазерная спектроскопия -М., 1990. -С 6-38.
- Фираго В. А., Манак И. С. Пути развития высокоселективных трассовых газоаналитических средств для экологического мониторинга и управления технологическими процессами // Квантовая электроника. Тез. докл. Межгосуд. НТК. -- Мы: Белгосуниверситет. -1996. -С.107--110.
- Иванов С.В., Панченко В.Я., Разумихина Т.Б. Лазерный газоанализ многокомпонентных смессй // Оптика атмосферы и океана. - 1993. - Т.6, № 8 --С.1023--1029.
- Бондаренко С. Л., Долгий С. И., Зуев В. В. Лазерный многокомпонентный газоанализ приземного слоя атмосферы // Оптика атмосферы и океана. – 1992. ~Т.5, № 6. –С.611-633.
- Солдаткин Н. П. Дастанционное зондирование атмосферы и подстилающей поверхноств // Оптихв атмосферы и океана. -1994. -Т.7, № 1. -С.63-65.
- Gridin P. V., Gilmore D. A. Determine consentration with unline cristal Appl, Spectr. -1988.
 -Vol.42, № 5. -P 770-774
- Davis C. C. Patuchowsri S. J. Temperature dependence of refrective index // Appl.Opt. -1981. -Vol.20. -P.2539-2554.
- Axner O. Temperature dependence of laser // Appl.Spectr. -1990. -Vol.44, № 7. -P.1117-1123.
- Robin M B. Method detective of ionization moleculas and atoms // Appl.Opt -1980. -Vol. 19, № 23. -P.3941-3974.
- Ramos G. R. Method determine of fluorescentive concentration moleculas of U²³⁸// Appl.Spectr. -1988. -Vol.42, № 2. -P.341-346.
- Балин Ю. С., Разенков И. А. Лазерный контроль аэрозольных загрязнений воздушного бассейна индустриальных центров // Оптика атмосферы и океана. –1993. –Т.6. № 2, – С.169–187.
- Гудков В. А. Спектрометр для измерения уровней загрязнения в окружающей среде // Оптика и спектроскопия. -- 1993. -- Т.75, вып.6. -- С.1324--328.
- Бычкова Л. П., Даварашвили О. И., Дядькив А. П. Применение перестраиваемых лазеров для детектирования SO₂ // Сообщ. АН Груз. ССР. ~1989. № 3. -С.576-580.
- 22. Hideo Tai Remote detection of methane // Appl.Opt. -1992, --Vol.31, -P.809-813

- 23 Косичкин Ю. В. Снектрометр, работающий в импульсно периодическом режиме /-Изв.А.Н.СССР. Сер.физ. - 1983. -- Т.47. -- С.2035-2037.
- 24 Аршинов Ю Ф, Бобровников С. М. Дистанционное определение состава, скорости истечения выбросов из труб вредприятив КР выдаром // Оптика азмосферы и океана ~1992. - Т.5, № 7. - С.726-732.
- 25. Колытин Ю. Д., Коханов В. И. Дистанционная коррелационная слектроскопия // Оптика атмосферы и оксана. ~1994. ~Т.7, № 5. ~С.664-668.
- Fried A., Drummond J. Versatile integrated tunable diode laser system for high precision // Appl.Opt. - 1991. --Vol.30, № 15. -P.1916--1930.
- Svanberg S. Laser spectroscopy applied to energy, environmental and medical research // Appl.Phys. --1988. --Vol.B46. --P.271-282.
- Блох М. А. Спектроскопая в медицине // В мире науки. -1988, № 5, -С.20--24.
- Kroll M. Ollinger O. Measurement of gaseous oxygen using diode laser spectroscopy // Appl.Phys.Lett. -1987. -Vol.18, № 2. -P.1465-1467.
- 30 Фираго В. А. Методы расчета концентрации контролируемых веществ в лазерных абсорбционных газоанализаторах // Квантовая электроника. Тез. докл. Межгосуд НТК. - Ми.: Белгосуниверситет. - 1996. - С. 111-112.
- Применение лазеров для определения состава атмосферы /О. К. Костко, В. С. Портасов, В. У. Хаттатов, Э. А. Чаянова. – Л.: Гидромстеоиздат, 1983. – С.83-97.
- 32. Гейнц Ю Э., Землянов А. А. Об обводиении золькых частиц в дымовых шлейфак индустрияльных источников // Оптика атмосферы и океана. –1992. –Т 5, № 5. –С.517– 524.
- 33. Ангелова М., Дончев А., Засавицкий И. Автоматизированный трассовый газоанализатор на основе перестраиваемых диодных лазеров и его применение в исследованиях динамики втмосферных загрязвений // Кр. сообщ. по физике. –1986-№ 10. –С.36–38.
- Блох М. А. Сверхвысокочувствительный диодный пазерный спектрометр // Матер.8-го Симп. по молекул.спектр.высокого разрешения. –Томск, 1987.–С.17.
- Зуев В. В., Комаров В. С. Статистические модели температуры и газовых компонент атмосферы. – Л : Гидрометеоиздат, 1986. – 264 с.
- Мицель А. А., Пономарев Ю. Н. Оптические модели атмосферного аэрозоля. Новосибирск : Наука, 1988. –102 с.
- 37. Лазерный контроль атмосферы /Под ред. Е. Д. Хинкли. -М.: Мир, 1976. -416с.
- Grat W. Laser remote sensing techiques in laser monitoring of the atmosphere. Berlin. -1987, -645 p.
- 39 Кароль И. Л., Розанов В. В., Тимофеев Ю. М. Газовые примеси в атмосфере. Л.: Гидрометеоиздат, 1983 192 с.
- Гиргждас А. С. Моняторинг фонового загрязнения природной среды. Вып.3. –Л.: Гидрометеоиздат, 1986. –С.116-120.

- Применение инжекционных лазеров ближнего ИК-лиалазона для контроля содержания аммиака в воздухе / Л.И. Гуринович, В.И. Дураев, В.А. Иванов, Н.К. Никеенко // ЖПС. ~1993. - Т.58, № 3-4. -С.318-322.
- 42 Надеждинский А. Н. Колебательно-врашательные спектры молекул М.: Наука, 1988. С 6 · 80.
- 43 Одновременный контроль СО и СО₂ в смеси газов с комощью перестраиваемого наерного диода / Л. И. Гуринович В. П. Дураев, В. А. Иванов, И. К. Никеенко // ЖПС – 1995. -Т.62, № 6. -С 67-70.
- 44. Демидов П. Г. Горение и свойства горючих веществ –М. Наука и техника, 1962 264 с.
- 45. Контроль СО в ближней ИК-области с помощью лазерных диодов / Л. И. Гуринович, В. П. Дураев, В. А. Иванов, Н. К. Никеенко // ЖПС, -1994. -Т.60, № 3-4, -С.369-372.
- Пожарная безопасность. Взрывоопасность. Справочник / Под ред. А. Н. Баратова.
 М.: Наука и техника, 1987. С.67-70.
- Применение лазерных диодов в схеме оптического извещателя очагов возгорания/ Л. И. Гуринович, В. П. Дураев, В. А. Иванов, Н. К. Никеенко // ЖПС. -1993. -Т.59, № 3-4. -С.276-280
- Лазерная аналитическая спетроскопия / Под ред. В. С. Летохова, -М.: Мяр, 1988. -С.120-173.

А. А. Афоненко, С. П. Дроз і, И. С. Манак, В. А. Фираго

КОМПЬЮТЕРНОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ СВЕТОДИОДНЫХ ГАЗОАНАЛИЗАТОРОВ

Сложные газовые среды являются источниками многообразных физико- химических процессов, которые целенаправленно и широко используются в различных областях человсческой деятельности; науке, гехнике, промышленности и других сферах. Все это приводит к значимости изучения свойств и характеристик этих процессов, а также актуальности разработки и создания для анализа такого рода систем эффективных методов и средств. В частности, осуществление непрерывного экологического мониторинга, а также контроль протекания различных техпологических процессов требуют создания й внедрения трассовых средств высокоселективного количественного газового анализа [1, 2]. Это позволит повысить как экологическую, так и ресурсосберегающую эффективность источников выбросов. Эффективным направлением экономии топливных ресурсов является оптимизация процессов горения топлива в системах тепло- и энергоснабжения. Например, организация автоматического контроля концентрации кислорода и угарного газа в отходящих газах котдов позволяет экономить от 2 до 8% топлива для котельных и 0.1-0.3% на ТЭЦ, что делает весьма актуальным создание соответствующих газоаналитических средств [3]. На сегодняшний день экологическими службами нашей республики проводится в основном периодический контроль выбросов предприятий. Проведение непрерывного мониторинга выбросов затруднено отсутствием недорогих систем, обладающих эксплуатационной и метрологической надежностью, низкой стоимостью эксплуатации, простотой обслуживания и долгим сроком службы.

В настоящее время существуют два типа газовых сенсоров: контактные (электрохимические) и бесконтактные (оптические). Контактные датчики применяются в основном для разового контроля и из-за низкой селективности работают эффективно лишь в бинарных и квазибинарных газовых средах К тому же в процессе эксплуатации в сложных влагосодержащих и агрессивных средах наблюдается деградация их характеристик из-за осаждения на рабочей поверхности различных загрязняющих компонент и ухудшения диффузии молекул анализируемого газа в чувствительный слой сенсоров, что является причиной короткого срока их службы. Гарантийный срок лучших электрохимических датчиков, даже при наличии системы газоподготовки и газоочистки, не превышает одного года. Существующие же оптические средства непрерывного контроля обладают необходимой чувствительностью и

85

селективностью Примером может служить шведская система OPSIS, которая позволяет проводить непрерывный мониторинт выбросов методами дифференциальной абсорбционной спектроскопии, которые требуют применения сложной спектромегрической аппаратуры и системы обработки получаемых сигналов с помощью ЭВМ Ноэтому ее стоимость, в зависимости от вида и количества анализируемых газов, колеблется от 150 до 280 тысяч долларов США. Более простые однокомповентные зарубежные системы непрерывного ковтроля также достаточно дорогие. Что касается газоаналитических приборов, выпускаемых в странах СНГ, то они неэффективны из за низкой эксплуатационной вадежности и необходимости применения систем газоочистки. Очевидно, что в условиях нашей республики широкое применение могут найти лишь газоаналитические средства с низкой стоимостью и небольшими затратами на техническое обслуживание. Для теплоэнергетики окупаемость таких средств составит, в зависимости от условий применения, от трех месяцев до одного года, что очень выгодно для предприятий.

Создание требуемой газоаналитической аппаратуры – трудоемкая научно-техническая задача. Существенное снижение затрат на ее разработку возможно только при использовании компьютерного моделирования основных процессов, происходящих при формировании зондирующего излучения, его взаимодействии с контролируемой средой, а также при приеме и обработке пришедшего с трассы сигнала. Кроме того, компьютерная модель должна обладать возможностью оценки влияния условий контроля, а также концентрации других компонент среды на результаты измерений, что позволяет оптимизировать как структуру, так и характеристики отдельных узлов создаваемых газоаналитических средств.

1. Требования к характеристикам оптических газоанализаторов

Существует множество методов газового анализа и реализующих их устройств – газоанализаторов, основанных на различных физических, химических, физико-химических, теплофизических, аэродинамических свойствах газов и газовых смесей. Большое количество газоанализаторов определяется как их узкой специализацией, так и разнообразными требованиями, предъявляемыми к точности, чувствительности, надежности, номенклатуре определяемых компонентов, эффективности, диапазону измеряемых концентраций [4, 5].

Газоаналитические методы и средства развиваются в двух направлениях: промышленном и лабораторном. Лабораторные устройства анализа характеризуются более высокой чувствительностью и прецизионностью в силу

86

условий их эксплуатации и предназначения. Далеко не все набораторные средства могут быть использованы в производственных условиях. Производственные устройства анализа должны обеспечиваль непрерывный и автоматический контроль анализируемой среды в сложных производственных и климатических условиях без участия человека [6] Класс точности существующих автоматических анализаторов обычно невысок. В общем случае промышленные средства газоаналитического контроля должны обладать:

- высокой метрологической надежностью и эксплуатационной устойчивостью;
- возможностью ведения непрерывного контроля в сложных газовых средах;
- широким диапазоном измеряемых концентраций,
- чувствительностью на уровне предельно допустимых концентраций (ПДК);
- небольшим временем запаздывания получения результатов для их использования в системе регулирования технологических процессов,
- эффективностью, т. е. невысокой стоимостью получаемой информации;
- конструктивной простотой и удобством эксплуатации [7, 8].

Очевидно, многие из этих требований носят противоречивый характер. При разработке новых аналитических методов и средств нужно стремиться к тому, чтобы системы на их основе могли существовать в промышленном варианте и в то же время обладать газоаналитическими характеристиками лабораторных приборов. Технические условия на разработку перспективных газоаналитических устройств, кроме вышенеречисленных требований, должны предусматривать:

- полную автоматизацию измерительного процесса и возможность длительного функционирования без обслуживания;
- вывод результатов в стандартном виде;
- показатели надежности и долговечности: класс надежности 111А, наработка на отказ 5000 часов, гарантийный срок службы 18 месяцев, общий срок службы не менее 6 лет, среднее время восстановления 0.5 часа;
- условия эксплуагации: температура окружающей среды 10-50 °C, относительная влажность до 98% при температуре 35 °C, атмосферное давление 680-840 мм рт. ст.

Основными требованиями к промышленным средствам являются метрологическая надежность измерений и эксплуатационная устойчивость. Причины, снижающие надежность, обусловлены как условиями эксплуатации приборов, так и недостатками методов, реализованных в них [9]. При выборе источника излучения необходимо учитывать спектральную характеристику излучателя, мощность излучения в требуемых пределах, постоянство заданного режима излучения, воспроизводимость характеристик, срок службы источника и его стоимость [10].

При конструировании оп пической системы выбирается материан, обдадающий прозрачностью в рабочем спектральном диапазоне, достаточно прочный, хорошо обрабатывающийся, относительно недорогой и стабильный по своим свойствам. Для приборов, работающих вне помещения, материал оптической системы должен быть также стойким к климатическим воздействиям (азменению температуры, влажности, давления и т. д.) В процессе выбора следует, наряду с его коэффициентом пропускания, обращать внимание на дисперсию, т. с. изменение показателя преломления материала при изменении длины волны. Наряду с линзовыми оптическими системами применяют также и зеркальные. Высокий коэффициент отражения системы в необходимом спектральном диапазоне обеспечивается выбором соответствующего покрытия с большим коэффициентом отражения, достаточно прочного, физически и химически стойкого, не изменяющего своих свойств с течением времени. Параметры фильтров должны отвечать поставленным требованиям для полосы пропускания. Применяемое в системе оптоволокио должно обладать достаточной информационной пропускной способностью и малым коэффициентом затухания. Во избежание сильного загрязнения оптических элементов, соприкасающихся с анализируемой средой, используются разлачные методы их защиты. Наиболее прогрессивная газодинамическая защита позволяет исключить процесс подготовки проб (осущка, очистка, охлаждение) при анализе аэродисперсных сред, что позволяет вести экспресс-анализ, отслеживая динамику газовых процессов.

В зависимости от решаемой аналитической задачи при выборе приемняка излучения, прежде всего определяют рабочий спектральный диапазон и требования к спектральной характеристике приемника. Далее рассчитывают поток излучения, принимаемый оптической системой и попадающий на чувствительный слой приемника. Величина этого потока позволяет оценить требования к чувствительности приемника. Расчет приемно-усилительного тракта состоит в подборе оптимальных характеристик входных цепей усилителя, расчете коэффициента усилителя и оптимальной полосы пропускания независимо от выбранной схемы усилителя [11].

Чувствительность прибора в целом определяется конструктивными и фотоэлектрическими параметрами элементов: спектральной яркостью источника, диаметром и качеством оптической системы, типом приемника, методом модуляции потока. Онтические газоанализаторы нового поколения, наряду с использованием метрологически надежных методов анализа, должны обладать низким энергопотреблением, обусловленным простотой оптической системы, отсутствием вращающихся механических узлов, использованием микропроцес сорной техники, а также исключением влияния различных дестабилизируюних факторов.

2. Оптические методы определения концентрации контролируемых газов

Общие принципы. Оптические методы газового анализа используют яспускание или поглощение электромагнитных колебаний атомами или молекулами. Любое химическое соединение имеет уникальный спектр излучения или поглощения, и по виду полученных спектров можно определить его состав, т. е. провести качественный анализ.

Методы спектроскопии позволяют проводить и количественный анализ, заключающийся в определении содержания контролируемого вещества в анализируемой смеси. Количественный и качественный анализ можно проводить не только по спектрам поглощения, но и по спектрам излучения. В этом случае небольшая часть анализируемого вещества сжигается в электрической дуге или искре, а затем фотографируется его спектр излучения.

Определение концентрации контролируемого вещества в абсорбционных методах основывается на регистрации велячины резонансного поглощения зондирующего излучения и вычислении парциального давления этого вещества с использованием закона Бутера-Ламберта. При этом применяются разнообразные методики определения величины резонансного поглощения, которые в общем случае можно разделить на методы прямой регистрации поглощения и модуляционные.

Способы на основе прямого определения поглощения зондирующего излучения. Прямое измерение ослабления интенсивности зондирующего излучения за счет поглощения его газовой средой является одним из вариантов абсорбционного спектрального анализа. Развитие данного метода позволяет улучшить его аналитические возможности за счет модуляции длины волны или интенсивности потока зондирующего излучения, а также путем применения специальной обработки регистрируемого сигнала: дифференцирование его и извлечение аналитической информации по производной от спектров поглощения.

Количественный абсорбционный анализ основан на измерении концентрации поглощающих атомов или молекул газа по изменению интенсивности процедшего через анализируемую газовую среду зондирующего излучения

Поглощение излучения происходит на резонансных частотах, определяемых переходами электронов с орбиты на орбиту в атомах или электронно-колеба теяьно-вращательными состояниями в молекулах. Слекто поглощения в первом случае представляет собой набор отдельных спектральных линий, а во набор полос из совокупности спектральных линяй. Поглошение BTODOM зондирующего излучения в газовой смеси строго описывается законом Бугера-Ламберта лишь для монохроматического излучения в условиях отсутствия фотохимических реакций в газовой среде. Вычисление концентрации поглощающих частиц основано на определении величины спектрального коэффилнента поглощения, который определяет интенсивность и параметры контура линии поглощения. Обычно измеряют интегральную интенсивность линай (полос) поглощения. Анализируемый сигная представляет собой разность интенсивностей зондирующего излучения до и после взаимодействия с газовой средой. Связь между изменением интенсивности излучения и концентрацией поглощающих частиц, которую далее используют в виде градуировочных графиков, можно найти опытным путем. Чувствительность и селективность метода определяется точностью регистрации и изменением интенсивности прошедшего поглощающую среду зондирующего излучения, а также возможностью выделения отдельных линий либо полос поглощения определенных компонентов газовой смеси. Для улучшения данных характерастик можно увеличить толщину поглощающего слоя газовой смеси, повысить разрешающую способность, а также применять различные способы формирования и обработки аналитического сигнала. Однако на практике первые два пути не всегда возможны из за возникающих технических сложностей. Поэтому наиболее перспективно использовать третий путь и основанные на нем методы [12].

Дифференциальные методы. К дифференциальным методам относятся метод двух лучей и способ двух линий. Способ двух линий состоит в том, что поглощение измеряют на двух частотах v_0 , v_1 при последовательном или одновременном пропускании через поглощающую газовую среду зондарующего излучения $I(\lambda_0)$, которое совпадает с максимумом поглощения $k(\lambda_0)$ линии либо полосы поглощения определяемой компоненты и $I(\lambda_1) - c$ минимумом поглощения $k(\lambda_1)$. Если известен дифференциальный коэффициент поглощения $\Delta k = k(\lambda_0) - k(\lambda_1)$, то, измеряя отношение интенсивностей, можно рассчитать концентрацию поглощающих частиц:

$$C_{*} = \frac{\ln[I(\lambda_{0})/I(\lambda_{1})]}{\Delta kL},$$
(1)

где L – толщина поглощающего слоя газа.

Метод двух лучей заключается в том, что зондирующее излучение с

некоторой частотой по возможности, совпадающей с максимумом погловиения определяемой компоненты, пропускают через две идентичные кюветы. Одна из них наполнена анализирусмой газовой смесью, а вторая (опорная) – газовой смесью известного состава. По разности сигналов опорного и рабочего каналов определяют концентрацию контролируемого компонента.

Дисперсионные методы. Каждый из газов анализируемой смеси поглощает на характерных для него длинах воли. Чувствительность анализа зависит от используемого оптического дианазона. Например, в ультрафиолетовой (УФ) области она составляет ~ 10^{-7} об. %, а в инфракрасной (ИК)-области – ~ 10^{-4} - 10^{-5} об.%. Применимость УФ-абсорбциометрии ограничена из-за того, что в этой области не все газы имеют УФ-спектры поглощения, пригодные для измерений. Чаще используют ИК-абсорбциометрию, поскольку многие контролируемые компоненты имеют сильные полосы поглощения в ИК-области, а основные составляющие атмосферы (O₂, N₂) не поглощают в этом диапазоне.

Метод учета метающих наложений основан на использовании заранее полученных спектров поглощения основных компонент. Данный метод применяется в шведской газоаналитической системс OPSIS. Зарегистрированный сигнал поглощения нормируется на сигнал, полученный для нейтральной газовой среды (сухой азот), т. е. при отсутствии в смеси контролируемых газов. Это позволяет устранить влияние изменений мощности зондирующего излучения, возникающих при перестройке частоты лазера. Вторым шагом процедуры является устранение низкочастотных вариаций поглощения, вызываемых нерезонансными (диссипативными) механизмами (загрязнениями онтических элементов, рассеянием аэрозольных частиц и т. п.) В результате этого получают комбинацию спектров резонансного поглощения двух газов. Эталонные спектры этих газов заранее определены, что позволяет путем варьирования их парциальных давлений получить наилучшее соответствие экспериментальной и расчетной зависимостей. Наблюдаемая разность между зависимостями может вызываться вкладом в спектр резонансного поглощения неизвестных и поэтому не учитываемых газовых компонент смеся, а также шумами и нестабильностью параметров регистрирующей аппаратуры [13].

Дисперсионные корреляционные методы. Повысить чувствительность и селективность анализа позволяет корреляционная обработка принимаемого потока зондирующего излучения. Для этого используют спектрометры, применяющие поглощающую маску в виде набора щелей, пропускающую излучение лишь в линиях поглощения (излучения) исследуемого газа. В общем случае маска состоит из большого количества щелей, которые расположены, как и линии поглощения газа, в хорошо разрешенном спектре При этом необходимо учитывать, что центры щелей совпадают с центрами линий, причем ширина щелей значительно меньще ширины изображения линии Маска совершает небольшие колебания вдоль спектра около центра линий с частотой несколько десятков герц. При наличии в сцектре приходящего излучения провалов, обусловленных линиями поглощения исследуемого газа, колебания маски далут на выходе приемника пульсирующий сигнал, промодулированный по амплитуде, который дальше подвергается усилению и измерению.

Основным недостатком корреляционных масочных приборов является ях довольно большая сложность. Все они требуют снектрометра высокого разрешения. Это определяет большие габариты установки, высокую стоимость и возможность работы только в стационарных условиях. Вторым недостатком является малая светосяла прибора. Для увеличения избирательности анализа и увеличения глубины модуляции ширина щели маски должна быть как можно меньше, а это ограничивает суммарный поток радиации, падающей на приемник. Перестройка прибора на другой газ происходит сменой маски, изготовление которой является трудоемким процессом [14-16].

Недисперсионные корреляционные методы. При решении ряда прикладных задач удобно использовать низкое спектральное разрешение и недисперсионные корреляционные методы. Метод корреляционной спектроскопии может применяться как при локальных, так и при дистанционных измерениях. Суть метода заключается в следующем. Селективно-поглощающая газовая среда просвечивается пробным излучением $I_0(\lambda)$ от искусственного или естественного источника излучения. В качестве естественного источника может использоваться рассеянное, отраженное, или прямое солнечное излучение, а также ИК-излучение подстилающей поверхности и атмосферы Земли. В локальном методе измерений исследуемый газ закачивается в кювету и используется искусственный источник подсветки (тепловой источник, некогерентный полупроводниковый излучатель, дазер). При этом принципиальных различий с активной дистанционной схемой не возникает. Прошеднее через детектируемый газ излучение исследуется при помощи корреляционного спектрорадиометра, анализирующего спектр излучения в полосе поглощения газа. Амплитуда получаемых после обработки сигналов определяется только той частью спектра поглощения контролируемой смеси, которая тесно коррелирует со спектром анализируемого газа

Недисперсионные корреляционные газоанализаторы обладают более простой оптической схемой по сравнению с дисперсионными. В них функции диспергирующего элемента и маски выполняет так называемая корреляционная кювета с фиксированным количеством того же газа, который подлежит контролю. О поглощающей массе газа судят по разности потоков, поглощенных в корреляционной кювете и в нейтральном ослабителе, причем спектральные участки в промежутках между линиями поглощения дают малый вклад в сигнал на выходе спектрорадиомстра. Это позволяет существенно ослабить действие других газообразных компонент смеси, линии поглощения которых понадают в полосу поглощения исследуемого газа

Выходной сигнал фотоприемника корреняционных спектрометров зависит не только от концентрации определяемого на трассе I аза, но и от интегральной интенсивности приходящего излучения. Для устранения этого недостатка приходящее азлучение попеременно направляется на кювету с образцовым газом и на нейтральный ослабитель. Интегральное пропускание нейтрального ослабителя и кюветы выбирают равными. Если через u₁ обозначить интенсивность потока излучения, прошедшего через кювету, а через u₂ - интенсивность потока через нейтральный ослабитель, то формируемый сигнал будет представлять собой функцию от отношения $(u_1-u_2)/(u_1+u_2)$. Это позволяет исключить зависимость показаний газоанализатора от интенсивности приходящего излучения.

Селективность по отношению к мешающим примесям в большей степени реализуется в тех случаях, когда спектр поглощения анализируемого газа в рабочей области длин волн проявляет четко выраженную зависимость от длины волны излучения. В этом случае совокупность положений линий несет в себе информацию о типе исследуемого газа, что позволяет исключить влияние посторонних примесей даже в случаях, когда их спектры поглощения перекрываются с полосой поглощения контролируемого газа. При этом важно, чтобы расположение линий поглощения примесей слабо коррелировало с положением линий поглощения анализируемого газа. Когда спектральные линии перекрыты и отсутствует тонкая структура линий в полосе исследуемого газа, говорить о корреляционной спектроскопии нельзя. В этом спучае информационное содержание полосы поглощения резко уменьшается, и при обнаружении анализируемого газа обычно ограничиваются двумя параметрами: положением центра полосы поглощения исследуемого газа и спектральным контрастом регистрирусмого излучения в центре полосы и вне ее. При этом снижается и селективность метода [16, 17].

Модуляционная спектроскопия. Аналитический сигнал можно формировать путем гармонического изменения интенсивности излучения, попадающего на приемник. При гармонической модуляции измеряемый сигнал зависит только от той части зондирующего излучения, которая отвечает спектру поглощения определяемой компоненты газовой смеси. Возможно

93

также применение методов, основанных на использовании явлений смещения длины волны поглощения молекулами или частоты излучения источников при помещении их в магнитное (эффект Зеемана) или электрическое (эффект Штарка) поля. В первом случае используется явление расщеновния энергетических уровней поглощающих или излучающих атомов и молекул во внешнем магнитном поле на три (нормальный эффект Зеемана) и большее число компонент (аномальный эффект Зеемана). Сигнал приемника модулируется по амплитуде с частотой изменения напряженности магнитного поля. Обычно в переменное магнитное поле помещают источник излучения. В случае использования эффекта Штарка абсорбционную кювету с анализируемым газом помещают в переменное электрическое поле, а в остальном происходяцие процессы схожи.

3. Источники излучения для некогерентных оптических газоанализаторов

Естественные источники. Естественными источниками инфракрасного излучения являются Солнце, Луна, звезды, планеты, поверхность Земли, облака и т. д. Около половины солнечной энергии излучается в ИК-области , 40% – в видимой области (0.4-0.7 мкм) и 10% в УФ- и ренттеновской областях спектра. До поверхности Земли от Солнца доходит излучение с длинами волн от 0.3 до 3 мкм. Более длинно- и коротковолновое излучение атмосферой Земли поглощается. С увеличением зенитного расстояния Солнца возрастает относительное содержание ИК-излучения, доходящего до Земли. Это можно объяснить тем, что по закону Релея рассеяние излучения атмосферой уменьшается с увеличением длины волны. Кроме того, поток излучения, попадающий на поверхность Земли, изменяется в зависимости от времени года и суток. При расчете излучения конкретных земных поверхностей надо учитывать свойства данной поверхности, т. к. излучение от горных пород, дорожных покрытий, воды, растительности, почвы и т. д. будет всегда разным.

Искусственные излучатели. Для решения разнообразных задач в абсорбционных газоанализаторах используют различные источники излучения: газоразрядные, тепловые, когерентные. По характеру излучения их можно разделить на источники сплошного, линейчатого и монохроматического излучения в УФ-, видимом и ИК-спектральных диапазонах.

Тепловые источники характеризуются сплошным спектром излучения и относительной стабильностью излучаемой мощности. В качестве таких источников применяют модели абсолютно черного тела (АЧТ), ленточные и спиральные излучатели. Некогерентные полупроводниковые азлучатели. Из материалов, применяемых для азготовления светодиодов, можно отмегить AsGa, InP, GaSb. На их основе составляют четверные соединения, позволяющие перекрыть дианазон излучаемых длин волн от 0.6 до 4.5 мкм. В качестве источников видамого диапазона применятся структуры на основе GaAsP или GaP, легированные N или ZnO

Для инфракрасных светодиодов, излучающих в области 1.8 – 4.6 мкм характерно следующее. Если в ближной ИК-области спектра создан ряд светодиодных структур с высокой выходной мощностью, то в средневоляовой области работы но созданию светоднодов только разворачиваются. На данном этапе их конструкция представляет собой обычный светоднод с вергикальным выводом излучения. С целью сужения диаграммы направленности излучения используется параболический отражатель. При изготовлении инфракрасных светодиодов используются гетероструктуры на основе твердых растворов GaAsSb с легированием их А{ и In. С увеличением длины волны выходная мощность излучения этих диодов быстро падает, что свидетельствует о существенном возрастании безызлучательных потерь Они характеризуются большими потерями при согласовании с коллимирующими оптическими системами. Невозможность сфокусировать излучение светодиода в небольшое пятно вынуждает использовать фотоприемники с большой приемной плошалкой, что существенно ограничивает достижимое отношение сигнал/шум, Очевидно, что для успешного использования этих светодиодов в различных газоанализических приложениях необходимы дальнейшее улучшение их структуры, повышение внешней квантовой эффективности и переход к конструкции с волноводным выводом излучения [18].

4. Общая характеристика спектров поглощения основных атмосферных газов

Описание функций поглощения и пропускания. Каждая линия поглощения молекулы контролируемого газа имеет свои собственные значения положения центра, полущирины и интенсивности. Без точного знания их не может быть и речи о теоретическом определении коэффициента поглощения. Для интенсивности отдельного перехода молекулы из состояния *и* в состояние *i* используется следующее выражение:

$$S_{ij} = \frac{8\pi^{2}\nu_{ij}}{4\hbar c} \frac{N_{ij}}{g} \left[1 - \exp(-\frac{\hbar c \nu_{ij}}{kT}) \right], \qquad (2)$$

где N_i/N – относительная концентрация молекул в нижнем состоянии; g_i – статистический вес; v_{ij} – частота перехода; $|R_{ij}|^2$ – квадрат матричного эле-

мента дино, ьного момента. Относительная концентрания может быть выражена через энергию уровней *b*, и через статистическую сумму всех состояний *Q* в виде:

$$\frac{N}{g}\frac{1}{N} = \frac{1}{Q}\exp\left(\frac{E}{kT}\right)$$

Матричный элемент дипольного момента µ_d выражается через волновые функции состояний молекулы Ψ, и Ψ_i

$$R_{\phi} = \int_{\Omega} \Psi^{\dagger} \mu_{\sigma} \Psi_{\mu} d\Psi _{\mu}$$
(4)

где интегрирование проводится по всему конфигурационному пространству Ω Матричные элементы R_{ij} связаны с известными коэффигиентами Эйнштейна A_{ij} , характеризующими вероятности вынужденного излучения и поглощения между молекулярными уровнями *i* и *j*

$$A_{\mu} = \frac{54\pi^2 v_{\mu}^2}{3hg_{\mu}} |R_{\mu}|^2 \qquad (5)$$

Очевидно, что наиболее грудной задачей расчета интенсивностей линий является нахождение квадратов матричных элементов дипольного момента соответствующего перехода.

Как известно, пропускание и поглощение монохроматического излучения в газовой среде (без учета процессов рассеяния света) определяется законом Ламберта-Бугера:

$$I(v, L) = I_0 \exp[-k_a(v)P_aL],$$
(6)

где $k_{\alpha}(\nu)$ – линейный коэффициент поглощения (см⁻¹ атм⁻¹); ν – частота излучения в обратных сантиметрах (см⁻¹); P_{α} – парциальное давление газа в атмосфере (атм); L – длина контролируемой трассы, или оптический путь; I_0 – начальная интенсивность излучения; $I(\nu_i L)$ – интенсивность после прохождения трассы.

В реальных условиях из-за столкновения молекул и наличия доплеровского сдвига молекулярные спектры уширяются. Заметим, что при давлениях, больших 0.01 бара, преобладает уширение, вызываемое давлением, или поренцовское уширение. Коэффициент поглощения связан с интенсивностью молекулярной линии для поренцовского контура следующим образом:

$$k_{a}(\nu) = \frac{\pi}{\pi} \frac{\mu}{(\nu - \nu_{0})^{2} + \alpha^{2}} N$$
(7)

где $S - эффективная интенсивность линни (см/молекуяа); <math>v_o$ - частота в центре линии (см¹), α -лоренцовская полупирина линия; N - общее число молекул поглощающего газа в см⁻³ атм⁻¹. При T=296 К N - это число Лошмидта $N_{L_{0}}$ которозе равно 2.179.10 — молску. $u(см - arm^{-1})$). Для дранах температур N определяется выражением

$$\Lambda = N_1 \frac{296}{T}$$
. (8)

Согласно кинетвческой теории, волуширина спектральной линии зависит от давления и абсо котной температуры следующим образом

$$\alpha = n_0 \left(\frac{P}{P_u}\right) \sqrt{\frac{T_u}{T}}$$
(9)

где индекс 0 относится к условиям, для которых стандар изярована m_{e} . Обычно это нормальное давление $P_0 = 1$ атм и температура $T_0 = 273.16$ K.

При точных расчетах необходимо учитывать изотопный состав контролируемого газа Изотопный состав влияет на спектральные линии и обычно значение распространенности изотопов учитывается при описании интенсивности молекулярных линий При снижении давления до 001 бара и меньше линии сужаются и начинает проявляться уширение за счет эффекта Доплера. В этом случае показатель поглошения определяется гауссовым профилем

$$k_{*}(\nu) = \frac{S}{a_{p}} \sqrt{\ln\left(\frac{2}{n}\right)} \exp\left[-\frac{(\nu - \nu_{a})^{2}}{a_{p}^{2}} \ln 2\right], \quad (10)$$

где $a_{D} = \frac{v_{B}}{c} \sqrt{2k(\ln 2) \frac{1}{m}}$ – доплеровская полупирина линии в см c – скорость света в см/с; k – постоянная Больцмана, m – масса молекулы в граммах.

Линии поглощения основных атмосферных газов и паров воды. На рис. 1. представлены линии поглощения в логарифмическом масштабе, полученные с помощью базы данных HITRAN по линиям поглощения 33 газов в спектральном дианазоне от 0.7 до 10 мкм. Масштаб рисунков не позволяет получить четкое разделение отдельных линий для заданных границ рассматриваемого диапазона.

Спектры поглощения основных контролируемых компонент. Как известно, молекула обладает электронной, колебательной и вращательной энергиями. В зависимости от диалазона длин волн, мы имеем дело с электропными спектрами в УФ- и видимой областях, колебательно-вращательными в ИК-диапазоне и вращательными в микроволновой области. Поглощение ИК -радиации молекулами обусловлено переходами молекул с основных колебательных энергетических уровней на возбужденные. Каждому колебательных уровню молекулы в газообразном состоянии соответствует серия вращательных уровней. Следствием этого является тот факт, что каждый колебательный переход в ансамбле молекул превращается в серию линий, занимающую большой интервал по шкале волновых чиссл, положение и структура которой определяется строением молекул. Наиболее простая



Рис. 1. Нинии поглощения основных атмосферных газов: a - CO, $b = CO_2$, $b - H_2O$, $z - N_2$, $\partial - NO$, $e - NO_2$, $\infty - O_2$, $z - CH_4$

структура колебательно-вращательной полосы в случае двухатомных молекул. Условием появления колебательных полос в спектре является отличное от нуля изменение дипольного момента молекулы при соответствующем переходе. Двухатомные молекулы, состоящие из одинаковых атомов, например O₂, N₂, в условиях приземного слоя атмосферы (давление меньше 1 атм, T~273-300 K), имеющие равный нулю, не изменяющийся при колебаниях дипольный момент, не могут иметь колебательно-вращательных спектров. Частоты колебательно-вращательных линий и структуру полосы поглощения можно определить, учитывая изменение колебательно-вращательных спектров гии молекулы и правила отбора. Частота этих переходов в реальных спектрах не является точно кратной основной частоте, интенсивность обертонов с ростом частоты быстро уменьшается

При увеличении числа атомов в молекуле структура колебательновращательного спектра усложняется. Если для двухатомных молекул в спектре поглощения наблюдается одна полоса, соответствующая основному переходу, то спектр многоатомных молекул содержит несколько таких полос, вногда перекрывающих друг друга Более простыми спектрами обладают гла перекрывающих друг друга Более простыми спектрами обладают грех агомные молекулы. Усложнение строения молекулы приводит не только к увеличению числы основных полос поглощения, но и к увеличению проявляющихся в спектре полос поглощения, соответствующих обертонам, и так называемых составных полос, центральная частота которых представляет собой величину, близкую к линейной комбинации основных частот.

В ИК-спектроскопии при рассмотрении поглощения радиации атмосферой следует учитывать наличие изотонов молекул, имеющих колебательно-вращательные полосы с несколько измененными параметрами. При замещении в молекуле одного или нескольких атомов наблюдается смещение положения центральной полосы. В случае молекул, состоящих из одинаковых атомов и не обладающих дипольным моментом, изотопическое замещение может привести к возникновению дипольного момента, вследствие чего колебание такой молекулы может активно проявляться в ИК-спектре.

Возможность измерения содержания какого-либо газа независимо от применяемого метода измерения поглощенной радиации, определяется наличием спектральной области, в которой поглощение обусловлено только определяемой компонентой, или в которой учесть влияние поглощения других составляющих наиболее просто. В настоящее время накоплено достаточно много данных о строении, расположении колебательно-вращательных уровней основных атмосферных составляющих и различных молекулярных примесей.

Наяболее широкими областями поглощения обладают пары воды, которые занимают области 4000–2700 см⁻¹ и 2000–1400 см⁻¹. Спектр поглощения водяного пара представляет собой совокупность большого числа узких линий различной интенсивности, частично перекрывающах лруг друга. Очевидно, что при наложении на эту полосу полосы поглощения другого газа, определение его содержания во влажном воздухе представляет собой сложную задачу, решение которой требует знания точных значений параметров полос обоих компонент. Примером такого наложения является перекрытие парами воды полосы поглощения NO (1800–2000 см⁻¹) и NO₂ (1500–1800 см⁻¹). Следовательно, проведение анализа содержания NO возможно только с привлечением спектров высокого разрещения и с учетом перекрытия отдельных линий вращательной структуры обоих полос.

Частично перекрываются с полосой поглощения паров воды полосы поглощения CO (2000-2250 см⁻¹), SO₂ (1400-1100 см⁻¹), N₂O (1100-1400 см⁻¹), перекрываются также и полосы CO₂ (2200-2400 см⁻¹), N₂O (2100-2300 см⁻¹). Таким образом, очевидно, что определение всех этих газов в присутствии остальной номенклатуры загрязнителей возможно только в случае применения спектров высокого разрешения или использования для спектров высокого разрешения или использования для измерений УФ-облас ти. В ряде случаев, когда, например, в анализируемой среде практически отсутствуют окислы азога, возможно использование низкого разрешения и недисперсионного корреляционного метода анализа СО и СО₂ по полосам с v=2143 и 2349 см⁻¹ соответствению. Так как и в этом случае возможно перекрытие полос поглощения этих газов, то удобнее для определения содержания СО пользоваться центральной частью полосы, состоящей из R и P- вегвей в области 2050-2200 см⁻¹, а для CO₂ – в полосе 2200-2400 см⁻¹. В отсутствии N₂O определение содержания SO₂ можно проводить по P-ветви полосы 1151 см⁻¹ [18].

Рекомендации по выбору спектральных диапазонов для анализа смесей газов. Из рассмотренного выше можно сделать вывод, что спектральные диапазоны для анализа смесей газов можно выбирать, основываясь на нескольких принципах:

- газы, являющиеся "помехой", при анализе должны по мере возможности иметь слабые полосы поглощения либо вообще не перекрываться с полосами поглощения анализируемых компонент;
- спектр анализируемого газа должен быть четко выраженным, что позволит получить практически точное значение длины волны для полосы с максимумом поглощения, что в свою очередь необходамо для дальнейшего анализа;
- при выборе спектрального диапазона необходимо учитывать нараметры излучателей, приемников, фильтров и других элементов газоанализатора: речь идет о наличии в данном диапазоне элементов с необходимыми параметрами: длиной волны, интенсивностью, мощностью, полосой пропускания, чувствительностью и т. д.;
- необходимо также учитывать параметры среды, где будут производиться измерения, т. е. все дестабилизирующие факторы, влияющие на точность и эффективность анашиза.

Таким образом, оптимально подобрав спектральный диапазон, можно практически получить необходимую точность и эффективность анализа, а также создать простой в обслуживании и работающий в заданном режиме прибор.

5. Компьютерное моделирование и анализ характеристик проектируемых газоаналитических средств

Общие принципы. Оптический тракт газоаналитического устройства представляет собой систему, включающую в себя источники излучения, оптические фильтры, приемники излучения, кюветы с опорным газом, анализируемую газовую среду

С математической точки зрения элементы оптического гракта газоанализатора можно описать соответствующими спектральными характеристиками. Разработанная модель позволяет проследить за изменениями спектрального состава зондирующего излучения при прохождении его через оптическую систему, проанализировать параметры и характеристики газоанализатора, оценить влияние посторонних газовых компонент на точность средств измерений, описать преобразование электрического сигнала в блоке обработки.

Моделирование элементов оптического тракта газоанализатора. Основными характеристиками источников излучения являются мощность излучения и его спектральная яркость. При построении математической модели в качестве источников излучения можно использовать светодиоды и тепловые источники.

При использовании в газоанализаторе теплового источника его спектральную характеристику можно задать в том же виде, что и для модели черного тела:

$$I(\nu) = \frac{A \cdot \nu^3}{\exp\left[\frac{hc\nu}{kT}\right] - 1}$$
(11)

где A – нормировочный коэффициент, выбираемый из условия, что $\int I(v)dv$ равен заданной мощности излучения; h – постоянная Планка; v – волновое число. В общем случае спектры излучения диодов имеет сложный характер, зависящий от свойств материала и технологии изготовления. Наиболее существенными их параметрами при проведении газового анализа являются спектральная ширина и положение контура излучения. Поэтому в первом приближении спектры испускания можно аппроксимировать гауссовой кривой:

$$I(v) = A \cdot \exp\left[-\frac{(v - v_a)}{2\sigma^2}\right]$$
(12)

где v_0 – волновое число в спектральном максимуме, σ_v – параметр, характеризующий ширину спектра испускания. Спектры излучения можно рассчитать в моделях прямых переходов в без выполнения правила отбора по волновому вектору [19]. В модели с выполнением правила отбора спектр излучения можно представить в виде

$$I(v) = A \cdot \sqrt{v - v_0} \exp\left[-\frac{hc}{kT}(v - v_0)\right].$$
(13)

где A = 2 $W = \begin{pmatrix} h^2 & h^2 \\ h^2 & h^2 \end{pmatrix}$ нормировочный коэффициент; W интегральная мощ-

ность источника

В модели без выполнения правила отбола спектральная характеристика выглядит следующим образом

$$I(\nu) = A_{-}(\nu - \nu_{-})^{*} \exp\left(-\frac{hc}{kT}(\nu - \nu_{0})\right), \qquad (14)$$

где $A = \frac{R' \cdot h^3 \cdot c^4}{2 \cdot k^3 \cdot T^3}$

В программном комплексе дополнительно предусмотрена возможность интерноляции сцектров источников по экспериментальным данным, что позволяет моделировать практически любой источник излучения.

Функцию пропускания фильтров можно задать выражением.

$$T(\mathbf{v}) = \tau_{\phi} + A \exp\left[-\frac{(\mathbf{v} - \mathbf{v}_{a})^{2}}{2\sigma^{2}}\right]$$
(15)

где т_ф – нерезонансный коэффициент пропускания; о параметр, характеризующий ширину пропускания фильтра.

Спектры поглощения анализируемых газов получены с помощью базы данных, содержащей параметры ланий поглощения 33 газов. Коэффициент поглощения линий анпроксимируется лоренцовским контуром, согласно выражению (7). Чувствительность приемника считается постоянной в анализирусмом спектральном диапазоне.

Методы моделидования поглощения зондирующего излучения на ковтролируемой трассе с учетом оптических элементов и фотоприемников. Сложность контроля загрязняющих газов заключается в необходимости применять высокочувствительные методы, которые позволяют определять концентрацию отдельных компонент на уровне ПЛК и ниже [20].

На примере недисперсионного корреляционного метода можно показать процесс моделирования поглошения зондирующего излучения с учетом всех элементов газоанализатора. Функциональная схема газоанализатора для контроля содержания исследуемой компоненты в дымовых газах котлов, использующего инфракрасные светодиоды, представлена на рис. 2

О поглощающей массе газа на контролируемом участке судят по разности потоков ог одного и второго светодиодов, попадающих на фотоприемник. При калибровке прибора эти потоки обычно выравнивают при отсутствии контролируемого газа путем регулировки тока через второй диод Найдем для этого метода оценочные выражения для определения парциального давления контролируемого газа. Сигналы на фотоприемнике от светодиодов *и*₂ и *и*₂, прошедшие через кюветы можно записать в следующем виде:

$$u_{1} = \int_{1}^{\lambda} \tau_{2}(\lambda) \cdot \Phi_{2}(\lambda) \exp[-k(\lambda)(P_{k1}l_{k1} + P_{cp}l_{cp}) \cdot k_{cp}(\lambda)Pl_{cp}]d\lambda,$$

$$u_{2} = \int_{\lambda}^{\lambda} \tau_{2}(\lambda) \cdot \Phi_{2}(\lambda) \exp[-k(\lambda)(P_{k2}l_{k2} + P_{cp}l_{cp}) - k_{cp}(\lambda)Pl_{cp}]a\lambda,$$
(16)

где $\Phi_I(\lambda)$ и $\Phi_2(\lambda)$ – потоки излучения от светоднодов: $\tau_I(\lambda)$, $\tau_2(\lambda)$ результирующие коэффициенты пропускания оптической системы, включающие ослабление при прохождении окон кювет, полупрозрачных зеркал, фильтров, $k(\lambda)$ – коэффициент поглощения контролируемого газа; $P_{kl}l_I$, $P_{k2}l_2$ – произведения парциального давления газов в кюветах на их длины, P_{ep} – парциальное давление контролируемого газа в дымовых газах, $k_{ep}(\lambda)P$ – произведение коэффициента поглощения дымовых газов на их парциальное давление при отсутствии исследуемого газа; l_{ep} – длина контролируемой трассы. Для идентичных излучателей можно считать $\Phi_I(\lambda)$ и $\Phi_2(\lambda)$ пропорциональными. Регулировкой тока инжекции добиваются равенства u_I и u_2 при отсутствии контролируемого газа на трассе. Надо отметить, что $\tau_I(\lambda)$ и $\tau_2(\lambda)$ практически пропорциональны, т. к. отличающие их оптические пути не содержат дисперсионных элементов.

В качестве информационного сигнала используем $F = (u_1 - u_2)/(u_1 + u_2)$. При $k(\lambda) = l_{cp} <<1$ информационный сигнал F, как следует из (16) при $P_{kl} \cdot l_l \neq P_{kl} \cdot l_2$, линейно зависит от P_{cp} , что позволяет путем соответствующей калыбровки определять парциальное давление газа в среде.

Одной из наиболее нерешенных проблем при разработке газоаналитической анпаратуры является обеспечение метрологической надежности измерений. Возникающие погрешности в основном обусловлены изменением спектральной интенсивности электромагнитного поля при его прохождении через загрязняющиеся и изменяющие свои свойства оптические элементы газоанализатора, а также старением электронных компонент и изменением их характеристик под воздействием внешней среды. Для решения этой проблемы используют поверочные газовые смеси и чистые газы либо образцовые газоаналитические приборы. Это приводит к повышению стоимости, однако увеличивает надежность и эффективность работы приборов и повышает срок их бесповерочной работы.

Метрологическое обеспечение газового анализа в общем случае представляет собой совокупность принципов и практических решений, направценных на определение контролируемой компоненты по результатам измерения аналитического сигнала, позволяющих найти искомое содержание с удовлетворительными метрологическими характеристиками, включающими

в себя токазатели погремности и гранины определяемых концентраний Метропотическое обеспечение газового анализа включает совокупность организапионных меропонятий по пооизводству, агтестации хранению, лоставке и применению стандартных образцов, а также по наблю сснию за елинством подменения мер и средств газоапалитических измерений. Олним из основных положений метрологического обеспечения газового инализа является требование построения адекватной градуировочной характеристики аналитического устройства т е характеристики, позволяющей найти искомое содержание компоненты с незначительной погрешностью Для этого при голучновке используют станлартные газовые смеси, обеспечивающие такое же поглощение, что и в контролируемой среде. Очевидно, что идеальными алекватными стандартными образцами являются образцы, идентичные по составу анализируемому газу [13,14]. Однако при спектральном анализе сложных газовых смесей или смесей неизвестного либо неконгролируемо изменяюшегося состава такой ихть довольно сложен или вообще невозможен изза больших трудностей изготовления и хранения таких образновых смесей. Поэтому шля улучшения метрологической належности необхолимо использовать концепцию "безаприорности". заключающуюся в максимальном исключении методических погрешностей, возникновение которых обусловлено влиянием неконтролируемых физических процессов в анализируемой среде и изменением аппаратурных параметров

С развитием методов обработки принимаемого зондирующего излучения тесно связана и оптимизация характеристик конструктивных элементов газоаналитического средства. Это можно проводить по двум путям: поэтапно от элемента к элементу или пытаться одновременно подобрать оптимальные параметры составных частей прибора. В зависимости от поставленной задачи можно выбирать любой из путей, но в данном случае можно попытаться использовать одновременную оптимизацию элементов. Это обусловлено специфическими особенностями окружающей среды, а также свойствами самих элементов. Подобрав оптимальные параметры какой-либо составной части прибора, можно получить ситуацию, когда резко ухудшаются свойства отдельной компоненты системы или всей системы в целом. Поэтому все компоненты системы необходимо подбирать с учетом оптимальных характеристик окружающих элементов с целью создания согласованной системы.

6. Модельный анализ характеристик недисперсионного корреляционного газоанализатора для определения кондентрации СО в потоке дымовых газов котлов

Функциональная схема газоанализатора. При создания функциональной схемы измерителя концентрации СО анализировалась эффективность применения различных способов абсорбционного анализа. Оптималь ным (из практически реализуемых в настоящее время) является недисперсионный корреляционный метод, позволяющий использовать светодиоды и фотоприемники, не требующие криогенного охлаждения. Функциональная схема газоанализатора, реализующего этот метод, представлена на рис. 2. Модулированный по амплитуде сигнал от первого светодиода коллимируется опгической системой и проходит через корреляционную кювету, содержащую достаточно большое количество СО, после чего направляется на контролируемую трассу, проходя через дымовые газы Приемная оптическая система собирает модулированный поток на фотоприеманке. Очевидно, что пря прохождении корреляционной кюветы наблюдается сильное поглощение спектральных составляющих потока излучения первого светодиода, совпадающих с линиями поглощения СО. Поэтому эти спектральные составляющие практически отсутствуют, и резонансное поглощение СО дымовых газов не дает вклада в сыгнал фотоприемника от первого светодиода. Поскольку опорная кювета обычно не содержил СО, поток от второго светоднода при прохождении через дымовые газы будет резонансно ослабляться за счет поглощения оксидом углерода, что будет вызывать изменения амылитуды сигнала на выходе фотоприемника в зависимости от концентрации СО. Для учета влияния флуктуаций излучения фона, которые в этой области ИК-спектра достаточно велики, производится измерение фонового потока при выключенных светодиодах и в процессе обработки формируются разностные сигналы от первого и второго светоднодов, полученные вычитанием фоновой составляющей. Подавление низкочастотных шумов типа 1/f, которые присущи фотоприемнику, осуществляется применением полосового усилителя, отсекающего низкочастотные составляющие. Интегратор, поочередно накапливая сигналы от первого к второго светодиодов, а также фона, повышает отношение сигнал/шум перед подачей его на АЦП, что позволяет производить одну выборку сигнала в конце каждого импульса. Пороговая чувствительность фотоприемника полагалась равной 10⁻⁹ Вт Газодинамическая защита элементов оптического тракта от загрязнения дает возможность исключить процесс очистки дымовых газов, что значительно удешевляет газоанализатор. Микропроцессорный блок предназначен для управления излучателями и





холодильниками Пельтье, а также для определения концентрации контролирусмых компонент.

Выбор рабочих спектральных диапазонов и оптимизация основных параметров газоанализатора. С использованием разработанного программного комплекса можно выбрать оптимальные спектральные характеристики основных элементов оптического тракга газоанализатора (источняков излучения, оптических фильтров и кювет, фотоприемников), метод абсорбционного анализа (дифференциальный или корреляционный), способ формирования зондирующих и обработки принимаемых сигналов. При этом можно легко учесть влияние условий контроля и конпентрации других компонент анализируемой среды на результаты измерений, что позволит в процессе проектирования оптимизировать структуру и характеристики отдельных узлов создаваемых газоаналитических средств.

Моделирование газоанализатора осуществлялось с помощью базы данных HITRAN, содержащей параметры линий поглощения 33 газов. При разработке измерителя СО учитывалось поглощение водяного пара и диоксида углерода. Оптимизация функциональной схемы и параметров газоанализатора осуществлялась в несколько этапов. На первом этане решалась задача нахождения оптимальных значений концентрации газа в корреляционной ковете (см. рис. 3, 4) с учетом влияния диоксида углерода и паров воды. Установлено, что оптимальное парциальное давление СО в корреляционной кювете длиной 2.5 см составляет 0.02 от атмосферного. Как видно из рис. 3, 4, оптимальное значение в обоих случаях примерно одинаковое. Критерием оценки являлась минимизация погрешности измерений.

Спектр пропускания излучения корреляционной кюветой при оптимальном содержании СО показан на рис. 5. Корреляционная кювета практически исключает из потока от первого светодиода спектральные составляющие, совпадающие со спектром поглощения СО. Кювета опорного канала не содержит СО и применяется для выравнивания нерезонансного ослабления потоков излучения, поступающих на фотоприемник от обоих диодов. В принципе она может быть псключена при выравнивании потоков путем регулировки тока через второй светодиод. Спектр излучения светодиодов (см. рис. 66) полагался одинаковым и задавался с помощью выражений (12–14). Пропускание ИК-светофильтра слабо влияет на ногрешность измерения давления. Оптимальная спектральная зависимость коэффициента пропускания ИК-фильтра, полученная путем численного моделирования, представлена на рис. 6а.

На втором этапе оценивалось влияние на погрешности определения концентрации СО вариаций содержания в дымовых газах углекислого газа и паров воды, спектры поглощения которых частично перекрываются с полосой поглощения СО. В качестве илпюстрации перекрытия спектров на рис. 7 представлены спектры поглощения СО, СО₂ и H₂O с объемными концентрациями 10^{-3} , 10, 20% соответственно при температуре 373 °C. Указанные температуры и концентрация характерны для дымовых газов котлов. Длина трассы полагалась равной одному метру.















Для оценки этого влияния строились зависимости определяемого произведения парциального давления СО в дымовых газах на длину трассы P_{COL} от истигного P_{eff} при различных значениях объемной концентрации СО₂ (0 – 15%) и паров воды (0 – 20%) На рис. 8 показано влияние концентрации СО₂ на точность определения P_{eff} д. при использовании дополни гельной кюветы длиной 5 см с объемной концентрацией угнекислого газа ~10% Кювета располагается после полупрозрачного зеркала и позволяет в несколько раз ослабить влияние вариаций концентрации СО₂ на точность измерений. Температура газа в кювете полагалась равной 50°С концентрация водяных паров в дымовых газах ~20% Оптимальные значения СО выбирались на линейном участке кривой. Кроме того, проводидась оценка содержания СО на трассе при заданном парциальном давлении в кювете (~10%) для известного содержания паров воды (~20%) в среде (рис 9.)

Хорошо видно, что применение недисперсионного корреляционного


Рис. 7. Спектры поглощения СО, СО₂ и наров воды



Рис.8 Результаты моделирования влияния содержания СО₂ в дымовых газах на результаты определения содержания угарного газа



Рис. 9. Результаты моделирования влияния содержания H₂O в дымовых газах на результаты определения концентрация CO

метода для рассматриваемого случая оправдано, поскольку значительное влияние вариаций концентрации CO₂ в дымовых газах будет наблюдаться липь при объемных концентрациях CO, меньших 0,01%.

Для иллюстрации возможностей программного комплекса рассматривался более сложный случай определения концентрации NO в дымовых газах котлов. На рис. 10 представлены спектры поглощения NO, паров H₂O и результаты оценки влияния содержания воды в дымовых газах котлов на определяемое значение концентрации NO в спектральной области 5.1 – 5.6 мкм. Оценки получены для трассы длиной 1 м при пороговой чувствительности приемника излучения 10⁻⁹ Вт и интегральной мощности излучения инфракрасного светодиода 50 мкВт. Темлература дымовых газов 373 К. Для уменьшения влияния изменений концентрации H₂O в оптическом канале использовалась

дополнятельная кювета длиной і м с парциальным давлением паров воды 0.1 от атмосферного при температуре 50°С.



содержания NO

Очевидно, что при дополнительном контроле содержания в анализируемой среде паров воды можно недисперсионным корреляционным методом путем введения соответствующих лоправок определять концентрацию NO, не прибегая к дорогому и сложному в реализации хемилюминесцентному методу с использованием озона.

Заключение

Установлено, что недисперсионный корреляционный метод, является наиболее эффективным при непрерывном высокоселективном количественном анализе различных газовых сред Преимуществом метода является независимость результатов измерений от состояний среды и различных дестабилизирующих факторов.

Предложена схема корреляционного газоанализатора с использованием ИК--светодиодов без криогенного охлаждения. Разработан программный комплекс, позволяющий анализировать основные характеристики недисперсионного корреляционного газоанализатора с использованием базы данных HITRAN. Получены оптимальные значения концентрация СО в корреляционной кювете и ее длины. Сформулированы требования к спектральной зависимости коэффициента пропускания ИК-фильтра Получены спектры поглощения контролируемых газов на трассе и в корреляционной кювете. Проведена оценка влияния компонент, спектры поглощения которых перекрываются спектром контролируемого газа, на точность определения концентрации его в средс.

Выполненные исследования позволили выбрать оптимальные конструктивные параметры газоанализаторов и оценить их эксплуатационные характеристики.

.Питература

- Михляев Ю Д., Нежевенко Е. С. Экспериментальное исследованые методов лазерной диагностики процесса сгоравия топлива в энергоустановках//Автометрия. --1996. -№ 8 --С. 3--12.
- 2 Зензин А. С., Михляев Ю. Д., Нежевенко Е. С. Методы лазерного зондирования для диагностики процесса сгорания топлива в промышленных установках // Автометрия. – 1995. —№ 4. –С. 11-18.
- 3 Фираго В. А., Вуйцик В., Манак И. С., Афоненко А. А., Дрозд С. Н. Контроль процессов сжигания топлива в теплоэнергетике // Матер. // Межгосуд. НТК. Мн., 1998. –С 174–177.
- Демтредер В. Лазерная спектроскопыя Основные принципы и техника эксперимента --М.: Наука, -1985. --608 с.
- Аналитическая лазерная спектроскопия // Под ред Н. Оменетго -М.: Мир, 1982. -590 с.
- Белоусов Ю. И., Гавранов В. А. и др. Оптические приборы и методы определения газового состава воздуха и техничсского состояния газотранспортных систем //Оптический журцал. –1995. № 7. – С. 44–54.
- 7. Звонов А. И. Токсичность двигателей внутреннего сгорания. -М.: Наука, 1981. -234 с.
- 8. Батчер С., Чарлсон Р. Введение в химию атмосферы. -М.: Мир, 1977. 188 с.
- Примак Л. В., Щербань А. И. Методы и приборы средств контроля загрязнения атмосферы. –Киев: Наук. думка, –1980. –295 с.
- 10. Броунитейн А. М., Фролов А. Д. Оптические газоанализаторы Методы определения газообразных загрязнений в атмосфере. -М.:Наука, 1979. -234 с.
- Перегуд Е. А., Горелик Д. О. Инструментальные методы контроля загрязнения атмосферы. – Л.: Химия, 1981. – 384 с.
- Лейте В. Определение загрязнений воздуха в атмосфере и на рабочем месте: Пер. с нем. --Л.: Химия, 1980 – 340 с.
- Немец В. М., Петров А. А., Соловьев А. А. Спектральный анализ неорганических газов. – Л. . Химия, 1988. – 240 с.
- 14. Козелкин В. В., Усольцев И. Ф. Основы инфракрасной техники. М. Машиностроение, 1985. –264 с.
- 15. Безух Б. А. Инфракрасные газоанализаторы. --М.: Наука, 1980 -- 236 с.
- 16 Безух Б. А., Ляшкевич В Д. Экспериментальное исследование корреляционных методов // Тез. докя. конф. по спектроскоп методам. –Челябияск, 1984. –С. 56.
- 17. Кабашников В. П., Курсков А. А. Теоретические исследования метода корреляционной спектроскопии. --Преприят № 321 /Ин-т физики АН СССР. -Ми, 1984. -- 52 с.
- 18. Справочник по инфракрасной технике /Ред У Вольф, Г Цисис. В 4 т. Т.1. Физика ИК-излучения: Пер. с антл. -М : Мир, 1995. -606 с.
- Афоненко А. А., Кононенко В. К., Манак И С. Теория полупроводниковых лазеров. Учебное пособие по спецкурсу для студентов специальностей "Радиофизика" и "Физическая электроника". –Ми Белгосуниверситет, 1992. –106 с
- Дрозд С. Н., Манак И. С., Фираго В. А. Методы и средства лазерной спектроскопии в газовналитических задачах // ЛОЭТ. Межвуз. сб. науч. трудов. Вып. 4. –Мн.: Белгосуниверситет, 1998. –С.47–93.

И. А. Кобак, И. С. Манак, И. П. Марко ХАРАКТЕРИОГРАФ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ЭЛЕКТРОФИЗИЧЕСКИХ И ЭНЕРГЕТИЧЕСКИХ ХАРАКТЕРИСТИК ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ И СВЕТОДИОДОВ

При практическом применении инжекционных лазеров возникает необходимость в изучении их характеристик. Поскольку ряд основных параметров инжекционных лазеров находят по вольт-амперной (ВАХ) и ватт-амперной (ВтАХ) характеристикам, их первой и второй производным по току, при определении параметров дазерных диодов возникает необходимость в приборе, который позволия бы производить автоматическое измерение электрофизических и оптических характеристик каждого лазера и проводить их оперативный анализ с испольвованием ЭВМ. С целью решения этих вопросов разработая характериограф для измерения в автоматическом режиме вольт-амперных, ватт-амперных и ватт-вольтных характеристик светодиодов [1].

Рассмотрим некоторые экспериментальные методики, используемые при анализе электрофизических характеристик полупроводниковых оптических приборов. Отметим при этом, что большинство параметров инжекционных лазеров определяется не непосредственно из ватт-амперных, вольт-амперных характеристик, а из анализа их первых и вторых производных по току.

Одним из методов экспериментального получения первых и вторых производных от ВАХ и ВтАХ по току является модуляционное дифференцирование. Этот метод использовался для выявления тонкой структуры прямых ветвей ВАХ туннельных диодов и для исследования неоднородностей на обратных ветвях кремниевых диодов.

Теоретическое обоснование применения метода модуляционного дифференцирования для исследования полупроводниковых лазеров выполнено в работе [2] и состоит в следующем. При наложении слабой модулирующей добавки синусоидальной формы на постоянный ток I, протекающий черсо лазер, из-за нелинейности сопротивления последнего вовникают различные гармонические составляющие напряжения. Показано, что амплитуда перной гармоники напряжения пропорциональна dU/dI, т.е. первой производной ВАХ по току, а амплитуда второй гармоники $-d^2U/dI^2$, т. е. второй производной ВАХ по току. Для выделения этих гармонических составляющих напряжения обычно применяются стандартные методы синхронного детектирования.

Схемы автоматической ваписи зависимостей dU/dI и I(dU/dI) от

I приведены в работах [2,3], измерительная аппаратура с более широкими функциональными возможностями описана в [4]. Она нозволяет регистрировать на самописце следующие графики: прямую и обратную ветви ВАХ, ВТАХ (ТЕ- и ТМ-моды), а также зависимости от тока таких величин, как dU/dI, I(dU/dI), dP/dI, $| d^2P/dI^2 |$, где P – мощность излучения. Установка построена главным образом на основе промышленного оборудования и предназначена для оперативной оценки качества полупроводниковых инжекционных дазеров.

Для исследования электрофизических и оптических характеристик инжекционных лазеров предназначена установка, описанная в [5]. В ее состав входят микро-ЭВМ и крейт КАМАК, с помощью которых осуществияется управление процессом измерений, обработка результатов и представление их в виде графиков и таблиц. Установка позволяет снимать ВАХ в диалазоне токов $10^{-10} - 2 \cdot 10^{-1} A$, ВтАХ в диалазоне токов 0-200 мА и осуществлять построение ВАХ, ВтАХ, зависимостей dU/dI, I(dU/dI), dP/dI, d^2P/dI^2 , $I^2(d^2U/dI^2)$, напряжения на p - n-переходе U_j от I, dU/dI от 1/I, а также других зависимостей, определяемых пользователем. Производные от ВАХ и ВтАХ по току можно получить также в результате численного дифференцирования ВАХ и ВтАХ на ЭВМ [6,7].

ВтАХ инжекционного лазера является его основной характеристикой, так как позволяет судить о возникновении генерации и определить пороговый ток I_n (по отсечке на оси токов, получаемой экстраполяцией послепороговой части зависимости P = f(I) до пересечения с осью I), внешнюю эффективность η_e , равную dP/dI (по наклону ВтАХ в послепороговой области), а также коэффициент нелинейности ВтАХ. Однако такая форма представления ВтАХ не позволяет судить о спонтанной (допороговой) части излучения, информация о которой важна при исследованиях излучательных свойств пазера. Поэтому ВтАХ целесообразно представить в виде $lg(P/P_0) = f(I)$ и $lg(P/P_0) = f(lg(I/I_0))$, где P_0 и I_0 – нормировочные вначения мощности и тока.

Отсутствие нелинейностей на ВтАХ является одним из критериев пригодности лазера для применения в различных сферах. Степень нелинейности ВтАХ при наличии на ней одного излома можно охарактеризовать с помощью коэффициента нелинейности β (рис. 1), опредеияемого из соотношения $\beta = (\eta_1 - \eta_2)/\eta_1$. Более удобно коэффициент β определять по зависимости dP/dI от *I*. Эта зависимость позволяет определить значения η_1 и η_2 непосредственно в шкале dP/dI. Приборы, на ВтАХ которых имеется несколько изломов, не представляют прак-

тического интереса

Так как к нелинейностам на ВтАХ приводят различные физические механизмы, которые могут быть обусловлены как взаимодействием интенсивного электромагнитного поля с актявной средой лазера, так и особенностями лазерной гетероструктуры, то совокупность различных электрофизических характеристик может быть весьма полезна для определения природы таких явлений.

Положение максимума второй производной ВтАХ по току используется для более точного определения величины порогового тока.

Вооникновение стационарной генерации в лазерах с однородно уширенной полосой усиления сопровождается насыщением коэффициента оптического усиления и обычно регистрируется с помощью оптических методов. При этом наблюдаются следующие характерные особенности: прекращается рост интенсивности спонтанного излучения (эффект насыщения), уменьщается спектральная ширина излучения, эначительно возрастает интенсивность излучения.

В инжекционных лазерах возникновение генерации сопровождается изменением их электрофизических характеристик. В работе [8] показано, что в инжекционном дазере при однородном характере насыщения усиления (однородно уширенной полосе) возникновение непрерывной генерации должно сопровождаться также и насыщением напряжения на *p* – *n*-переходе, величина которого становится равной Uinac (рис. 1). При этом распределение носителей в соответствующих вонах может рассматриваться как квазиравновесное, то есть подчиняющееся статистике Ферми-Дирака. Следовательно, можно использовать понятие квазиуровней Ферми, разность которых ΔF в активной области (определяющая инверсию населенностей рабочих уровней) стабицивируется около некоторого постоянного вначения напряжения U_{insc}, соответствующего дадению напряжения на *р* – *п*-переходе. Если бы разность ΔF продолжала возрастать с ростом тока, это привело бы к увеличению кооффициента усиления выше порогового значения, то есть к бесконечному нарастанию амплитуцы поля.

Таким образом, если p - n-переход непосредственно примыкает к активному слою или находится в нем и полностью открыт, то возможно спедующее отождествление $\Delta F = eU_{jnac}$. Эффект насылдения напряжения на p - n-переходе в пороговой области экспериментально подтвержден в работе [8] и интерпретирован как указание на однородный характер насылдения усиления.



Рис. J. Электрофионческие харалтеристили идеального назера с линейной ВтАХ (а) в павера, у которого ота зависимость нелинейна (б): P- монность колучения; I- ток; U_{np} н $U_{n'}$ падения напражения на лазере при протекании примого тока и тока, равного пороговому; U_{ore} - напражение отсечки примой ветак ВАХ; U_{jwee} - напражение насыщения на p-и-переходе

Следовательно, отличительной особенностью потупроводниковых инжекционных лазеров является возможность определять наличие или отсутстние как генерации, так и однородного уширения полосы излучения по поведению только электрических нараметров лазеров без применения дорогостояцего спектроскопического оборудования. По поведению электрофизических характеристик можно определить и другие нараметры лазеров, такие как тип и характер пробоя, наличие эффекта модуляции базы и т. д.

Прямая ветвь ВАХ диодной структуры, содержащей *p* – *n*-переход, описывается соотношением

$$I = I_0 \left[\exp\left(q(U - IR_n)/nkT\right) - 1 \right], \tag{1}$$

где I_0 – ток насыцения; U – напряжение, приложенное к контактам циода; n – коэффициент неидеальности ВАХ; k – постоянная Больцмана; T – абсолютная температура; R_n – распределенное последовательное сопротивление.

При больших токах, когда напряжение на p - n-переходе приближается к контактной разности потенциалов $\varphi_{\mathbf{x}}$, ВАХ принимает вид:

$$U = \varphi_x + IR_n. \tag{2}$$

Следовательно, по прямой встви ВАХ, представленной в виде зависимости *I* – *U*, можно определять:

 контактную разность потенциалов (по величине напряжения отсечки Uorc, получаемой экстраполяцией прямолинейного участка ВАХ в области больших токов до пересечения с осью напряжений U, при этом с большой степенью достоверности полагается, что (..., = U);

2) сопротивление R_п (по наклону прямолинейного участка ВАХ).

Известно также, что если сопротивление, описывающее ВАХ, представить в виде $U - lg(I/I_0)$, то по наклону графика можно определить вначение n.

Для различных практических применений представляет интерес изменение дифференциального сопротивления диода с ростом тока, то есть зависимость $R_{s}(I) = dU/dI$.

Вовникновение генерации сопровождается скачкообразным уменьшением R_{\pm} в области порога. Ток, соответствующий этому скачку, и есть пороговый ток I_n . Кроме того, из этого графика определяется последовательное сопротивление R_n [8].

При работе с характериографом все операции по нахождению параметров исследуемого лазера осуществляются на ЭВМ автоматически с использованием информации, полученной в результате измерений.

Разработанный нами характериограф представляет собой автоматизированный измерительный комплекс для исследования ВАХ и ВтАХ инжекционных дазеров и светоднодов [9]. Измерение вольт амцерной или ватт-амперной характеристик исследуемого прибора осуществляется в автоматическом режиме. Полученная информация обрабатывается ва ЭВМ и отображается в любом удобном виде (вывод графиков на экран монитора, вывод графиков на печатающее устройство или вывод данных в виде таблицы). Воэможен аналиэ измеренных характеристик на ЭВМ. Из анализа этих харахтеристик определяются наибодее важные электрофизические и оптические параметры исследуемого инжекционного лавера, такие, как пороговый ток Іл, внешняя эффективность η_{ϵ} , ковффициент нелинейности β , последовательное сопротивление R_n , дифференциальное сопротивление диода в области порога R_n, остаточное сопротивление Rocr (вводится для оценки степени отклонения от идеализированной модели лазерного диода), коэффициент неидеальности ВАХ п, контактную разность потенциалов φ_{κ} , напряжение пробоя $U_{\pi\mu\sigma\delta}$, напряжение насыщения на p-n-переходе U_{jnac} .

Все составные узлы характериографа представляют собой функционально законченные устройства, работающие под управлением ЭВМ. Функциональная схема установки приведена на рис. 2. В состав измерительного комплекса входят следующие основные модули: ПЭВМ, интерфейс, аналого-цифровой преобразователь (АЦП), цифро-аналоговый преобразователь (ЦАП), программируемый усилитель, коммутатор, фотодиод с согласующим усилителем.

Связь с ЭВМ осуществляется с помощью магистрали через унифицированный интерфейс. Такое построение системы позволяет расширить ее возможности путем включения дополнительных модулей.

Интерфейс разработан для ПЭВМ ЕС-1841 и позволяет работать 16-разрядными словами. В состав интерфейса входят буфер шины данных (ВШД), дешифратор адреса (ДА), дешифратор команд управления (ДКУ), буфер команд управления (ВКУ) (рис. 3).

Конструктивно интерфейс состоит из двух частей. Первая часть предназначена для дешифрации команд управления и двунаправленной передачи данных, вторая содержит устройства коммутации и управления схемой. Такая конструкция интерфейса наиболее эффективна. Из анализа адресного пространства ПЭВМ для управления различными режимами работы выделены адреса \$3e*. При выставлении на адресную шину числа \$3e* на выходе ДА, собранного на базе погических элементов микроскем К555ЛН1 и К555ЛА2, появляется сигнал низкого



Рис. 2. Функциональная схема характернографа



Рис. 3. Структурная схема интерфейса

уровня, разрешающий работу буферных элементов шины данных. Направление передачи информации определяется сягналом IOR. Команды управления, дешифрированные в ДКУ, поступают во внешнюю цепь через буфер управления, работающий в одном направлении.

Дешифратор команд управления предназначен для дешифрации управляющих сигналов чтения IOR1-IOR4 и запися IOW1-IOW4. Он разработан на основе микросхемы K1533ИK4, содержащей два дешифратора с 2 на 4.

Аналоговая часть установки включает в себя следующие основные элементы: блок регистров для хранения кода тока накачки лазерного диода и коэффициента усиления программируемого усилителя; ЦАП и схему стабилявации напряжения, задающего ток накачки; помехоустойчивые линии связи для измерений на пазерном диоде и фотодиоде; коммутатор для выбора измерительной цепи; регистр для хранения кода управления коммутатором; схему АЦП; программируемый усилитель; генератор тактовых импульсов; стабилизатор опорного напряжения; блок буферных элементов для связи АЦП с шиной данных.

Для того чтобы задать ток накачки лазера, необходимо создать ценочку элементов, преобразующих двоичный код тока, задаваемого в ЭВМ, в аналоговую величину и усиливающих этот сигнал после преобразования. Структурная схема такого преобразователя приведена на рис. 4.

В вависимости от состояния *D*-триггера ключ может вамыкаться на вемлю или переводить свой выход в высокоомное состояние. При этом скема подачи тока накачки будет соответственно блокироваться или работать в ваданном режиме. Управление триггером осуществляется через порт с адресом \$3е6 единицей или нулем разряда *D*8.

Цифро-аналоговый преобразователь разработан на основе микроскемы K594ПА1 [10], которая представляет собой параллельный 12разрядный ЦАП с суммированием токов. Величина тока на аналоговом выходе определяется по формуле

$$I = \left(\frac{U_{REF}}{R_{ors}}\right) \sum_{i=1}^{12} 2^{-i} a_i, \qquad (3)$$

где R_{prb} ~ эквивалентное сопротивление резистивной матрицы ЦАП; a_i – эвачение двоичного кода на входе ЦАП; U_{BEF} ~ опорное напряжение.

Выбор ЦАП обусловлен малой величиной максимального времени установления выходного тока (максимальное время с момента поступления двоичного кода на входы ЦАП до получения тока на аналоговом



Рис. / Структурная схема устройства формирования тока накачки

выходе). Кроме того, двенаддатираэрядный ЦАП позволяет задавать 4095 градаций тока, чем достигается наиболее точное исследование характеристик объекта.

Для формирования опорного напряжения используется параметрический стабилизатор, необходимость которого обусловлена пульсациями напряжения источников электропитания вследствие изменения напряжения сети и изменения нагрузки. Опорное напряжение формируется из нестабильного входного напряжения величикой $U_{sx} =$ 15*B*. Использование в схеме стабилитрона КС191Ф обусловлено, вопервых, малым разбросом напряжения стабилизация (±5%) и, вовторых, очень малым температурным коэффициентом напряжения стабилизации ($\Delta U_{cr}/\Delta T = \pm 5 \times 10^{-4}\%/^{\circ}$ С).

Блок 3 включает в себя два операционных усилителя серии К140УД14 и транзистор КТ972. Один из операционных усилителей предназначен для преобразования выходного тока ЦАП в напряжение, величина которого стабилизируется схемой, собранной на втором операционном усилителе и транзисторе. Резистор R_{oc} определяет коэффициент преобразования напряжения. В данной схеме резисторы подобраны таким образом, что максимальному коду на входе цифроаналогового преобразователя соответствует напряжение $U_{sux} = 7,5B$ на эмиттере транзистора. В аналитической форме связь напражения

на выходе со значением двоичного кода на входе ЦАП определяется формулой:

$$U_{BBIX} = R_{oc}I = \left(\frac{U_{RRF}R_{oc}}{R_{BIR}}\right)\sum_{i=1}^{12} 2^{-i}a_i.$$
 (4)

В качестве аналого-цифрового преобразователя в приборе используется модуль, собранный на базе микросхемы КР572ПВ1 [10], выполняющий функции 12-разрядного АЦП последовательных приближений с выводом параллельного двоичного кода. Типовое время преобразования АЦП составляет 110 мкс. Для обеспечения работы АЦП собран генератор тактовых импульсов с частотой 160 кГц (на основе микросхемы К555ЛН1 [11]). В данной схеме включения между выходом ЦАП мякросхемы КР572ПВ1 и компаратором напряжения (К554САЗ) используется буферный операционный усилитель (К140УД14) для достижения максимальной точности и стабильности статических параметрон преобразования.

Запуск АЩП осуществляется при записи любого числа в порт с адресом \$3еа. По приходу импульса "Конец преобразования" соответствующий измеренной величине напряжения код ваписывается в регистры, после чего считывается из порта с адресом \$3е0.

В измерительной цепи фотодиода осуществляются следующие операции: на выходе согласующего усилителя формируется напряжение, пропорциональное обратному току фотодиода $U_{oy} = R_{oc}I_{obp}$; ето напряжение преобразуется в ток, который на выходе шины онять преобразуется в напряжение.

Иомерительная цепь оздается соответствующим кодом NCO-NCI на входах коммутатора. Запись кода в регистр осуществляется при наличии логического нуля на выходе *D*-триггера числом из порта с адресом \$3е8.

По включению питания автоматически происходит обнуление цифро-аналогового преобразователя и перевод *D*-триггера в состояние, блокирующее схему подачи тока накачки пазерного диода. Затем, при исследовании вольт-амперной характеристики соответствующим кодом осуществияется переключение коммутатора на вход лазера. После этого происходит сброс триггера блокировки и в регистры, связанные с ЦАП, записывается начальное значение кода тока накачки. Так как ключ открыт, на лазерном диоде устанавливается некоторое значение напряжения. После этого происходит запуск АЦП. Код, сформированный АЦП и характеризующий величину напряжения на лазере, через буферный элемент записывается в ЭВМ. Козффициент усиления



Рис. 5. Структурная схема программного обеспечения

программируемого усилителя в процессе вомерений выбирается автоматически из условия обеспечения максимальной точности измерений. После первого шага осуществляется переход ко второму и так далее. Требуемый диапазон измерений задается оператором.

При исследовании ватт-амперной харахтеристики на каждом шаге аналого-цифровой преобразователь преобразует в код напряжение на пазере, необходимое для вычисления неличины тока, протекающего черев лазерный диод, и напряжение на фотодиоде, пропорциональное мощности генерируемого излучения. Таким образом, на каждом шаге происходит переключение входов коммутатора. Козффициент передачи программируемого усилителя выбирается автоматически.

В ходе измерений ВАХ и ВтАХ на диске формируется файл данных, который затем подвергается дальнейшей обработке, в ходе которой вычисляются действительные значения измеренных физических величин и устраняются погрециюсти измерений. В результате этой обработки на диске формируется новый файл, содержащий информацию, готовую к отображению.

Программы управления функционально ориентированными модулями обработки и отображения результатов разбиты на элементарные блоки, хранящиеся в базовой библиотеке, объединяемой в требуемый алгоритм функционирования и обработки соответствующих сигналов согласно с требованиями оператора в зависимости от складывающихся условий проведения эксперимента.

В состав базовой библиотеки входят: подпрограмма ввода информации; подпрограмма головного меню; подпрограммы исследования ВАХ и ВтАХ, преобразования результатов измерений; подпрограммы определения параметров лазера; меню выбора способа отображения информации; подпрограммы вывода графиков на принтер, на экран и табличного вывода информации (рис. 5).

Управление установкой осуществляется таким образом, что выполнение всех процедур возможно в любой последовательности. Это позволяет выбрать наиболее эффективный способ проведения измерений. При доработке прибора в программное обеспечение возможно добавление новых блоков, обеспечивающих выполнение дополнительных функций.

Как отмечалось выше, цифро-аналоговый преобразователь обеспечивает 4095 градаций тока черев p - n-переход лаверного диода. Максимальное вначение тока устанавливается внешним переключателем (60мА, 120мА, 200мА). Кроме того, в схеме используется 12-раврядный аналого-цифровой преобразователь, на входе которого включен программируемый усилитель, обладающий коеффициентами усиления, образующими следующий набор: 1.2:1, 1:1, 1:2, 1:5, 1:10, 1:20, 1:50, 1:100. Таким образом достигается достаточно высокая точность проводимых исследований.

Литература

- Игнатенко О. В., Манак И. С., Пякулик В. Г. Автоматмопрованный комплекс для измерения электрических и внергетических параметров светоднодов// Применение вазерной и оптико-влектрокной техники в учебном процессе. Вып. 2.- Мн.: Белгосуниверситет, 1995. – С.109-120.
- Barnes P. A., Paoli T. L. Derivative Measurements of the Current-Voltage Characteristics of Double-Heterostructure Injection Lasers // IEEE J. Quantum Electronics. - 1976. -Vol.QE-12, Nº10. - P. 633-639.
- Елиссев В. Г., Охотянков О. Г., Пак Г. Т. Свойства планарных полосковых гетеропаверов. П. Анализ олектрических характеристик // Квантовая олектроника. 1980. - Т.7, №8(98). - С. 1670-1678.
- Нуюни И. Б., Шейкман М. К., Шерварлы Г. К. Комплекс методов для исследова ний электрооптических характеристик светоизлучающих структур // Тео. докл. ХІ Всесоюзн. конф. по физике полупроводников. Т. 2. – Кишинев: 1988. – С.148-150.

- Пурин И. Б., Шерварлы Г. К. Установка для определения электрофизи ческих нара метров полупроводниховых инжекционных замеров // Электронная техника. Сер.11 Даверная техника и оптоолектроника. 1990. Вып. 2(54). - С 74-80.
- Елиссев П. Г., Страхов В. П. Одномодовал генерация в инжекциончых лазерах // Письма в ЖТФ 1972. Л.16, вып.11. - С. 606-608.
- Wright F. D., Joyce W. B., Graft D. C. Electrical Derivative Characteristics of InGaAsP Buried Heterostructure Lasers // J.Appl.Phys. 1982. Vol 53, Nº3. P 1354-1372.
- Пузин И. Б., Шейнкман М. К., Шерварлы Г. К. Определение важнейших параметров непрерывных инжекционных готеропазеров из анализа их электрофизических характеристик // Электронная техника. Сер.11. Лазерная техника и опгоэлектроника. -- М.: 1991. - Вып. 1(57). С. 3-17.
- Бородавко А. Н., Манак И. С., Марко И. П. Характериограф для инжекционных лаперов // Научное и алалитическое приборостроение. Тез. докл. респ. конф. – Мн.: АНБ, 1995. – С.34.
- 10. Федорков Б. Г. Микросхемы ШАП и АЦП. М.: Энергоатоминдат, 1990. 365 с.
- 11. Цифровые интегральные микросхемы. Справочник. Ми.: Беларусь, 1991. 420 с.

А. А. Афоненко, И. С. Манак ЭФФЕКТЫ НЕЛИНЕЙНОГО УСИЛЕНИЯ В ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРАХ (обоор)

При описании физических процессов в активной среде полупроводнакового лазера в присутствии генерирусмого оптического излучения следует принимать во внимание два основных эффекта: усиление электромагнитного поля в результате вынужденных переходов, т.е. за счет эвергии, накопленной в инвертированной активной среде, и обратное влияние, оказываемое усиливаемым светом на активную среду, а именно на уровень населенности вон. Взаимное влияние этих двух эффектов достаточно сложное. Обычно процессы, происходящие в полупроводниковых лазерах, описываются с помощью скоростных уравнений [1-6]. Для инжекционных даверов в одномодовом приближении система скоростных уравнений может быть представлена в виде

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\eta' j}{ed} - \frac{R_{\rm sp}}{\eta_\ell} - v_g GS,\tag{1}$$

$$\frac{dS}{dt} = v_g (G - \kappa_t) S + \beta R_{ep}. \qquad (2)$$

Здесь n – концентрация неравновесных носителей в активной области; S – эффективная плотность фотонов; t – время; j – шютность тока накачки; η' – коэффициент инжекции тока; d – топцина активного слоя; $R_{sp}(n)$ – скорость спонтанной рекомбинации; η_{ℓ} – квантовый выход люминесценции; $G(n) = \Gamma \kappa$ – коэффициент модового усиления; κ – коэффициент усиления; Γ – параметр оптического ограничения; учитывающий уменьшение усиления из-за проникновения излучения в барьерные областя; $\kappa_{\ell} = 1/v_g \tau_{ph}$ – коэффициент потерь лазерного излучения; v_g – групповая скорость света в кристалле; τ_{ph} – время жиони фотонов в ревонаторе; β учитывает вклад сцонтанного излучения в лазерную моду.

Для гетеролазеров с хорошей степенью точности можно считать, что все инжектированные носители рекомбинируют в активном слое, т. е. $\eta' \approx 1$. Скорость межзонных переходов в GaAs в основном определяется излучательной рекомбинацией, и можно считать $\eta_{\ell} \approx 1$. Зависимость суммарной скорости излучательной рекомбинации от концентрации неравновесных носителей часто представляется в виде

$$R_{\rm sp} = \frac{n}{\tau},\tag{3}$$

где т – время жизни неравновесных носителей заряда.

Как показано в [7], в широком интервале изменения тока накачки коэффициент усиления линейно связан с плотностью тока накачки. Зависимость модового усиления от концентрации неравнонесных носителей в первом приближении описывается выражением

$$G(n) = g(n \quad n_0), \qquad (4)$$

где g и n₀ параметры линейной аппроксимации.

При ступенчатом включении тока накачки установление режима стационарной генерации сопровождается переходным процессом. Детальный анализ процесса установления стационарного режима генерации на основе системы уравнений вида (1), (2) при бимолекулярном механизме рекомбинации проведено в [1, 6]. В частном случае с учетом соотношений (3) и (4) постоянная времени затухания τ_r и частота редаксационных пульсаций w_r при малых отклонениях от положения равновесия могут быть записаны как

$$\frac{2}{\tau_r} = \frac{1}{\tau} + \frac{g(j - j_{\rm th})}{ed\kappa_\ell},\tag{5}$$

$$w_{r}^{3} = \frac{v_{g}g(j-j_{th})}{ed} - \frac{1}{\tau_{r}^{2}},$$
 (6)

где $j_{ih} = (ed/\tau)(n_0 + \kappa_\ell/g)$ – плотность порогового тока.

Анализ динамики генерации в приближении самовозбуждения ($\beta = 0$) при затравочной плотности фотонов, имеющейся в активной области дазера в момент выполнения пороговых условий, равной 10^{-15} см⁻³, показал, что амплитуда первого релаксационного импульса излучения может превосходить стационарное значение на порядок и более (рис. 1) [1]. Экспериментальные наблюдения переходных процессов в различных даверных структурах выявили наличие существенного процесса демпфирования, а в ряде сдучаен релаксационные пульсации отсутствовали вовсе. Такое поведение могло бы быть объяснено при использования и в уравнениях (1)-(2) величины $\beta > 10^{-3}$ [8] (рис. 2), однако прямые экспериментальные измерения вклада спонтанного излучения в наверную моду дали оначение около 10^{-5} , которое находится в хорошем соответствии с теоретическим, определяемым формулой [9],

$$\beta = \frac{\Gamma \lambda^4}{\pi V n_s^3 \Delta \lambda},\tag{7}$$

где λ – длина волны генерирующей моды, $\Delta \lambda$ – ширина спектра испускания, V – объем активной области.







Рис. 2. Плотность фотонов S(t) и концентрация электронов n(t) как функция времени [8]

Для улучшения соответствия теории с экспериментальными данными в работе [10] предложено использовать в уравнениях (1) и (2) усиление, зависящее от плотности фотонов:

$$G(n,S) = \frac{G(n)}{1 + S/S^*},$$
(8)

где S^* – характеристическая величина, зависящая от типа лазерной структуры и полупроводникового материала. Физическим обоснованием формулы (8) служит то, что кроме усредненных по активной области илотности фотонов S и концентрации неравновесных носителей в состояние электрон-фотонной системы характеривуется также другими параметрами, не входящими в явном виде в уравнения (1) и (2). Испольвуемая в выражении (8) зависимость усиления от плотности фононов S является обычной для описания уменьшения усиления с ростом мощности издучения вследствие обеднения населенности рабочих уровней [2, 6]. Как видно из рис. 3, нелинейное усиление ведет к существенному изменению динамических характеристик, в то время как статические зависимости изменяются не столь эначительно. В настоящее время нелинейность усиления обычно описывают с использованием эмпирического фактора насыщения усиления $\epsilon = 1/S^*$. Постоянная затухания редаксационных пульсаций с учетом нелинейного усиления приобрета-



Рис. 3. Нормированная интенсивность излучения $s = Sed/j_{th}\tau_p$ в рависимости от времени после подачи импульса тока $j(t) = j_0 + \Delta j [1 - \exp(-(t/t_j)^2)]$ при различных $s^* = S^*ed/j_{th}\tau_p$. $j_0 = 0.99j_{th}; \Delta j = 0.2j_{th}; \tau_j = 0.1\tau; \tau_p = 0.001\tau; n_0 = 0; \beta = 10^{-6}$ (а); нормированная на пороговую стационарная плотность носителей и нормированная на пороговую стационарная плотность носителей и нормированная и воручения $s = Sed/j_{th}\tau_p$ в различных s^* (6)

ет вид [11]

$$\frac{2}{\tau_{\tau}} = \frac{1}{\tau} + \left(\frac{g}{\kappa_{\ell}} + \epsilon\right) \frac{(j - j_{\rm th})}{ed},\tag{9}$$

а для определения частоты пульсаций может быть по-прежнему использовано соотношение (6).

Для обоснования нелинейного усидения предложено несколько механизмов. Это выгорание пространственных и спектральных провалов, динамический нагрев носителей излучением, валисящая от концентрации носителей дисперсия показателя преломления, двухфотонное поглощение и т. д. Вплоть до настоящего времени нет исчерпывающих оснований считать один из указанных механизмов преобладающим [12].

Несмотря на то, что нелинейное усиление включено в скоростные уравнения (1)-(2) в эмпирическом виде, на их основе достаточно точно описываются результаты измерений амплитудно-частотных характеристих лазерных диодов в широком диапавоне температур 4.2-273 К (рис. 4) [13]. В этой методике модуляция нахачки производится путем фотосмешение в активной области излучения двух одночастотных лазеров, один из которых является перестраиваемым, и позволя-



Рис. 4. Изменение $v_R^2 = (w_R/2\pi)^2 = (v_g g S_{st}/2\pi \tau_{\rm ph})^2$ в зависимости от выходной мощности $P \sim S_{st}$ (a) и нараметр демпфирования $\gamma = 1/\tau + w_R^2(\tau_{\rm ph} + \epsilon/v_g g)$ в зависимости от w_R^2 (6)

ет исключить влияние паразитных смкостей на выходные амплитудночастотные характеристики пазера, которые характерны для метода прямой модуляции тока накачки [14].

Влияние пространственных неоднородностей и диффузии носителей на динамику генерадии в значительной степени зависит от вида лазерной структуры. В работе [15] изучались лазерные полосковые диоды с сильным токовым ограничением и встроенным волноводом. Считалось, что в плоскости активного слоя в направлении, перпендикулярном оси резонатора, распределение плотности фотонов имеет вид $S(y) = 2S \cos^2(\pi y/W)$, где координата у отсчитывается от середины полоскового контакта шириной W. Соответственно, распределение концентрации электронов $n(x) = n - n_1 \cos(2\pi y/W)$ учитывает, что скорость вынужденной рекомбинации больше в центральной области активного слоя. В этом случае эффективное модовое усиление уменьшается на величину $gn_1/2$ и становится равным

$$G(n, n_1) = G(n) - g \frac{n_1}{2}.$$
 (10)

С учетом процессов диффузии, приводящих к выравниванию концен-

трации носителей в активной области, амплитуда переменной составляющей концентрации n₁ находится из уравнения

$$\frac{dn_1}{dt} = -\frac{n}{\tau} \left(1 + \left(\frac{2\pi L_{eff}}{W} \right)^2 \right) + v_g \left(G(n) - gn_1 \right) S, \tag{11}$$

где $L_{\rm ff}$ – эффективная длива диффузии носителей, описывающая поперечную диффузию их в активном слос, а также дрейф носителей в эмиттерных областях под действием электрического поля, связанного с неоднородностью возбуждения активного слоя. В структурах с узким полосковым контактом ($W/L_{\rm eff} < 1$) для динамических процессов с характерными временами больше 100 пс можно использовать адиабатическое праближение и исключить переменную n_1 из системы уравнений (1), (2) и (10), положив левую часть в выражении (11) равной нулю. В этом случае модель лазера с неоднородным распределением носителей в активной области эквивалентна модели дазера с равномерным распределением носителей и нелинейным усилением, описываемым выражением (8), при факторе насыщения

$$= \frac{v_{g}g\tau}{2 + 8 \left(\frac{\pi L}{W}\pi\right)^{2}}.$$
 (12)

Это подтверждается расчетами амплитудно-частотных характеристик (рис. 5).

Гетеролазеры с зарощенной активной областью рассмотрены в работе [16]. Расчеты выполнены с учетом возрастания вклада спонтанного иолучения в лазерную моду в структурах с узкими полосковыми контактами. Показано, что наиболее сильно эффект демпфирования релаксационных пульсаций проявляется при $W \sim L_{\rm eff}$ (рис. 6).

В структурах со слабым оптическим ограничением, когда значительная доля излучения заходит в пассивные области, неоднородное распределение носителей в активном слое может привести к эффекту, обратному демпфированию, или к генерации самоподдерживающихся пульсаций [17]. Основное отличие таких структур от рассмотренных в работах [15, 16] состоит в том, что в результате роста мощности излучения за счет перераспределения носителей в активной и пассивных областях происходит не уменьшение, а увеличение эффективного модового усиления.

Что касается выгорания пространственных провалов в продольном направлении (вдоль оси резонатора), то, как показано [18], для полупроводниковых лазеров этот механизм не приводит к ваметному вкладу в параметр нелинейного усиления ϵ .



Рис. 5. Амплытудно-частотные характеристики дазера, рассчиталные в модели с неоднородным распределением посителей в активной области (пунктирные пинии) и модели нелинейного усищения (сплощные ляния)



Рис. 6. Зависимость нормированной на время жизни носителей постоянной ватухания репаксационных пульсации от плерины полоскового контакта для случаев $\beta = 0$ и $\beta = 10^{-4}\Gamma_{*}(2\pi L_{eff}/W)$, где Γ_{*} - параметр оптического ограничения в направлении, перпендикулярном оси резонатора и нормали к плоскости своя

Процессы выгорания спектральных провалов и их вляяние на спектры усиления рассмотрены в статьях [19-21] в рамках формализма матрицы плотности. Данный механизм предполагает наличие покальных изменений в спектрах из-за обеднения заселенностей уровней, участвующах в вынужденных переходах. С одной стороны, имрина образующегося проседания много меньше имрины самого спектра усиления, а с другой – больше межмодового расстояния. В результате взаимодействия излучения продольных генерирующей и негенерирующих мод возникает нелинейная поляризация на разностной частоте, которая праводит к несимметричному подавлению негенерирующих мод и самоподдержанию одномодового режима генерации в некотором интервале температур [20] (рис. 7). Изменение усиления на частоте генерации выражается ках

$$\Delta G = -\frac{\tau_{el}\tau_{et}|d_{cv}|^2|E_m|^2}{4\hbar^4}G,\tag{13}$$

где τ_{el} – время заполнения электронных уровней, τ_{et} – время затухания поляризации, ассоциированной с электромагнитным полем, d_{es} – дипольный матричный элемент, E_m – амплитуда электрического поля в резонаторе. Времена релаксации, найденные путем подбора при наи-



Рис. 7. Спектр интенсивности мод инжекционного дазера при токе 415 мА и "ниокой" температуре (а) и трансформация эффективного слектра усиления при изменения температуры на 2 К (6)

лучшем совпадении экспериментальных и теоретических результатов, составили $\tau_{el} = 1$ пс и $\tau_{el} = 0.1$ пс. Посяе преобразования соотношения (13) получаем выражение для фактора насыщения усиления:

$$\epsilon = \frac{v_g G_{\max}(\hbar w) \tau_{el} \tau_{el}}{2\pi \hbar \rho_r(\hbar w)},\tag{14}$$

где G_{\max} — максимально достигаемое усиление на частоте излучения w(когда функции Ферми-Дирака для электронов и дырок $f_e = f_h = 1$), $\rho_r(\hbar w)$ — приведенная плотность состояний. Следует отметить, что альтернативное объяснение несимметричного модового состава (см. рис. 7) может быть дано при помощи модели, учитывающей пространственные колебания инверсной населенности с частотой межмодовых биений [22].

Другой подход к решению проблемы выгорания спектральных провалов основан на решении уравнения Больцмана [11, 23]. Согласно работе [11], фактор насыщения усиления можно представить в виде

$$\epsilon = \frac{10v_g G_{\max}(\hbar w)\tau_e^2}{\pi \hbar \rho_e(E_{\pi})f_{\pi}(E_{\pi})},$$
(15)

где τ_{e} – время термализации электронного газа; $\rho_{c}(E)$ – плотность состояний зоны проводимости; E_{st} – энергия уровней в зоне проводимости; которые участвуют в вынужденных переходах. В выражении (15) учтено, что дырочная релаксация происходит эначительно быстрее электронной. Следует ваметить, что приводимые в разных источниках аналитические выражения, характеризующие нелинейное усиление, отличаются друг от друга. Это обусловлено использованием в анализе различных упрощений и аппроксимаций. Так, например, путем, по нашему мнению, недостаточно строгого анализа авторы [24] пришли к аналогичному результату, описываемому формулой (14) при замене $\tau_{el}\tau_{el} = \tau_e^2$. Иногда в виду отсутствия выкладок установить причину несоответствия достаточно сдожно. Согласно нашим оценкам величина є при лоренцевском контуре уширения [25] с параметром уширения $\Gamma_L = \hbar/\tau_e$ получается в 20 раз меньше, чем по формуле (15).

Первые прямые экспериментальные наблюдения динамики спектров излучения при оптическом возбуждении GaAs после пропускания ультракоротких оптических импульсов длительностью ~ 100 фс [26, 27] не выявили наличия спектральных провалов. Для объяснения уменьшения степени пропускания после прохождения оптического импульса накачки вне зависимости от состояния среды (поглощающая, прозрачная или усиливающая) высказано предположение о существенной роди поглощения свободными носителями при условии, что термализация носителей происходит с временами, много меньшими 100 фс. Новые эксперименты с более высоким временным разрешением [28] отчетливо продемонстрировали нарушение квазиравновесных распределений носителей после прохождения черев полупроводниковый материал оптического импульса (рис. 8). Найденное время термализации носителей составило окодо 200 фс. Эти данные авторы подтверждают расчетами скорости электрон-электронных столкновений. Основанное на методе Монте-Карло численное моделирование [29] показало хорошее соответствие экспериментальным измерениям [26]. Увешчение пропускания после прохождения оптического импульса накачки, а также индуцированное излучением охлаждение носителей наблюдались в лазерной структуре с множеством квантовых ям [30]. В работе [31], в отличие от статьи [27], уменьшение амплитуды пробного импульса в широком интервале длин волн в начальный момент прохождения импульса накачки через квантовораэмерную лазерную гетероструктуру, когда изменение заселенности уровней незначительное (рис. 9), объясняется двухфотонным поглощением [32]. Во всех экспериментах посяе установления квазиравновесия в вонах наблюдался процесс остывания носителей до температуры решетки с постоянной времени около 1 пс.

Так как время установления равновесия в зонах оказалось вначительно меньше, чем предполагалось ранее, то возникла необходимость





Рис. 8. Экспериментальные и теоретические спектральные вависимости изменения относительного пропускания через тонкий слой невозбужденного GaAs поспе прохождения наквчивающего импульса длительностью 70 фс с интексивностью 9 мкДж/см² и элергией излучения 1.46 эВ

Рис. 9. Нормированное пропускание черев квантоворазмерный лазерный диод (InGaAs/AlGaAs) в зависимости от вадержки между импульсом оптической накачки длятельностью 200 фс энергией 100 фДж и пробным импульсом при токе накачки 4.2 мА (а) и 18 мА (б)

объяснить нелинейное усиление с помощью эффектов, отличных от выгорания спектральных провалов. Наиболее интенсивно в этой связи теоретически исследовалась модель нелинейного усиления вследствие нагрева носителей [33-38]. Факторами, приводящими к увеличению температуры носителей, являются инжекция с гетеробарьеров, излучательные вынужденные и спонтанные переходы, внутризонное поглощение стимулированного излучения. Оже-рекомбинация, двухфотонное поглощение. Передача энергии носителей кристаллической решетке в GaAs происходит в два этала: сначала носители испускают преимущественно продольные оптические (LO) фононы (для электронов постоянная времени процесса $\tau_{e-LO} \sim 0.1$ пс), затем неравновесные LO фононы распадаются на акустические фононы (постоянная времени процесса $\tau_{LO-A} \sim 3$ пс при комнатной температуре), так как вницу малой групповой скорости расплывание LO фононов из активной области несущественно. Теоретическое изучение процессов релаксации [39] показало, что различие скоростей релаксации энергии в квантовой яме

и объемном полупроводнике незначительное. Обычно считается, что остывание дырок происходит гораздо быстрее, чем электронов. Полная система скоростных балансных уравнений в этой модели включает уравнения вида (1)-(2) с характеристиками, зависящими от электронной температуры, а также балансные уравнения для температуры электронного газа и чисел заполнения неравновесных LO фойонов. Иногда для описания термализации электронов используют одну эффективную постоянную времени τ_{e-latt} . В этом случае фактор насыщения усиления может быть представлен в виде [38]

$$\epsilon = v_g \tau_{e-\text{latt}} \left(-\frac{\partial G}{\partial T_e} \right) \left(\frac{\partial U_e}{\partial T_e} \right)^{-1} \left(\left[\left(\frac{\partial U_s}{\partial n} \right) - \left\langle E_{e\,\text{stim}} \right\rangle \right] + \frac{\alpha_{tea}}{G} \hbar w \right), \quad (16)$$

где U_e и T_e – плотность энергия и температура электронного газа; E_{cstim} – средняя энергия электронов; участвующих в вынужденных переходах на частоте w; α_{1a} – коэффициент поглощения свободными носителями. Согласно теоретическим расчетам [34], в объемном слое GaAs при концентрации носителей $2 \cdot 10^{18}$ см⁻³ в широком интервале длин волн $\alpha_{tca} \sim 10$ см⁻¹. С другой стороны, рассматривая динамику генерации в квантоворазмерных вазерах, авторы [35, 36] пренебрегают процессом поглощения свободными носителями как несущественным. Дополнительный учет влияния неравновесных фононов на ширину запрещенной воны активного слоя в структурах, где созданы условия для селекции длины волны генерации, таких, как пазеры с распределенной обратной связью или с вертихальным ревонатором, может приводить к отрицательной величине ϵ [36].

Среди других механизмов, предложенных для объяснения нелинейного усиления, следует отметить зависимость дисперсии показателя преломяения от концентрации носителей [40], возникновение диалектрической дифракционной решетки внутри резонатора в поле стоячей электромагнитной волны [41, 42]. Последний механизм исследовался также в работах [43, 44], где дополнительно брались во внимание эффекты выгорания пространственных провалов в поперечном и продольном относительно оси резонатора направлениях. Однако эти результаты не нашли подтверждения в анализе, проведенном другими авторами [45, 46].

В квантовораэмерных лазерах помимо нелинейного усиления эначительное влияние на динамику генерации оказывают эффекты переноса носителей из областей оптического ограничения в квантовые ямы, а также процессы захвата и выброса носителей из квантовой ямы [47-51]. Обычно включение этих эффектов в скоростные уравнения заключается в представлении процесса инжекции как цвус гупенчато го, когда инжектированные посители сначала поступают в барьерную область, а затем захватываются на локализованные уровни квантовой имы, причем существует также и обратный процесс выброса посителей из квантовой ямы на уровни непрерывного спектра:

$$\frac{dn_b}{dt} = \frac{j}{e} - \frac{n_b}{\tau} - \frac{n_b}{\tau_{\rm cap}} + \frac{n_w}{\tau_{\rm esc}},\tag{17}$$

$$\frac{dn_w}{dt} = \frac{n_b}{\tau_{\rm csp}} - \frac{n_w}{\tau_{\rm esc}} - \frac{n_w}{\tau} - v_g G(n_w, S) S.$$
(18)

Эдесь n_b и n_w – концентрации носителей в барьерной области и квантовой яме, приведенные к едипичной площади, τ_{cap} и τ_{esc} — постоянные времени захвата носителей в квантовую яму и выброса носителей из квантовой ямы соответственно. Уравнение для скорости изменения плотности фотонов аналогично уравнению (2). Количественно влияние транспортных эффектов, например, на постоянную затухания и частоту релаксационных пульсаций в адиабатическом приближении сводится к уменьшению дифференциального усиления в выражениях (5) и (6) в (1 + τ_{cap}/τ_{esc}) раз. Соответственно ухудшаются модуляционные характеристики вазерных диодов.

Иногда процесс инжекции носителей в кнантовую яму рассматринается как трехступенчатый [50, 51], когда инжектированные носители сначала поступают в слои оптического ограничения, затем путем диффузии переносятся на уровни непрерывного спектра над квантовой ямой, а далее захватываются на локализованные уровни квантовой ямы.

Имеющиеся в литературе данные о временах захвата и выброса существенно отличаются друг от друга. В работе [52] экспериментальное изучение, основанное на измерении поминесценции после возбуждения оптическим импульсом состояний либо в квантовой яме, либо над ней, и теоретические расчеты, учитывающие термализацию при испускании LO фононов, показывают осциллирующий вид времени захвата в зависимости от ширины квантовой ямы в диапазоне 3 – 20 пс. Рассмотрение процессов термализации с учетом кулоновского взаимодействия носителей со ссылками на подтверждающие экспериментальные результаты дает для осцилляций $\tau_{сар}$ диапазон 0.06 – 1.2 пс [53]. Временем выброса следует считать величину те = $\tau_{сар}(n^0/n^0)$, где n^0 и n^0 – плотности носителей в квазиравновесии [53]. С другой стороны, расчеты методом Монте-Карпо показывают, что $\tau_{сар}$ практически не зависит от ширины квантовой ямы при ее возбуждении до порогового уровня и составляет около 7.5 гс [54].

Таким образом, эффекты переноса носителей и нелинейного усиления играют существенную роль в определении динамических характеристик инжекционных лазеров. Учет этих процессов в скоростных уравнениях с помощью феноменологических параметров позволяет достичь хорошего соответствия между теоретическими и экспериментальными результатами. Вместе с тем не существует исчернывающих сведений, на основании которых можно было бы выделить один механизм нелинейного усиления как доминирующий.

Литература

- 1. Кононенко В. К., Грибховский В. П. Кинетика установления стационарного режима генерация лазеров // ФТП. -1973. -Т.7, №3. -С.653 /ДЭ-743 от 16.11.72.
- 2. Палиновач В. А., Ковалев А. А. Онтические квантовые генераторы с просветляющимися фильтрами. --Мн.: Наука и технока, 1975. --216 с.
- 3. Кейся Х., Панил М. Лазеры на гетероструктурах. В 2 т. -М.: Мир, 1981. -Т.1. -300с.
- 4. Еписсев П. Г. Введение в физику инжещионных даосров. -М.: Наука, 1983. 294с.
- 5. Ривлян Л. А., Семенов А. Т., Якубовач С. Д. Динамика и спектры колучения полупроводниковых лазеров. –М.: Радио и связь, 1983. –208с.
- 6. Грибковский В. П. Полупроводниковые падеры. -Мн.: Университетское, 1988. -304с.
- Gribkovskii V. P., Kononenko V. K., Samoilukovich V. A. The internal parameters of injection lasers // Phys.stat.sol.(a) -1970. -Vol.3, N=2. P. 353-363.
- Boers P. M., Vlaardingerbroek M. T., Danielsen M. Dynamic behavior of semiconductor laser // Electron. Lett. -1975. -Vol.11., №10. -P. 206-208.
- Suematsu R. S., Pope D. J. Measurement of spontaneous-emission factor of AlGaAs double-heterostructure semiconductor lasers // IEEE J.Quantum Electron. -1977. -Vol.13, N²8. -P. 596-599.
- Channin D. J. Effect of gain saturation on injection laser switching // J.Appl.Phys. -1979. -Vol.50, N^a6. -P. 3858-3860.
- Adams M. J., Osinski M. Influence of spectral hole-burning on quaternary lasers transients // Electron. Lett. -1983. -Vol.19., Nº16. -P. 627-628.
- Huang J., Casperson L. W. Gain and saturation in semiconductor lasers // Opt. Quan tum Electron. -1993. -Vol.25, Nº6. -P. 369-390.
- Vahala K. J., Newkirk M. A. Parasitic-free modulation of semiconductor lasers // IEEE J.Quantum Electron. -1989. -Vol.25, N²6. -P. 1393-1398.
- Ikegami T., Suematsu Y. Carrier lifetime measurement of junction laser using direct modulation // IEEE J.Quantum Flectron. -1968. -Vol.4, N²4. -P. 148-151.

- Tucker R. S., Pope D. J. Circuit modeling of the effect of diffusion on damping in the narrow-stripe semiconductor laser // IEEE J Quantum Electron 1983 Vol.19, Nº17, -P. 1179 1183.
- Ng W., W., Sovero E. A. An analytic model for the modulation response of buried heterostructure lasers // IEEE J.Quantum Electron. -1984. -Vol.20, N=9. P. 1008 1015.
- Yamada M. A theoretical analysis of self-sustained pulsation phenomena in narrow-stripe semiconductor lasers // IEEE J.Quantum Electron. ~1993. Vol.29, Nº5. · P. 1330-1336.
- Wentworth H. Large-scale longitudinal spatial-hole-burning contribution to laser gain compression // IEEE J.Quantum Electron. - 1993. -Vol.29, Nº7. -P. 2145--2153.
- Yamada M., Suematsu Y. Analysis of gain suppression in undoped injection lasers // J.Appl.Phys. -1981. -Vol.52, N²4. -P. 2653-2664.
- Kazarinov R. F., Henry C. H., Logan R. A. Longitudinal mode self-stabilization in semiconductor lasers // J.Appl.Phys. -1982. -Vol.53, Nº7. -P. 4631-4644.
- Nambu Y., Tomita A. Spectral hole burning and carrier-heating effect on the transient optical nonlinearity of highly carrier-injected semiconductors // IEEE J.Quantum Electron. -1994. Vol.30, N^a9. -P. 1981-1993.
- Yamada M. Theoretical analysis of nonlinear optical phenomena taking into account the beating vibration of the electron density in semiconductor lasers // J.Appl.Phys. -1989. -Vol.66, N²1. -P. 81-89.
- Haug H., Henneberger K. The kinetics of hole-burning in semiconductor lasers // Z.Phys.B. -1991. -Vol.83. - P. 447-451.
- Kasemset D., Fonstad C. G. Gain saturation in semiconductor lasers: theory and experiment. IEEE J.Quantum Electron. - 1982. - Vol.18, №7. -P. 1078-1083.
- Zee B. Broadening mechanism in semiconductor (GaAs) lasers: limitation to single mode power emission// IEEE J.Quantum Electron. -1978. -Vol.14, Nº10. -P. 727-736.
- Femtosecond hot-carrier energy relaxation in GaAs. R.W.Schoenlein, W. Z. Lin, E. P. Ippen, G. Fujimoto // Appl.Phys.Lett. -1987. I-Vol.51, Nº18. -P. 1442-1444.
- Kesler M. P., Ippen E. P. Subpicosecond gain dynamics in GaAlAs laser diodes. Appl.Phys.Lett. -1987. -Vol.51, N²22. -P. 1765-1767.
- Spectral-hole burning and carrier thermalization in GaAs at room temperature. S.Hunsche, H.Heesel, A. Ewertz, H. Kurz // Phys.Rev.B. -1993. -Vol.48, N²24. -P. 17818-17826.
- Bailey D. W., Stanton C. J., Hess K. Numerical studies of femtosecond carrier dynamic in GaAs // Phys.Rev.B. -1990. -Vol.42, N²6. -P. 3423-3434.
- Carrier temperature and spectral holeburning dynamics in InGa AsP quantum well laser amplifiers / M. Willatzen, J. Mark, J. Mørk, C. P. Seltzer // Appl.Phys.Lett. -1994. -Vol.64, N⁹2. -P. 143-145.
- Femtoscond investigations of spectral hole burning in semiconductor lasers / Ch.-K. Sun, B. Gohubovic, H.-K. Choi et al. // Appl.Phys.Lett. ~1995. -Vol.66, Nº13. -P. 1650-1652.
- Two-photon absorption in zinc-blende semiconductors / C. R. Pidgeon, B. S. Wherrett, A. M. Johnston et al. // Phys.Rev.Lett. -1979. -Vol.42, N²26. -P. 1785-1788.

- Пицалко В. Д., Толстихин В. И. Эффекты раногрева косытелей заряда в инжекци онных гетеролазерах на InGaAs/InP // ФТП. –1990. –Т.24, №3. С.462-471.
- Gomatam B., Defonzo A. Theory of hot carrier effects on nonlinear gain in GaAs-GaAlAslasers and amplifiers// IEEE J.Quantum Electron. -1990. -Vol.26, N°30. P. 1689-1704.
- Lester L. F., Ridley B. K. Hot carrier and frequency response of quantum well lasers// J.Appl.Phys. -1992. - Vol.72, Na7. P. 2579-2588.
- Reduction of damping in high-speed semiconductor lasers / G. Wang, R. Nagarajan, D. Tauber, J. Bowers // IEEE Photon.Technol.Lett. -1993. -Vol.5, N²6. -P. 642-645.
- Tolstikhin V. I., Willauder M. Carrier heating effects in dynamic single-irequency GaInAsP - InP laser diodes // IEEE J.Quantum Electron. ~1995. -Vol.31, N^o5. -P. 814-833.
- Nonlinear gain coefficients in semiconductor lasers: effect of carrier heating / C.-Y. Tsai, C.-Y. Tsai, R. M. Spencer et al. // IEEE J.Quantum Electron. -1996. Vol.32, N²2. -P. 201-212.
- Carrier energy relaxation time in quantum-well lasers / C.-Y. Tsai, C.-Y. Tsai, Y.-H. Lo, L. F. Eastman // IEEE J.Quantum Electron. -1995. -Vol.31, №12. -P. 2148-2158.
- Hjelme D. R., Mickelson A. R. Gain nonlinearities due to carrier density dependent dispersion in semiconductor lasers // IEEE J.Quantum Electron. -1989. -Vol.25, Nº7. -P. 1625-1631.
- Su B. Ch. Dielectric grating induced by cavity standing wave as an explanation of origin of nonlinear gain in semiconductor diode lasers // Electron.Lett. -1988. -Vol.24, Nº7. -P. 370-371.
- Su B. Ch. Nonlinear gain caused by cavity standing wave dielectric grating as an explanation of the relationship between resonance frequency and damping rate in semiconductor diode lasers // Appl.Phys.Lett. -1988. -Vol.53, Nº11. -P. 950-952.
- Sun H. Effect of induced lateral dielectric modulation on gain nonlinearity in stripe semiconductor lasers // IEEE J.Quantum Electron. -1994. -Vol.30, N²9. -P. 2040-2042.
- Sun H. Gain saturation enhancement of longitudinal hole burning via standing wave induced wave coupling in semiconductor laser // IEEE J.Quantum Electron. -1996. --Vol.32, N²4. -P. 617-619.
- 45. Богатов А. П. О влияния пространственно-неоднородного усиления, вызванного стоячей волной, на амплитудно-частотную характеристику модуляции излучения полупроводникового пасера // Квантовая электроника. -1997. -Т.24, №4. -С.293 298.
- 46. Афоненко А. А., Цвирко В. И. О связи непкнейного усиления с зависимостью цисперсии от концентрации неравновесных носителей варяда в попупроводниковых да верах // Квантовая өлектройика: Мэтериалы II Межгосударственной науч.-техн. конф. / Под ред. И. С. Манака. -Мн.: Белгосукиверситет, 1998. -С.74.
- Nagarajan R., Fukushima T., Bowers J. E. Effects of carrier transport on high-speed quantum well lasers // Appl.Phys.Lett. -1991. -Vol.59, Nº15. -P. 1835-1837.
- Competing effects of well-barrier hole burning and nonlinear gain on the resonance char acteristics of quantum-well lasers / M. O. Vassel, W. F. Sharfin, W. C. Rideout, J. Lee // IEEE J.Quantum Electron. -1993. -Vol.29, Nº5. -P. 1319-1329.

- Nagarajan R., Bowers J. E. Effects of carrier transport on injection efficiency and wavelength chirping in quantum well lasers // IEEE J.Quantum Electron. 1993. -Vol.29, №6. -P. 1601-1608.
- 50. Yao J., Gallion P. Effects of carner diffusion and quantum capture on the dynamics of separated confinement single quantum well lasers operating at the first and second quantized states // IEEE Photon. Technol. Lett. -1994 Vol 6, N^o4. P 471 474.
- Effects of spectral hole burbing, carrier heating and carrier transport on the smallsignal modulation response of quantum well lasers / C.-Y. Tsai, C.-Y. Tsai, Y.-H. Lo, R.M. Spencer // Appl.Phys.Lett. 1995 - Vol 67, Nº21 -P. 3084-3086
- Carrier capture into a semiconductor quantum well / P. W. M. Blom, C. Smit, J. E. M. Haverkort, J. H. Wolter // Phys Rev.B. -1993. -Vol 47, Nº4. -P. 2072-2081.
- Preisel M., Mørk J., Haug H. Calculation of Coulomb mediated carrier-capture times // Phys.Rev.B. -1994. Vol.49, №20. -P 14478-14485.
- Lam Y., Singh J. Monte Carlo studies on the well-width dependence of carrier capture time in graded-index separate confinement heterostructure quantum well laser structures // Appl.Phys.Lett. -1993. -Vol.63, Nº14. -P. 1874 1876.

А. Н. Бородавка, К. Г. Кузьмин, И. С. Манак, В. Г. Пикулцк

РАЗРАБОТКА АППАРАТУРЫ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ СПЕКТРАЛЬНОЙ КИНЕТИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ СВЕТОДИОДОВ, ПОДВЕРГШИХСЯ РАДИОАКТИВНОМУ ОБЛУЧЕНИЮ

В связи с выходом радиоэлектроники в область оптического диапазона длин волн актуальной является задача создания источников оптического излучения, обладающих высокими эксплуатационными характеристиками Наиболее перспективными являются полупроводниковые источники излучения. В настоящее время полупроводниковые светоизлучающие диоды (СИД) широко применяются в таких областях, как индикация и подсветка в устройствах визуального отображения информации, внутрисхемная и панельная индвкация электронных схем, в системах записи и считывания информации, в различных фотоэлектрических устройствах, в устройствах ввода-вывода данных вычислительной техники, в системах оптической связи и т. д. Столь широкое использование полупроволниковых СИД обусловлено их техническими характеристиками: высокой эффективностью преобразования электрической энергии в световую; совместимостью по электрическим параметрам с транзисторными микросхемами; высоким быстродействием; надежностью и большим сроком службы. Достижение таких свойств стало возможным благодаря наличию большого количества материалов, пригодных для создания полупроводниковых источников излучения и развитию технологии их изготовления. Основные материалы для создания СИД и характеристики приборов на их основе приведены в табл 1 [1 - 10].

Быстродействие и эффективность преобразования энергии полупроводниковых излучающих структур определяется механизмами рекомбинации носителей заряда в материалах, из которых эти структуры изготовлены. Одним из инструментов исследования механизмов излучательной и безызлучательной рекомбинации является изучение кинетики поминесценции полупроводников, подвергавшихся различным внещним воздействиям. Особый интерес вызывает малоисследованное влияние радиационного облучения на спектральную кинетику поминесценции.

Известно, что облучение полупроводников частицами высоких энергий приводит к значительному изменению их спектральных и энергетических характеристик, характер и степень которого существенно зависит от дозы облучения. При малых дозах можно стимулировать улучшение степени структурного совершенства и излучательных характеристик полупроводниковых приборов [10 17].

Таблица Т

Материал	Внешний кван тоный выход %	Мощность из- .тучения,	Быстродей- стине, мис	Дляна волны в мав- сямуме спектра или соответствующая энергяя	Л нтератур а
GaAs	20 - 28	03-0,5	0 2 ~ 1.5	1.33 - 1.26 эВ	1, 2
GaP:ZnO	7		0.1	698 нм	1
GaP N	0.5		0.04	2.1 - 2.3 5 B	Z, 3, 4
GaAsP	12		0,04	660 - 610 нм	1.5
GaAlAs	27	1 2	0.01	820 - 900 RM	1,6
GaAlP	0.02 0 1			590 - 550 ым	1, 7
GalnAsP	28	5		1.065 мкм	1
GaInAsSb	1 – 1.5			1 – 3.5 мкм	1
GaN	100.0			2 ,8 э B	3
SiC	0 004	0 04 мкВт		590 нм	10
AIN	0 0006			350 нм	1
GaAlP	0.07	0.5 мкВт	10 ⁻⁹ - 10 ⁻¹¹	700 нм	8, 9

Осковные полуцииводниковые материалы и характеристики источников налучения на их основе

Однако, как правило, радиационное облучение приводит к резкому снижению внешнего квантового выхода и интенсивности люминесценции (при больших дозах интенсивность излучения снижается на 4 – 5 порядков) [17 – 22], гащению и разгоранию отдельных полос в спектре [21, 22] и уменьщению времени жизни неравновесных носителей заряда [19 – 23].

При разработке методики исследования спектральной кинетики люминесценции облученных радиацией полупроводников необходимо учитывать следующие факторы: мощность излучения полупроводниковых структур может изменяться от единиц милливатт до сотых долей микроватта; времена жизни неравновесных носителей заряда в полупроводниках варьяруются в пределах $10^{-6} - 10^{-11}$ с; спектры люминесценции различных полупроводниковых источников простираются от ближней ультрафиолетовой (УФ) до дальней инфракрасной (ИК) области.

При регистрации люминесценции с высоким спектральным разрешением интенсивность контролируемого излучения уменьшается пропорционально степени спектрального разрешения и, как правило, составляет единицы или доли процентов от интегральной интенсивности. Следовательно, для изучения спектральной кинетики люминесценции полупроводников, подвергШихся воздействию раднации, должен применяться метод, эффективный при предельно малых интенсивностях исследуемого излучения и обладающий высоким временным разрешением.

1. Методы исследования временных характеристик излучения

Применяемые в настоящее время методы исследования временных характеристик люминесценции можно разделить на пве группы К первой относятся способы, которые позволяют оценить среднюю длительность свечения. Их применение оправдано тогда, когда имеются точные априорные сведения о законе высвечивания. Особенно эффективны они в случае простых законов высвечивания. Однако кинстика люминесценции полупроводников зачастую носят сложный характер, а получение априорных сведений о законе высвечивания во многих случаях не представляется возможным. Например, закон спада интенсивности электролюминесценции GaP светодиодов характеризуется двумя постоянными времени [22, 29]. В этом случае средняя длительность свечения люминесцениии может быть одинаковой при различных значениях постоянных, из чего следует, что информация лишь о времени свечения недостаточна для детального изучения кинегики люминесценции. Более информативными являются методы второй группы, которые позволяют установить форму кривой высвечивания. Наяболее распространенными в настоянее время являются: метод электронно-оптической хронографии, стробоскопический метод и метод счета фотонов [30].

Наябольшую разрешающую способность (до 10⁻¹⁴ с) имеет метод электронно-оптической хронографии. Суть его заключается в следующем. Исследуемый оптический поток проецируется на фотокатод электроннооптического преобразователя (ЭОП). Число испускаемых фотокатодом электронов повторяет во времени распределение интенсивности светового потока Для получения временных характеристик излучения электронный пучок фокусируется на флуоресцирующем экране и развертывается во времени при помощи отклоняющих систем. В итоге переменный во времени световой поток преобразуется в модулированную по яркости линию на экране ЭОП. Изображение на экране фотографируется или поступает на передающую телевизионную трубку или матрицу фотоприемников. Временная разрешающая способность ЭОП ограничивается аберрациями оптической системы (10⁻¹⁴ с), временным разрешением фотокатода (10⁴⁵ - 10⁻¹⁴ с) и скоростью развертки электронного пучка. Предельное временное разрешение, достигаемое в ЭОП, составляет порядка 10⁻¹⁴ с [30]. Примером практической реализации метода электронно-оптической хровогорафии является многопараметри ческий анализатор пикосехундных оптических процессов [31] Анализатор позволяет производить измерения пространственно-энергетических, спектральных и амплитудно-временных характеристик оптических процессов с временным разрешением 1 пс Спектральное разрешение анализатора не хуже $5 \cdot 10^{-5}$ нм, энергетическая чувствительность не хуже 10^{-12} Дж Системы, созданные на базе ЭОП обладают существенными недостатками (сложность, высокая стоимость и недостаточная чувствительность), что делает их непригодными для исследования кинетики люминесценция полупроводников, которая во многих случаях характеризуется низкой интенсивностью излучения.

Стробоскопические методы позволяют получить временное разрешение, ограниченное, по существу, только длигельностью стробирующих имнульсов. Благодаря развитию техники генерации сверхкоротких лазерных импульсов разрешение современных стробоскопических систем находится на уровне десятков и единиц пикосекунд. Наибольший практический антерес представляет так называемый метол ...ал-конверсия" (преобразования частоты вверх) [32]. Суть метода заключается в том, что импульс исследуемого излучения складывается в нелинейном кристалле с коротким стробирующим лазерным импульсом, прошедшим варьируемую оптическую линию задержки. Интенсивность излучения на преобразованной частоте регистрируется фотоприемником. Путем изменения задержки осуществляется сканирование стробирующим импульсом исследуемого временного интервала и тем самым получается зависимость интенсивности излучения от времени. Временное разрепление данного метода составляет ~20 пс в диапазоне от 10⁻¹⁰ до 10⁻⁸ с [33]. Главным недостатком стробоскопического метода является его низкая чувствительность и малое отношение сигнал/шум, что делает его неэффективным при исследования слабых световых потоков [30]

Наиболее эффективным для исследования кинетики люминесценции в случае малой интенсивности излучения является стагистический метод многоканального счета фотонов, сущность которого состоит в следующем. При малой интенсивности оптический поток можно представить в виде последовательности случайно распределенных во времени одиночных световых квантов. Если интенсивность светового потока изменяется во времени, то на выходе фотоприемника будет пропорционально изменяться среднестатистическая интенсивность потока выходных импульсов. Таким образом, можно установить закон высвечивания люминесценции, контролируя число фотонов, регистрируемых фотоприемником на равных, последовательно расположенных интервалах времени, первый из которых совмещается с моментом воз-
оуждения люминесценции [30]. Высокая точность регистрации формы кривой высвечивания достигается при усреднении результатов измерений за большое число никлов возбуждения, так как число отсчетов в каждом временном интервале подвержено статистическим флуктуациям. Отличительная особенность метода счета фотонов -- работа фотоприемника в режиме счета одиночных световых квантов, благодаря чему метод счета фотонов позволяет производить измерения в чрезвычайно широком диапазоне изменения интенсивностей исследуемого излучения. Излучение практически сколь угодно высокой интенсивности всегда можно ослабить до величины, соответствующей однофотонному режиму работы фотоприемника, которая для лучших современных фотоприемников составляет 10⁻¹⁸ – 10⁻¹⁹ Вт [34]. Временное разрешение метода счета фотонов ограничнается разрешающей способностью детекторов излучения, на которую влияют не только временные неопределенности, имеющие место в самих детекторах, но и статистический разброс амплитуды и формы их выходных сигналов. Однако развитие электроники и специальных методов временной привязки сигналов позволяют снизить влияние упомявутых факторов на временное разрешение метода счета фотонов, которое в современных системах составляет 10⁻¹¹ с [34]. Вследствие того, что информация о кривой высвечивания накапливается за большое число циклов измерений, становится принципиально возможной регистрация формы светового сигнала при отношении сигнальных и фоновых потоков импульсов на выходе фотоприемника, существенно меньшем единицы. Отношение сигнал/шум при использовании метода счета фотонов практически ограничивается лицы длительностью эксперимента, которая обычно составляет 30 - 60 мин. [30, 35]. Кроме высокой чувствительности преимуществами этого метода являются низкая стоимость и простота его технической реализации. В настоящее время на основе метода счета фотонов создаются универсальные системы для исследований временных параметров периодических световых процессов, которые могут быть использованы в широком классе экспериментов. Например, в [33] описан комплект модулей для кинетической одноквантовой флуорометрии с временным разрешением 18 пс в диапазоне 20 – 1000 нс

Для определения закона высвечивания люминесценции достаточно измерить распределение плотности вероятностей временных интервалов между началом импульса возбуждения и появлением первого одноэлектронного импульса фотоприемника. Измерение распределения временных интервалов осуществляется либо многоканальными временными анализаторами, либо широкодианазонными преобразователями время-амплита на работающими совместно с многокавальными амплитудными анализаторами

На практике конечное быстродействие измерительной аппаратуры, наличие в канале детектирования помимо сигнального помехового потока импульсов, перекрытие потокоя фотонов от различных актов возбуждения, наличие просчетов, обусловленных мертвым временем фотоприемника и возможностями аппаратуры, приводят к искажениям формы измеряемой кривой высвечивания. В [30] проведен анализ искажений кривой высвечивания, обусловленных просчетами и наличием помехового потока имнульсов в канале детектирования и получено выражение, связывающее истинную антенсивность излучения с чисяом отсчетов в каналах многоканального временного анализатора (МВА).

Как показано в [30], искажения, связанные с наличием на выходе фотоприемника стохастического шумового потока импульсов, не влияют на регистрируемую форму кривой высвечивания, а приводят лишь к равномерному подъему базовой линии MBA.

Основные искажения при измерениях функции высвечивания методом многоканального счета фотонов обусловлены просчетами из-за мертвого времени системы регистрации, которое не позволяет за одян цикл измерений анализировать более одного временного интервала, и выражаются в "завале" дальних участков кривой высвечивания. Снизить влияние этих искажений можно путем уменыления вероятности просчетов. Последнее достигается двумя способами. Первый способ заключается в уменьшении вероятности регистрации многофотонных событий в рабочем дианазонс измерений путем снижения интенсивности сигнального потока. На практике это означает, что во многих периодах возбуждения устройство не зарегистрирует ни одного фотона. В связи с этим использование данного режима работы неизбежно сопровождается существенным увелачением времени измерений. Второй способ является более эффективным и не требует увеличения продолжительности эксперимента. Сущность его состоит в том, что только те циклы возбуждения дают информацию, фиксируемую в анализаторе, в которых детектируется один фотон или не детектируется ни одного. Режекцию многофотонных событий осуществляют, контролируя число выходных импульсов в каждом цикле возбуждения, и в случае регистрации более одного импульса измерение не производится. Повысить эффективность режекции можно, используя амплитудную селекцию выходных импульсов фотоприемника, основанную на свойстве фотодетекторов, заключающемся в том, что импульсы, обусловленные многоэлектронными событиями имеют большую амплитуду, чем одноэлектронные импульсы Реализация режима работы устройства с учетом наножений импульсов позволяет работать при более высокой интенсивности излучения, что значительно сокращает продолжительность эксперимента. Однако существует экстремальное значение интенсивности, превышение когорого приводит к уменьшению скорости регистрации событий вследствие возрастающей интенсивности срабатывания схемы режекция Таким образом, использование режекции многофотонных событий исключает искажения, обусловленные мертвым временем системы, и позволяет непосредственно в процессе эксперимента регистрировать истинную форму кривой высвечивания.

Наряду с аппаратурным способом учета искажений, каковым является режекция многоэлектронных событий, существует подход, основанный на аналитической коррекции измеренной кривой высвечивания для восстановления ее истинной формы. В случае, когда распределения числа импульсов, регистрируемых в непересекающихся временных интервалах, независимы, а вероятность появления двух или более импульсов в одном канале MBA мала, что выполняется при достаточно малой интенсивности регистрируемого излучения, выражение для коррекции числа отсчетов в *i*-м канале MBA имеет вид [30]:

$$\varphi_i = \frac{n_i}{\left[N - \sum_{j=1}^{i-1} n_j\right]},$$
(1)

где ϕ_i – скорректированное число отсчетов; n_i – число отсчетов в i – м канале, N – число циклов возбуждения.

Использование этого соотношения позволяет путем несложных вычислений проводить последовательно для каждого канала, начиная с младшего, коррекцию числа зарегистрированных импульсов. Для того чтобы уровень искажений гистограммы для последних каналов не превышал у %, необходимо выполнение неравенства

$$\frac{100}{N}\sum_{j=1}^{M}n_{j} < \gamma , \qquad (2)$$

где *M* – число каналов MBA.

Эффективность аналитической коррекции эксцериментальных данных хорошо иллюстрируется рис.1 [30].



Рис. 1. Измеренное (a) и скорректированное в соответствии с выражением (1) (6) распределения временных интервалов

2. Установка для исследования спектральной кинетики излучения свегоднодов на основе ФЭУ в режиме счета фотонов

Структурная схема экспериментальной установки. Метод многоканального счета фотонов реализуется установкой, структурная схема которой приведена на рис. 2.

Измерения осуществляются образом. Усилительследующим формирователь 6 по сигналу от источника возбуждения 1 формирует стандартный старт-импульс 11, с момента появления которого на входе преобразователя время-амплитуда-код (ВАК) 7 начинается отсчет времени. Аттенкоатор 4 ослабляет интенсивность излучения от исследуемого источника 2 до величины, соответствующей однофотонному режиму работы фотоприемника. Монохроматор 3 служит для выделения нужного спектрального диапазона. Излучение регистрируется фотоприемником 5, сигнал с выхода которого поступает на вход усилителя-формирователя 8, который формирует стандартный стоп- импульс 12. В момент появления последнего заканчивается счет времени. Преобразователь ВАК осуществляет преобразование интервала времени между появлением старт- и стоп-импульсов в цифровой код, который через интерфейс 9 поступает в ЭВМ 10. Таким образом, за каждый цикл возбуждения устройство может измерять один временной интервал от импульса возбуждения до одноэлектронного импульса фотоприемника. Измерение распределения временных интервалов с помощью ЭВМ организуется



Рис. 2. Структурная схема экспериментальной установки для исследования кинетики поминесценции полупроводников: 1 – источник возбуждения, 2 – исследуемый полупроводниковый источник излучения, 3 – монохроматор; 4 – аттенюатор; 5 фотопраемник; 6, 8 – усилители-формарователи; 7 – преобразователь время-амплитуда-ход; 9 – интерфейс, 10 – ЭВМ; 11 – старт-импульс; 12 – стоп-импульс

следующим образом. Отрезок времени, на котором производятся измерения, разбивается на N интервалов Δt_i (*i*=0,...,N), величина которых задается в зависимости от требуемой точности измерений, которая, в свою очередь, ограначивается возможностями измерительной аппаратуры (в данном случае временным разрешением ВАК преобразователя) рис. 3. Каждому из N интервалов системы многоканального временного анализа ставится в соответствие переменная n_i, значение которой соответствует числу зарегистрированных отсчетов в і-м канале. При получении очередного результата измерений Ів ЭВМ производит перебор всех временных интервалов и при выполнении условия (< last) значение n, увеличивается на единицу. После осуществления заданного числа циклов возбуждения измерения прекращаются. Затем производится математическая обработка результатов измерений в соответствии с выбранным алгоритмом. Применение ЭВМ вместо МВА нозволяет существеяно упростить измерительную установку и управление экспериментом, ускорить обработку результатов измерений и осуществить представление информации в виде, удобном для восприятия.

Требования к фотоприемнику системы многоканального счета фотонов. Выбор фотоприемника для системы многоканального временного



Рис. 3. Организация измерений кинетики люминесценции с помощью ЭВМ: а) – зависимость интеясивности исследуемого излучения от времения *l(t)*; б) – временное положение одноэлектронного импульса *l*, на оси времени ЭВМ; в) – зависимость числа отсчетов *n*, в "каналах" ЭВМ от номера канала i

анализа необходимо осуществлять с учетом особенностей используемого метода измерений. Метод счета фотонов характеризуется работой фотоприемника в режиме регистрации одиночных световых квантов. Вероятность этого процесса пропорциональна квантовой эффективности фотоприемника $Q(\lambda)$, зависящей от длины волны регистрируемого излучения λ и характеризующей число эмигированных фотоэлектронов или гелерируемых пар электрон-дырка (для твердотельных фоторлектронов или гелерируемых пар электрон-дырка ступившего на вход фотодетектора [36]. Для большинства современных фотодетекторов значения $Q(\lambda)$ находятся в пределах 10^{-3} - 3 10^{-1} [37]. Однако собственные шумы обычных усилителей электрического сигнала, работающих по принципу управления током, не позволяют регистрировать заряды, величина которых меньше заряда нескольких сотен электронов. Поэтому для реализации счета одноэлектронных событий необходим иной механизм усиления полученного сигнала Таким механизмом, в частности, является непосредственное умножение числа носителей заряда в фотодетскторе

Особенностью одноэлектронного режима работы является то, что импульсы на выходе фотоприемника, обусловленные регистрацией фотонов, наблюдаются на фоне практически таких же по амплитуде и форме темновых ИМПУЛЬСОВ, НАЛИЧИЕ КОТОРЫХ ПРИВОДИТ К ЛОГРЕШНОСТЯМ ПРОИЗВОДИМЫХ ИЗМСрений [34]. Поставленная задача предполагает измерение временных характеристик излучения, поэтому особое внимание следует уделять временным характеристикам фотодетектора, так как основные ограничения во временное разрешение, как правило, вносятся фотоприемниками [34]. Быстродействие фотодетектора характеризуется временем интегрирования т. Если в течение времени т эмитируются несколько фотоэлектронов, то выходной импульс фотодетектора дополняется данными фотоэлектронами, которые не различаются в виде самостоятельных импульсов [36]. Время интегрирования определяет мертвое время системы регистрации, а следовательно, и связанные с ним искажения временных параметров регистрируемого светового потока. Процесс детектирования одиночных световых квантов носит случайный характер, вследствие чего имеют место флуктуации промежутка времени между моментом появления фотона на входе фотоприемника и моментом появления сигнала на его выходе, что также вносит искажения в производимые измерения. Из-за статистического характера процесса регистрации форма и амплитуда выходных импульсов фотоприемника случайны, что приводит к необходимости использования специальных схем временной привязки, эффективность работы которых во многом зависит от параметров выходных импуль-COB.

Основными характеристиками при отборе фотоприемников для использования в качестве счетчиков фотонов являются счетная характеристика и амплитудное распределение выходных импульсов. Счетная характеристика представляет собой зависимость скорости счета темновых импульсов фотодетектора от параметра, определяющего режим его работы (как правило, этим параметром является напряжение питания). На рис. 4 приведены два вида счетных характеристик для ФЭУ.

На счетной характеристике первого вида (а) можно выделить три области: область 1 характеризуется быстрым ростом скорости счета выходных импульсов с увеличением напряжения питания, что обусловлено усилением, недостаточным для регистрации каждого электрона, поступившего на первый линод. області 2 плато счетной характернстики, ког на регистрируется трактически каждый стектров, эмизировалный с фотокатода область 3 наблодается быстрый рост числа выходных имоульсов в результате развития побочных процессов, обусловленных высоким напряжением пи гания. Счетная характеристика второго вида (б) является монотонно возрас гающей кривой и не имеет плато. Побочные явления в этом случае развиваются раньше, чем наступает участок насыщения при регистрации темновых импульсов фотокатода. Поэтому начальный участок кривой (а) сразу же переходит в третий. Так как счетная характеристика снимается при постоянном пороге амплитудной дискриминации, то наличие плато на ней означает, что с изменением напряжения питания количество выходных импульсов с амплитулами. заданными порогом дискриминации, не изменяется, что свидстельствует о постоянстве коэффициента усвления фотодетектора в области плато. В процессе умножения носителей заряда через фотодетектор течет ток, что приводит к изменению напряжения на нем и в результате к изменению коэффициента усиления, следствием чего являются флуктуации амилитуды выходных импульсов. При выборе рабочего напряжения в области плато счетной характеристики коэффициент усиления фотодетектора не зависит от напряжения на нем и, следовательно, в этом случае флуктуации амплитуды выходных импульсов будуг минимальными.



Рис. 4. Счетные характеристики шумовых импульсов ФЭУ: n - скорость счета выходных импульсов; U - напряжение питания

Во многих случаях фотоприемники, характеризующиеся низким уровнем шумов и высокой чувствительностью, пригодные для работы в режиме

счета фотонов, не имеют плато на счетной характеристике. Это объясняется наличием большого числа импульсов малой амплитуды, превышающих порог дискриминации. Не изменяя существенно амплитудного распределения выходных импульсов, они изменяют форму счетной характеристики [37]. В этом случае применяют специально разработанную методику измерения счетных характеристик, которая позволяет устранить зависимость коэффишиента усиления фотоприемника от напряжения питания. Она заключается в следующем. При каждом значении напряжения питания измеряют среднюю амплитуду одноэлектронных импульсов и нормируют ее к заранее выбрайному значению путем регулировки коэффициента передачи усилителя. После этого измеряют скорость счета импульсов с выхода фотоприемника, превышающих заданный порог дискриминация. Аналогичные измерения производятся при других напряжениях питания до тех пор, пока не будут определены границы плато счетной характеристики или установлен факт его отсутствия. Использование этой методики поэволяет выявить плато счетной характеристики, отсутствовавшее при измерениях обычным способом [37]. Наличие плато на счетной характеристике позволяет выбрать режим работы фотоприемника, при котором реализуется максимальное усиление при минимальном развитии побочных процессов, что позволяет избежать влияния всех явлений, создающих шумовые импульсы с амплитудой, отличной от амшлитуды одноэлектронного импульса.

Каждому из трех участков счетной характеристики первого вида (см. ряс. 4) соответствуют свои амплитудные распределения выходных одноэлектрояных импульсов (рис. 5): 1, 2 и 3 соответственно [37].

Таким образом, форма амплитудного распределения выходных импульсов фотоприемника зависит от вида и области счетной характеристики, в которой выбрано рабочее напряжение питания. Наличие одноэлектронного пика в амплитудном распределения выходных импульсов (см. рис. 5, кривая 2) позволяет путем амплитудной селекции осуществить отделение сигнальных импульсов от шумовых, имеющих меньшую амплитуду, и импульсов, обусловленных регистрацией многоэлектронных событий, которые имеют амплитуду, большую одноэлектронной. Таким образом, качество фотоприемника и его пригодность к работе в режиме счета фотонов определяется видом счетной характеристики, в частности наличием или отсутствием плато, его протяженностью, наклоном, а также наличием одноэлектронного пика на амплитудном распределении выходных импульсов и его качеством, характеризуемым параметром *A*, представляющим собой отношение вероятности *P_{max}* в максимуме к вероятности *P_{min}* во впадине распределения.



Рис. 5. Амплитудные распределения выходных импульсов ФЭУ: n – скорость счета выходных импульсов, U_n – напряжение дискриминации



Рис. 6. Амплитудное распределение выходных импульсов ФЭУ: 1) - амплитудное распределение импульсов для ФЭУ хорошего качества, 2) амплитудное распределение импульсов для ФЭУ плохого качества; P – вероятность, U₂ – напряжение лискриминации

На рис. 6 приведены распределения выходных импульсов ФЭУ плохого и хорошего качества.

На основания вышеизложенного можно сформулировать следующие основные требования, предъявляемые к фотоприемникам, используемым в качестве счетчиков фотонов.

а) Требование к спектральным характеристикам:

хорошее спектральное согласование чувствительности фотоприемника и исследуемого источника излучения.

б) Требования к энергетическим параметрам.

высокая квантовая эффективность;

высокий коэффициент усиления;

3) минимальные значения темнового сигнала;

наличие плато на счетной характеристике;

5) высокое качество амплитудного распределения импульсов.

в) Требования к временным характеристикам.

малое время интегрирования;

малая длительность фронтов импульсов;

 малый разброс времени появления выходных импульсов относительно момента регистрации одиночного фотона.

Выбор фотоприемника для системы счета фотонов. Отбор фотоприемника целссообразно осуществлять путем последовательного отсеивания тех экземпляров, параметры которых не удовлетворяют перечисленным выше грушам требований а), б) и в). То есть спачала среди всех кнассов фотоприемников отбираются те, область спектральной чувствительности которых совпадает со спектральным составом исследуемого излучения, поскольку в противном случае даже самые высокие временные и энергетические возможности фотодетектора не будут эффективно реализованы. На следующем этапе происходит отбор фотоприемников по чувствительности и коэффициенту усиления, то есть отбираются те экземпляры, которые могут реализовать выбранный режим измерений (в данном случае режим счета фотонов). Так как поставленная задача требует измерения временных характеристик излучения, то наиболее важным является отбор фотоприемников по временным параметрам. На последнем этапе среди отобранных фотоприемников выбирается один самый эффективный и производится оптимизация режима его работы.

Основные типы фотоприемников для счета фотонов следующие: фотоумножители с умножением электронов в динодной системе (ФЭУ), фотоумножители с микроканальными пластинами (ФЭУ с МКП), лавинные фотодиоды (ЛФД) [34].

Характеристики основных типов фотоприемников для счета фотонов. Спектральная характеристика (зависимость квантовой эффективности от длины волны излучения) ФЭУ определяется материалом фотокатода, его толщиной, материалом подложки и входного окна колбы. Максимумы спекпральной чувствительности современных ФЭУ находятся в днаггаюне 120 800 нм. Красная гравниа чувствительности некоторых типов фотокатодов достигает 1800 нм [37] Сисктральные характеристики фотоумножителей, измеренные в режиме счета фотонов и на постоянном токе, праклически одинаковы в красно зеленой области спектра и отличаются на несколько процентов в коротк оволновом диапазоне вследствие влияния длины волны регистрируемого излучения на фокусировку электронов во входной камере, проявляющегося в изменении формы распределения одноэлектронных импульсов [38]. Лавинные фотодиоды по своей чувствительности уступают ФЭУ в видимом диапазоне спектра, однако в длигноволновой области их чувствительность значительно выше [34] Сравнительные данные по спектральным характерастикам ЛФД, ФЭУ и ФЭУ с МКП приведены в табл. 2 [39].

Вид амплитудного распределения выходных импульсов фотоумножителей определяется законом распределения вероятности выхода вторичных электронов при попадании на динод одного первичного фотоэлектрона и для качественных ФЭУ описывается законом Пуассона [37]

$$P(K) = \frac{\overline{K}^{K}}{K!} e^{-\overline{K}}, \qquad (3)$$

где P(K) — вероятность выбивания, K вторичных электронов, K — среднее число вторичных электронов на один первичный.

Таблица 2

Тип фото-	ФЭУ 106	ФЭУ 83	25 ЭЛУФ 12	25 ЭЛУФ 15	ЛФД Si	ЛФД Ge
прясмника						[
Спектр	0 17 0,83	040-120	0 11 - 0.22	0 24 0 85	04-1.1	0.4 - 1.8
диалазон,	1					
MEM	[

Спектральные тарактеристики фотоприемников

Для болыпинства ФЭУ одноэлектронный пик сопровождается в области малых амплитуд непуассоновской добавкой, интенсивность которой падает по экспоненте с увеличением амплитуды. Происхождение этого компонента амплитудного распределения связывается с процессами, происходящими в динодной системе, включая термо-, авто- и фотоэмиссию динодов, а также с газоразрядными явлениями (обратная оптическая связь, ионная обратная связь, ионная оптическая обратная связь) и явлением пролета электронов мимо динодов [37].

Вид амплитудного распределения выходных импульсов ФЭУ с МКП существенно зависит от его конструкции. При использовании МКП с прямы-

ми каналами амплитудное распределение имеет экспоненциальную форму что обусловлено низким коэффициентом усиления и сильным влиянием ионной обратной связи Использование ФЭУ с такими МКП для счета фотонов не рекомендуется [34]. Для устранения ионной обратной связи применяется соединение трех стандартных МКП в 2-конфигурации, в результате чего при больших коэффициентах усиления достигается режим насыщения заряда от одноэлектронного импульса в канале, что приводит к образованию одноэлектронного пика в амплитудном распределения выходных импульсов.

Амплитудные распределения выходных импульсов германиевых и кремниевых фотодиодов приведены на рис.7 [34].



Рис. 7. Амилитудное распределение выходных импульсов ЛФД: А₁ – ЛФД-2А; А₂ – ФД-115Л

Характерной особенностью ЛФД является то, что формы амилитудных распределений сигнальных и шумовых импульсов не отличаются. Это означает, что при использовании ЛФД в режиме счета фотонов для достижения максимального отношения сигнал/шум порог амплитудной дискриминации необходямо устанавливать как можно ниже непосредственно над уровнем собственных шумов усилителя [34].

Одной из важнейших характеристик любой измерительной системы является отношение сигнал/шум. Для ФЭУ режиме счета фотонов оно определяется следующим образом. Если m_f – число импульсов на выходе фотодетектора в присутствии входного потока сигналов: $m_f = m_c + m_n$, где $m_c -$ число сигнальных, а m_n – число шумовых импульсов, зарегистрированных в течение времен счета t_f и t_n , то при использовании реверсивного вычитания шума дисперсия сигнала в предположении пуассоновской статистики выходного тока находится по разности ($m_f - m_n$) в виде [36]:

$$D_{i} \neq D$$
, $D_{n} = \bar{m}_{f} - \bar{m}_{n} = \frac{m_{f}}{2} - \frac{m_{f}}{2}$. (4)

Тогда отношение сигнал/шум счетного процесса определяется как отношение величины сигнала к среднеквадратичному значению измеряемых нараметров

$$\frac{C}{H} = \frac{m_{fn}}{\sqrt{D_c}} = \frac{m_f - m_n}{\left(\frac{m_f - m_n}{l_f - l_n}\right)^{1/2}}.$$
(5)

Основные источники темнового тока ФЭУ следующие термоэмиссия фотокатода, ток утечки (омический ток между анодом и другими электродами), автоэлектронная эмиссия, ионная и оптическая обратные связи, космическое излучение, молгеровская эмиссия, фликер - эффект. Кроме указанных, имеется источник шума, обусловленный флуктуациями коэффициента вторичного умножения на динодах [40]. Основной вклад в шумы ФЭУ, ФЭУ с МКП и ЛФД вносят шумы термоэлектронного происхождения. Плотность термоэлектронного тока ФЭУ описывается формулой Ричардсона;

$$I = AT^2 e^{-\varphi/kT},$$
 (6)

где A – постоянная, φ – термоэлектронная работа выхода, T – температура, k – постоянная Больцмана.

На рис. 8 – 10 приведены зависимости скоростей счета шумовых и сигнальных импульсов от напряжения питания при фиксированном пороге дискриминации для ЛФД, ФЭУ и ФЭУ с МКП.



Рис. 8. Зависимость скоростей счета шумовых (1) и сигнальных (2) импульсов от напряжения литания ФЭУ



Рис. 9. Зависимость скоростей счета шумовых (1) и сигнальных (2) импульсов от напряжения питания ЛФД



Рис. 10. Зависимость скорости счета шумовых (1) и сигнальных (2) импульсов от напряжения питания ФЭУ с МКП

Из Рис. 9, 10 видно, что скорость счета темновых импульсов с увеличением напряжения питания растет быстрее, чем скорость счета сигнальных импульсов. Это приводит к тому, что отношение сигнал/шум имеет максимальное значение при определенном напряжении питания. Особенно ярко этот эффект выражен у ФЭУ с МКП и ЛФД. Наиболее удобно характеризовать шумовые свойства фотоприемника скоростью счета темновых импульсов при оптимальном напряжении питания и пороге дискриминации, обеспечивающем максимальное отношение ситнал/шум. С этой точки зрения наилучшими фотоприемниками являются ФЭУ и ФЭУ с МКП, скорость счета темновых импульсов отдельных экземпляров которых не превышает 10⁻¹ с [34]. Скорость счега темновых импульсов ЛФД сильно зависит от температуры и у германиевых диодов столь велика, что они могут работать в режиме счета фотонов лишь при сильном охлаждении [34]. Кремниевые, InGaAs/hiP, InP/InGaAsP, InGaAs фотодиоды могут работать в режиме счета фотонов и при комнатной температуре. Шумовые характеристики некоторых типов фотоприемников приведены в табл. 3 [39].

Fatimure 3

Значения темнового гока для различных твпоь фотопроемников

Тип фотопра-	ФЭУ 54	ወ <u></u> ጋአ 81	25 DJIYO 12	25 ЭЛУФ 15	ФД115Л	ЛФД- 2А
Темновой	3 10 9	3-10-8	10-12 10-13	101 10 12	107 10	10.7

Не менее важным энергетическим параметром фотоприемника, исполь зуемого для работы в одноэлектропном режиме, является коэффициент уси ления. Эта характеристика также определяется режимом работы фотоприемника. Типичные значения коэффициентов усиления ЛФД, ФЭУ и ФЭУ с МКП приведены в табл. 4 [34, 39], а временные характеристики фотоприемников в табл. 5 [34].

Таблица 4

Коэффициенты усиления фотоприемников

Тип фотоприсынаса	ФЭУ-30	ФЭУ-79	25 ЭЛУ Ф 15	ЛΦД S ι	ЛФД Се
Коэффициент усиления	109	⁸ 01	106	100	106

Таблица 5

Тип фотоприсмянка	Среднеквад- ратичный разброс	Время нарастания и спада, ис		Время пролета, ис	Длительность импульса, ис
	времены пролета, не	нарастание	спад	1	
спад ФЭУ-30	1	2.5	4.5	4 - 80	8
ФЭУ-36	0.2-0 5	2.4	4 5	34	6
ФЭУ-87	0 2-0.3	1.5	_	-	5
ФЭУ-130		2.8	10		15 - 20
ЭЛУФ-МК	0.05	0.3	0,4	2.5 - 3	1
25ЭЛУФ	_	1.5		-	_
ФД115Л	0,1	0.1	3-5		05-1
ЛФД2-А	0.1	0.1	3-5	-	0.5 - 1

Временные зарактеристики фотоприемников

К временным характеристикам следует относить не только временное разрешение, которое определяется корреляцией между моментами появления светового сигнала и выходного импульса [41], но и параметры выходных импульсов, так как от них зависит эффективность работы схем временной привязки, а следовательно, и временное разрешение всей системы счета фотонов.

Временные характеристики ФЭУ и ФЭУ с МКП зависят от разброса времен пролега электронов, который, в свою очередь, определяется разбросом длин траскторий движения электронов через рабочую область фотоприсмника, от напряженности и одвородности электрического цоля внутри фотоприемника, характера засветки и размера фотокатода. Время нарастания выходного импульса ЛФД зависит от времени переноса носятелей заряда через р-п-переход и составляет 10⁻¹¹ с. Однако длительность и форма выходных импульсов существенно зависят от режима работы ЛФД (пассивное или активное гашение лавины) и сопрогивления нагрузки [34]. В случае, когда сопрогивление нагрузки составляет несколько десятков ом, выходные импульсы ЛФД имеют близкую к прямоугольной форму с малым временем нарастания и спада (10.9 с). Средняя длительность импульсов возрастает с увеличением напряжения питания от единиц напосекунд до сотен микросскунд. С увеличением сопротивления нагрузки до нескольких килоом выходные импульсы ИФД принимают треугольную форму, длятельность фронта импульса менее 3 нс, длятельность спада для германиевых (ЛФД-2А) - 50 - 100 нс, для кремниевых (ФД-115Л) – 200 – 500 нс [34]. Существенным недостатком ЛФД в режиме пассивного гашения лавины является большое значение мертвого времени (порядка нескольких микросскунд), определяемого временем, необходимым для восстановления напряжения на попупроводниковой структуре после прохождения лавины. Максимальная скорость счета импульсов при пассивном гашении лавины обычно не превышает 10⁵ с⁻¹. Применение активного гашения лавины позволяет существенно сократить мертвое время диода, складывающееся в этом случае из длительности импульса павинного тока и длительности гасящего импульса. Мертвое время ЛФД с активным гашением лавины менее 30 нс, благодаря чему скорость счета импульсов может достигать нескольких мегагерц [34].

Таким образом, для исследования кинетики люминесценции полупроводников могут применяться все три тица фотоприемников: ФЭУ, ФЭУ с МКП и ЛФД. Из сравнения характеристик фотоумножителей и ЛФД следует, что применение ЛФД в качестве счетчиков фотонов в видимом диапазоне спектра менее эффективно, так как они характеризуются меньшей чувствительностью, более высокой скоростью счета темновых импульсов при комнатной температуре, большим значением мертвого времени, худшим отношением сигнал/шум. Кроме указанных недостатков, использование ЛФД для счета фотонов связано с дополнительными трудностями, обусловленными тем, что временные характеристики систем с ЛФД можно получить, только используя режим активного гашения давины, что приводит к существенному усложнению эксперимента выей установки. Другим недостатьом ЛФД, ограничиваютним их практи пеское применение, является сильная температурная зависимость их нараметров

Благодаря сочетанию хороших эпергетических параметров и исключительно высоких временных характеристик ФЭУ с МКП являются наиболее эффективными из использования в системах, измеряющих временные параметры излучения. Однако для исследования кинетики люминесценции полупроводников досгаточным является временное разрешение на уровне 10⁻¹⁰ с, которое может быть реализовано с помощью обычных ФЭУ.

Оптимизация режима работы ФЭУ. Практически все характеристики ФЭУ зависят от режима питания. С увеличением напряжения питания возрастает коэффициент усиления ФЭУ, уменьшаются время нарастания и длительность выходного импульса, однако наряду с этими процессами происходит увеличение интенсивности некоторых источников темнового тока [34]. Поэтому при выборе рабочего напряжения питания ФЭУ необходямо руководствоваться определенными критериями в зависимости от поставленной задачи. При регистрации предельно слабых световых потоков логично использовать такое напряжение питания, которое обеспечивало бы максимальное отношение сигнал/шум, учитывающее статистические флуктуации, и находалось бы в области плато счетной характеристики, где предъявляются менее жесткие гребования к его стабильности [34]

В режиме счета фотонов, в предположении пуассоновской статистики сигнала и шума, отношение сигнал/шум определяется через скорости счета темновых и сигнальных импульсов согласно выражению (5). Однако скорость счета как темновых, так и сигнальных импульсов зависит от порога амплитудной дискриминации. Поэтому задача оптимизации режима работы ФЭУ состоит в выборе оптимального напряжения питания и порога дискриминации из расчета максимального отношения сигнал/пгум.

Существует несколько подходов к решению данной задачи. Наиболее простым является способ, основанный на использовании особенностей счетной характеристики. Суть его заключается в следующем. Напряжение питания задается в области высоковольтной границы плато счетной характеристики и остается неизменным, а затем подбирается порог амшинтудной дискриминации, обеспечивающий максимальное отношение сигнал/щум. Такой выбор напряжения питания обусловлен тем, что при увеличении напряжения питания в пределах плато счетной характеристики улучшается стабильность счета одноэлектронных импульсов, отношение сигнал/шум и качество амплитудного распределения одноэлектронных импульсов. Это объясняется

уменьшением вклала в темновой ток побочных процессов на фоне быстрого увеличения коэффициентов умножения и эффективности сбора электронов с фотокатода [34]. Высоковольтная граница плато счетной характеристики определяется по началу резкого возрастания скорости счета сигнальных и темновых импульсов [42]. Очевидно, что вид счетной характеристики зависиг от порога дискриминации, и при грубом пороге плато может быть потеряно. Более объективным критерием качества ФЭУ является "экстранолированная" счетная характеристика [43]. Она представляет собой счетную характеристику при нулевом пороге дискриминации и может быть получена путем графической обработки зависимости количества зарегистрированных анодных импульсов ФЭУ от порога дискриминации устройства при различных напряжениях пытания. Эта зависимость называется интегральным амилитудным распределением (ИАР) [43]. При низких значениях порога дискриминации ИАР хорото аппроксимируется экспонентой. Графическая обработка ИАР заключается в экстраполяции его экспонентой до пересечения с осью ординат (улобнее это делать в полулогарифмическом масшгабе). Поскольку в области плато счетной характеристики количество генерируемых ФЭУ импульсов слабо зависит от напряжения питания, кривые ИАР пересекут ось ординат в одной точке. Положение плато может быть определено непосредственно из семейства кривых ИАР по напряжениям питания, при которых кривые пересекаются в одной точке. Другим очевидным способом определения онгимального режима работы ФЭУ является построение семейства зависимостей отношения сигнал/шум от напряжения питания при различных порогах дискриминации. Оптимальными считаются те значения напряжения питания и порога дискриминации, которые обеспечивают максимальное отношение сигнал/шум. Более точным является метод сплайн-функций [44], основанный на математической обработке семейства зависимостей отношения сигнал/шум от порога дискриминации при различных напряжениях питания. Он позволяет устранить неоднозначность в выборе оптимальных значений порога дискримянации и напряжения питания. Недостатком этого метода является необходимость выполнения сложных математических вычислений.

Не меньшее значение, чем выбор напряжения питания, имеет и оптимизация междинодных потенциалов ФЭУ. Это связано с тем, что траектории пролета электронов, а следовательно, и вид амплитудного распределения выходных импульсов, и временные характеристики определяются величиной и распределением электрического поля во входной камере и динодной системе ФЭУ. Подбирая распределение потенциалов на электродах катодной камеры, можно добиться максимального сбора фотоэлектронов на первый динод при минимальном разбросе времен прохождения сигнала в нависимости от положения освещенного участка фотокатода [45]. Сложный характер амплитудного распределения выходных импульсов пекоторых Ф'ЭУ объясияется существенным вкладом от электронов, пролетевших мимо динодов. Снизить влияние явления пролета на распределение одноэлектровных импульсов можно, оптимизируя потенциалы второго и четвертого динодов [46]. Пролет фотоэлектронов мимо динодов влияет также и на временной разброс выходных импульсов. Полбором параметров делителя напряжений для динодной системы можно добиться устойчивого режима счета квантов, минимального разброса времен пролета электронов от катода к аноду и максимального коэффициента усиления [47].

Одной из задач, возникающих при использовании Ф'ЭУ для регистрации импульсных потоков оптического излучения, является учет последействия, проявляющегося в наличии послеимпульсов, сопровождающих основной сигнал, в интервале времени до нескольких микросекунд. Для борьбы с последействием ФЭУ рекомендуется сняжение до минимально возможных величин ускоряющих разностей потенциалов в носледних каскадах умпожения и снижение частоты следования детектируемых импульсов оптического излучения [48]. Поскольку количество темновых импульсов на выходе ФЭУ определяется площадью и типом фотокатода, то для счетчиков фотонов рекомендуется использовать ФЭУ с малыми фотокатодами. Условия засветки фотокатода влияют на временные параметры одноэлектроиных импульсов. Наилучшее временное разрешение достигается, когда засвечивается центральная часть фотокатода [45].

Эффективным способом уменьшения скорости счета темновых импульсов и улучшения отношения сигнал/шум является охлаждение фотоприемника. Для некоторых экземпляров ФЭУ скорость счета темновых импульсов при охлаждения снижается на 40% [34]. Охлаждение ФЭУ оправдано только в особых случаях, так как это усложняет экспериментальную установку.

Усилитель-формирователь для системы многоканального счета фотонов. При асследовании методом счета фотонов временных характеристик излучения ставится задача определения временного положения выходного сигнала фотодетектора с возможно большей степенью точности. Так как процесс умножения носителей в фотоприемнике носит статистический характер, то форма и амплитуда выходных импульсов фотоприемника являются случайными. Значительные случайные вариации параметров выходных сигналов фотодетектора снижают предельные точностные характеристики измерений. В связи с этим для систем временного анализа оптических процессов

гребуются устройства, фиксирующие положение на оси времени событий или пута событий, которые не чувствительны к пзменению амплитуды и формы выходных импульсов детекторов [36]. Такие устройства называются схемами временной привязки или хронирования. Амилитуда импульсов на выходе фотоприемника, работающего в режиме счета фотонов, недостаточна для срабатывания устройств временного хронирования, что обусловливает необходимость предварительного усиления сигнала [34] При язмерении амплитулного распределения выходных импульсов фотодетсктора необходимо осуществлять селекцию импульсов по амплитуде. Кроме того, амплитудный отбор импульсов позволяет улучшить отношение сигнал/шум и устранить влияние некоторых видов помех [34]. Таким образом, усилитель-формирователь решает следующие задачи: усиление выходных импульсов фотодетсктора до величины, необходимой для срабатывания схем временного хронирования; осуществление амплитулной селекции импульсов; формирование стандартного импульса (с заданными параметрами) в момент времени, определенным образом связашный с моментом появления выходного сигнала фотодетсктора. Исходя из решаемых задач, можно предложить следующую структурную схему усилителя-формирователя (рис 11).



Рис. 11. Структурная схема усилителя-формирователя для системы счета фотонов: 1 – усилитель одноэлектронного импульса; 2 – амплитудный дискриминатор; 3 – схема временной привязки

Упроценная эквивалентная схема выходной цепи одноэлектронного фотоприемника приведена на рис.12 [34]. Так как выходной сигнал фотоприемника обусловлен развитием лавины носителей заряда, возникающей под действием регистрируемого излучения, то он представляет собой импульс тока (на рис.12 генератора тока *I(t)*).

Сигнальный вывод фотоприемника имеет собственную емкость С, величина которой определяется в основном конструктивными особенностями фотоприемника и принимает значения от единиц до нескольких сотен пикофарад. Импульс тока передается к усилителю, имеющему входное сопротивление *R* по линии с индуктивностью *L*. Таким образом, система выход фотоприемника — вход усилителя представляет собой колебательный контур. Для того чтобы отсутствовали осцияляции после выходного импульса фотоприемника, которые могут вызвать повторные срабатывания последующих схем системы, необходимо выполнение условия апериодичости вых.одной цепи [34]. Данное условие вакладывает существенные ограничения на длину соединительного проводника 1 и входное сопротивление условтеля R На практике для увеличения быстродействия ФПУ R и C стремятся сделать как можно меньтички, так как из-за влияния выходной цепи мертвое время системы увеличивается на величину т порядка RC. Однако при малых значениях R для выполнения условия апериодичности необходимо, чтобы и L было достаточно мало. Так как L пропорциональна 1, то соединительный проводник должен быть коротким. Например, при C=20 щр и R=50 Ом проводник диаметром 50 мкм имеет максимально допустимую длину L-14 мм [34]. Когда конструкция блока фотоприемника не позволяет сделать соединения фотоприемника с усилителем коаксиальный кабель.



Рис. 12. Эквивалентная схема выходной цепи одноэлектронного фотоприемника

Под усилением сигнала понимают такое преобразование тока I_n одноэлектронного импульса фотоприемника в выходное напряжение U_{sux} или ток I_{sux} усилителя, при которых величина U_{sux} или I_{sux} достаточна для работы схемы временной привязки счетчика фотонов

Входным сигналом большинства схем временной привязки, используемых в счетчиках фотонов, является напряжение, поэтому усилительформирователь должен осуществлять преобразование вида 1. - И. Идеальный усилитель тока имеет нулевое входное сопротивление [49], следовательно, входное сопротивление усилителя-формирователя должно быть по возможности меньшим.

Реальные усилители никогда не передают форму импульса тока абсолютно точно, что обусловлено конечностью полосы пропускания самого усилителя и частичным интегрированием сигнала в выходной цепи фотоприемника [34]. Поэтому полоса пропускания усилителя должна соответствовать параметрам выходного импульса используемого фотодетектора. Необходимую ширину полосы пропускания усилителя можно оценить двумя способами: известно, что одноэлектронный импульс на выходе ФЭУ имеет форму, близкую к гауссовой [50]. Энергетический спектр такого импульса описывается гакже гауссовой кривой. Ширина энергетического спектра *AF* по уровню 0.5 и время нарастания одноэлектронного импульса от 0 1 до 0.9 амплитудного значения-*t*_ф связаны следующей зависимостью [50]:

$$\Delta F = \frac{0.316}{I_{\phi}} \tag{7}$$

В соответствии с этим следует рассчитывать полосу пропускания усилителя. Необходимую ширину полосы пропускания усилителя можно оценить по ожидаемому значению мертвого времени т_п [34].

$$\tau_p \approx \sqrt{\tau_{0.5}^2 + \frac{0.1}{f^2}},$$
 (8)

где $\tau_{0.5}$ – длительность выходного импульса на уровне 0.5; f - ширина полосы пропускания усилителя.

В простейших счетчиках фотонов линейность усялителя обычно не играет роли [34]. Однако если приходится измерять амплитудное распределение выходных импульсов фотоприемника, передаточная характеристика должна быть линейной. Высокие требования предъявляются также к стабильности коэффициента передачи и уровню собственных шумов усилителя, так как нестабильность коэффициента передачи снижает точность некоторых методов временной привязки, а уровень собственных шумов ограничивает снизу амплитуду регисприруемых импульсов фотоприемника.

Исходя из вышеизложенного можно сформулировать следующие требования, предъявляемые к усилителям одноэлектронных импульсов: низкий уровень шумов, соответствующий параметрам усиливаемых сигналов; достаточно широкая полоса пропускания, согласованная с энергетическим спектром одноэлектронного импульса; высокая стабильность коэффициента передачи; малое входное сопротивление

Предельные возможности временного анализа во многом зависят от метода хронирования выходных сигналов фотодетектора. Наиболее распространенными являются следующие методы временной привязки.

 Метод переднего фронта. Согласно этому методу, импульс временной привязки вырабатывается в момент пересечения передним фронтом выходного импульса фотодетектора фиксированного порога дискриминации (рне.13а). Недостатком этого метода является зависимості момента хронирования от времени нарастания переднего фронта выходного импульса и его амплитуды. Различня между моментами хронирования t_i и t_i на рис.13а связаны с различными амплитудами кривых 1 и 2, а между моментами t_i и t_i с t_i с различной крутизной передних фронтов кривых 1 и 3. Среднеквадратичное значение оплибки хронирования метода σ_{di} определяется амплитудным разбросом выходного сигнала детектора σ_4 [36]

$$\sigma_{di} = \sigma_{d} S, \tag{9}$$

где S - крутизна переднего фронта сигнала на уровие порога

Наилучшее временное разрешение метода переднего фронта определяется экспериментально при различных уровнях порога дискриминации [36].

2. Метод пересечения нуля. Для реализации данного метода необходимо осуществить операцию двойного дифференцирования выходного сигнала детектора. Для экспоненциальной аппроксимации формы импульса

$$a(t) = E(1 - e^{-\nu t}), \tag{10}$$

где Е и τ – нараметры аппроксимации. После двойного дифференцирования получим

$$A_{0} = \frac{Et}{\tau \left(1 - \frac{t}{2/\tau}\right) e^{-t/\tau}}.$$
 (11)

Время хронирования определяется как время пересечения нуля [36]

$$t_0 = 2\tau, \tag{13}$$

то есть момент хронирования не зависит от амплитуды сигнала (рис. 13 б).

3 Метод постоянной части импульса Суппость данного метода заключается в определения и установке порога дискриминации на уровне некоторой постоянной части амплитуды импульса. Возможно несколько способов его практической реализации. Первый подход предусматривает линейные операции задержки, инвертирования, ослабления и суммирования. Блоксхема и временная диаграмма данного метода приведены на рис 14 [36]. Если задержка *i*₂ значительно больше времени нарастания фронта *i*₆, то момент хронирования определяется как

$$t_0 = t_1 + K_0 t_{\phi}, \tag{13}$$

где $K_0 < 1$ – коэффициент передачи инвертирующего каскада. Уравнение (13) показывает, что время пересечения нуля t_0 зависит не от амплитуды сигнала, а от t_3 и t_{ϕ} .



Рис. 13. Блок-схема и временная диаграмма хронирования сигнала методом переднего фронта (а), и методом пересечения нуля (б): 1 – компаратор; 2 – буферный каскад

Второй способ основан на запоминании заданной части амплитуды выходного импульса за время его нарастания. Запомненное значение является порогом срабатывания компаратора по спаду этого же импульса [51].



Рис. 14. Блок-схема в временная диаграмма метода постоянной части импульса: 1 – блок задержки; 2 – блок суммирования; 3 – инвертирующий каскад

4. Метод временной привязки по центру тяжести импульса. Метод основан на определении середины импульса, длительность которого равна времени превышения входным сигналом фиксированного порога срабатывания. Момент временной привязки в этом случае не зависит ни от формы, ни от амплитуды входного сигнала при условии сохранения его осевой симметрии. Наиболее подходящим методом временного хронирования для системы счета фотонов, предназначенной для исследования кинетики излучения, является метод переднего фронта. Это объясняется простотой его технической реализации и, несмотря на эго, возможностью осуществлять ампонатудную селекцию выходных импульсов фотоприемника путем изменения порога дискриминации без применения специальных устройств.

На рис.15 [34] представлены составляющие амплитудного распределения импульсов одноэлектронного Ф'ЭУ и используемые на практике положения уровней дискриминации. В области амплитуд $\theta - h_{\theta}$ сигнал обусловлен шумами аппаратуры и внешними наводками, в области $h_{\theta} - h_{I}$ -значительна составляющая темнового сигнала фотоприемника. Импульсы в интервале $h_{I} - h_{J}$ соответствуют одноэлектронным импульсам. Импульсы с амплитудами в интервалах $h_{J} - h_{4}$ и $h_{4} - h_{5}$ связаны с двух- и трехкратным наложением одноэлектронных импульсов. Импульсы большой амплитуды в некоторых случаях могут значительно ухудщить отношение сигнал/шум и исказить статистику светового потока. Для устранения этих нежелательных эффектов следует использовать дифференциальный дискриминатор, который не регистрирует импульсы с амплитудой, превышающей заданное значение.



Рис, 15. Составляющие амплитудного распределения импульсов ФЭУ: 1 -- эмиссия электронов с динодов, 2, 3, 4 - одно-, двух- и трехэлектронные импульсы соответственно; 5 - многоэлектронные импульсы; А -- амплитуда в единицах средней амплитуды одноэлетронных импульсов; h, -- пороги дискриминация

Важным параметром дискриминатора при измерении интенсивности световых потоков является стабильность положения порогов. Относительная систематическая ошибка δ при измерении интенсивности стационарного светового потока связана с нестабильностью уровня дискряминации спелующим образом [36]:

$$\delta = \frac{f(h)\Delta h}{1 - F(h)},\tag{14}$$

гле F(h) и f(h) – соответственно функция и плотность амилитудного распрелеления выходных импульсов фотоприемника, Δh – нестабильность порога дискриминации.

Из выражения (14) следует, что нестабильность порога дискриминации оказывает наименьшее влияние в случае установки порога дискриминации во впадине амплитудного распределения импульсов

В устройствах временной привязки амплитудные дискриминаторы должны иметь высокую чувствительность. Это обусловлено тем, что входной сигнал, соответствующий по амплитуде переходному режиму дискриминатора, приводит к срабатыванию устройства с вероятностью, огличной от 0 и 1. Неопределенность момента времени появления выходного сигнала зависит от временных параметров исследуемого импульса и возрастает с увеличением длительности его фронта [34]. Оценкой чувствительности дискриминатора может служить отношение величины перепада логического сигнала на выходе к коэффициенту усиления компаратора. Таким образом, амплитудный дискриминатор для разрабатываемой установки должен обладать высокой чувствительностью и высоким временным разрешением.

Преобразователь время-код для системы многоканального счета фотонов. Первичная обработка оптического потока, заключающаяся в детектировании оптической энергии и временном хронировании выходных сигналов фотоприемника, позволяет представить исследуемые оптические явления в виде стохастических потоков сигналов. При исследовании кинетики люминесценции методом счета фотонов информация об исследуемом объекте содержится в распределении временных интервалов между событиями, соответствующими сигналам фотоприемника. Для осуществления эффективной обработки результатов измерений с помощью ЭВМ необходимо производить преобразование измеряемых временных интервалов в цифровой код.

Преобразователи время-код характеризуются следующими параметрамя: временным разрешением (минимальным значением шага квантования); линамическим диапазоном измеряемых временных интервалов; дифференциальной и интегральной нелинейностью преобразования [36].

Наиболее распространенными методами кодирования временных интервалов являются метод прямого квантования (счетно-импульсный); счетноимпульсный метод с преобразованием временного масштаба, электронный ноннусный метод; метод кодирования с интерполяцией время-амилитуда-код

В счетно-импульсном методе преобразование временного интервала в цифровой код осуществляется путем последовательного счета импульсов стабильной частоты, заполняющих измеряемый временной интервал [52] Данный метод позволяет получить предельно малое мертвое время, характеризуется широким динамическим диапазоном, стабильной временной шкалой и высокой линейностью преобразования [53]. Временное разрешение метода прямого квантования ограничивается максимальной скоростью счета импульсов опорного генератора. В настоящее время разработаны микросхемы, позволяющие вести счет импульсов с частотой до 500 МГд, что соответствует шагу квантования 2 нс [53]. Динамический диапазон счетно-импульсных преобразователей определяется разрядностью счетчика и может быть очень большим, например, преобразователь ПВК-001 измеряет временные интервалы длительностью до 80 мкс при ширине канала 4.76 нс [52]. Дифференциальная нелинейность счетно-импульсных преобразователей обусловлена отсутствием синхронизации между измеряемым временным интервалом и фазой тактовой серии импульсов и уменьшается с возрастанием частоты тактового генератора. Осуществление фазирования начала и конца измеряемого интервала с импульсами генератора тактовой частоты позволяет получить дифференциальную нелинейность менее 2.5% при частоте тактового генератора 500 МГц [53]. Основным источником погрешности измерений в преобразователях такого типа является конечная частота тактового генератора. Максимальная погрешность измерения равна периоду времязадающей последовательности импульсов [54].

В счетно-импульсном методе с преобразованием временного масштаба принцип измерения временных интервалов основывается на умножении длительности промежутка времени между сигналами старт и стоп на постоянный коэффициент К с последующим заполнением распиренного интервала времени импульсами высокой частоты и счетом их количества. Распирение временного интервала осуществляется путем зарядки емкости С током I_1 за временного интервала осуществляется путем зарядки емкости С током I_1 за время, равное интервалу между сигналами старт и стоп, и ее разрядки после импульса стоп током $I_2=I_I/K$. Время разрядки емкости пропорционально интервалу между старт- и стоп- импульсами, умноженному на K [55]. Использование трансформации временного масштаба позволяет улучшить временное разрешение по сравнению с предыдущим методом, однако при этом уменьшается динамический диапазон преобразователя и увеличивается его мертвое время. Описанный в [56] преобразователь, осуществляющий трансформацию временного масшлаба, имеет следующие характеристики временное разрешение 0 1 нс; динамический диапазон 0 200 нс, нелинейность преобразования 1%.

Электронный нониусный метод основан на сравнении нескольких временных шкал, размеры делеций которых отличаются на величину, кратную шагу квантования Δt измеряемого временного интервала T_x , при условни совпадения начальных отсчетов шкал с соответствующимя границами T_x . Метод реализуется следующим образом. По сигналу старт, соогветствующему началу измеряемого промежутка времени T_x , запускается опорный генератор с периодом T_0 . В течение времени преобразования импульсы генератора подсчитываются в основном счетчике и одновременно поступают на схему совпадений. С приходом сигнала стоп, который соответствует концу T_x , запускается ношусный генератор и выполняются аналогичные операции по подсчету числа периодов T_n . Так как периоды T_0 и T_n отличаются на величину Δt , то через определенное время преобразования на входах схемы совпадений импульсы опорной и нониусной последовательностей совпадут (с известной степенью погрешности) во времени и процесс кодирования на этом заканчивается. Результат время-импульсного кодирования определяется как [36].

$$T_x = T_\theta(n + K^{-\alpha}m), \tag{15}$$

где *м*, *m* – количество импульсов соответственно опорного и нониусного генераторов до момента совпадения; *K* – основание системы счисления; *α* – число разрядов цифрового эквивалента величины, преобразуемой импульсной интерполяцией. Для достижения высокой точностя преобразования необходима высокая стабильность периодов времязадающих шкал и величины *At*, а также высокая стабильность параметров схем совпадения. Нониусный метод превосходит предыдущие по временному разрешению, динамическому диапазону и линейности, однако сложность его реализации ограничивает его практическое применение [36].

Использование кодирования с интерполяцией время-амплитуда-код стало возможным благодаря появлению в последнее время простых в эксплуатации аналого-цифровых преобразователей, осуществляющих преобразование амплитуды сигнала в пифровой код. Сущность метода заключается в преобразовании измеряемого временного интервала в пропорциональное значение амплитуды сигнала и в последующем преобразовании амплитуды в цифровой код, выполняемым АЦП. Практически преобразование времяамплитуда осуществляется путем накопления заряда на емкости током постоянной величины в течение измеряемого интервала времени [57 60]. Одна из возможных схем реализации преобразования время-амплитуда приведена на рис.16 В начальном состояния на емкости С имеется заряд Q и созданное этим зарядом напряжение

$$U = \frac{Q}{C}$$
(16)

В момент появления старт-импульса замыкается ключ 1 и конденсатор начинает разряжаться через стабилизатор тока 2. Процесс разрядки емкости продолжается до момента появления стоп-импульса, который размыкает ключ 1 В этом случае изменение напряжения на конденсаторе составит

$$\Delta U = \frac{Q}{C} - \frac{I\Delta t}{C} - \Delta t, \qquad (17)$$

где I – ток разрядки емкости; At – время разрядки

В [57] описан преобразователь время-амплитуда с временным разрешением 10 пс, дифференциальная нелинейность которого составляет 0.3%. Погрешность и дифференциальная нелинейность преобразователя, как правило, определяются характеристиками используемого АЦП.

Наяболее целесообразным для применения в системе многоканального счета фотонов является метод преобразования время-амплитуда-код. Это обусловлено тем, что по сравнению со счегно-импульсным методом он обладает лучшей разрешающей способностью, а по сравнению с нониусным методом и методом с трансформацией временного масштаба характеризуется простотой технической реализации и меньшим временем преобразования, что позволяет сократить время измерений.



Рис. 16. Схема преобразования время-амплитуда: 1 - электронный ключ; 2 - стабилизатор тока; 3 - накопительный конденсатор, Δt - преобразуемый временной ин гервая

Анализ погрешностей. Информация, получаемая в результате измерений, – это распределение J(j), описывающее зависимость количества зарегистрированных импульсов от номера канала MBA. В результате калибровки каждому каналу с номером j можно сопоставить интервал времени от t_i до $t_i = J + \Delta t_K$, где Δt_K ширина канала MBA. То есть перейти от распределения J(i) к распределению J(t). Распределение J(t) не эквивалентно регистрируемому распределению J(t) вследствие временных неопределенностей, вноснмых фотонриемником и электронными блоками установки. Зарегистрированное распределение связано с истинным интегральным уравнением свертки [34]

$$J(t) = \int_{0}^{t} \hat{J}(t) f_{a}(t - \vartheta) d\vartheta, \qquad (18)$$

где $f_a(t)$ – функция отклика системы при регистрации дельта-импульса [34].

Для систем многоканального анализа это уравнение сводится к системе изнейных алгебраических уравнений [30]. Все погрешности измерений, обусповленные разбросом времени прохождения сигнала в ФЭУ, флуктуациями амплитуды и формы его выходных импульсов, нестабильностью порогов срабатывания схемы временной привязки, погрешностью преобразования времяамплитуда, АЦП и т. д., в системах многоканального анализа в конечном итоге сводятся к искажению истинного положения регистрируемого сигнала на оси времени, в результате чего он регистрируется в несоответствующем канале времению анализатора. Вероятность искажения временных интервалов системой регистрации описывается функцией $f(\tau)$, $(\tau=t_0-t_{\pi})$, где t_0 – истинное, а t_r – зарегистрированное значение временного положения сигнала (рис.17).



Рис. 17. Плотность вероятности искажений временных интервалов системы регистрации

При выволе си и мы писёйных алгебраических уравнений воспользуемся следі) юшими предно юженнями: вероятность регистрании импульса, испиное гноложение которого соответствует /-му каналу в $f \pm 2$ каналах стремится к 0; регистрация импульса, соответствующего /-му каналу в $f \pm 1$ и $f \pm 1$ кана лах равновероятна; истинное по южение регистрируемого импутьса соответствует центру канала.

Тогда вероятность регистрации импульса временное ноложение которого соответствует /-му каналу, в /-м канале определяется как

$$P_{I,I} = \underbrace{\int_{-\frac{1}{2}}^{1\Delta I} f(\tau) d\tau}_{2}$$
(19)

а вероятность регистрации этого импульса в соседних каналах

$$P_{j\,j\pm 1} = \frac{\int_{\Lambda_{j}}^{\Lambda_{j}} f(\tau) d\tau}{\frac{1}{2}}$$
(20)

Согласно методу счега фотонов число импульсов в *j*-м канале MBA, временное положение которых соответствует *j*-му каналу, пропорционально средней интенсивности излучения *I* за время, соответствующее Δt_{Kj} . С учетом погрешностей измерительной аппаратуры можно записать:

$$n_{I,I} = a P_{I,I} I(t_I),$$
 (21)

где а - коэффициент пропорциональности.

С другой стороны, число импульсов в *ј*-м канале MBA складывается из импульсов, истинное положение которых соответствует этому каналу, и импульсов, которые попали в этот канал из соседних в результате погрешностей аппаратуры:

$$N_{j} = n_{j,j} + n_{j,j+1} + n_{j,j-1}, \qquad (22)$$

где $n_{j,j+1}$ и $n_{j,j+1}$ определяются через соответствующие интенсивности излучения и вероятности

$$n_{j,j\pm 1} = a P_{j,j\pm 1} l(l_{j-1})$$
(23)

Таким образом, можно составить следующую систему уравнений.

$$n_{j,j} = aP_{j,j}l(t_j)$$

$$n_{j,j+1} = aP_{j,j-1}l(t_{j+1}),$$

$$n_{j,j+1} = aP_{j,j-1}l(t_{j+1}),$$

$$N_j = n_{j,j} + n_{j,j+1} + n_{j,j-1},$$

$$N_{j+1} = n_{j+1,j+1} + n_{j+1,j} + n_{j+1,j+2},$$

$$N_{j+1} = n_{j+1,j-1} + n_{j+1,j} + n_{j,j-2}$$
(24)

Два последних уравнения выражаются через величины, соответствующие j-2 и j+2 каналам. Решение этой системы для грех каналов имеет вид

$$I_{j} = \frac{N_{j} - \frac{P}{A} \left(N_{j+1} + N_{j-1} \right)}{A - \frac{2P^{2}}{A}},$$

$$I_{j+1} = \frac{\left(N_{j+1} - I_{j} P \right)}{A},$$
(25)

где $P_{j,j}=A$ - вероятность правильной регистрации; $P_{j,j,\pm 1} = P$ - вероятность регистрации в соседнем канале; $I(t_j) = I_j$. Таким образом, по известной функции отклика системы f_a можно установить исгинную зависимость интенсивности излучения от времени с погрешностью, обусловленной погрешностью измерения f_a и сделанными предположениями. Благодаря развитию техники генерации пикосекундных лазерных импульсов, измерения функции отклика можно произвести с очень большой степенью точности. На практике более удобно измерять непосредственно вероятности P и A.

Преобразователь время-код. Преобразователь время-код является одним из основных блоков экспериментальной установки, характеристики которого определяют диапазон измерений и предельное временное разрешение установки в целом.

Для кодирования временных интервалов применен метод с использованием промежуточного преобразования время-амплитуда. Структурная схема преобразователя время-амплитуда-код приведена на рис.18.

Преобразователь осуществляет преобразование временного интервала между поступающими на его входы старт- и стоп-импульсами следующим образом. В начальном состоянии электронный переключатель 11 замкнут и на конденсаторе 13 имеется опорное напряжение, сформированное схемой 10. Старт-импульс поступает одновременно на входы схемы запуска 1 и



Рис. 18. Структурная схема преобразователя время-код: 1 – схема запуска; 2 – схема сброса; 3 – схема останова; 4, 7 – линии задержки; 5, 11 – электронные переключатели; 6 – управляемый стабилизатор; 8 – схема вычитания; 9 – АЦП; 10 – схема формирования напряжений; 12 – сигна-лы управления; 13 – накопительный конденсатор

схемы сброса 2. Сигнал с выхода схемы сброса размыкает переключатель 11 Сигнал на выходе схемы запуска появляется с некоторой задержкой с относительно сигнала схемы сброса и замыкает электронный переключатель 5, в результате чего конденсатор 13 начинает разряжаться через управляемый стабилизатор 6 током, величина которого задается управляющими сигналами 12. Процесс разрядки конденсатора продолжается до тех пор, пока ключ 5 не разомкнется управляющим сигналом схемы останова, который появляется через время т после появления на входе схемы стоп-импульса. Так как задержка между появлением старт-импульса и замыканием ключа 5 равна задержке между появлением стоп-импульса и размыканием этого ключа, то промежуток времени, в течение которого конденсатор разряжается, равен промежутку времени между старт- и стоп-импульсами, а поскольку ток разрядки конденсатора поддерживается постоянным стабилизатором 6, то разность между опорным напряжением и напряжением на конденсаторе пропорциональна измеряемому промежутку времени. Вычитание напряжения на конденсаторе из опорного производится схемой 8. Полученное напряжение преобразуется АЦП в пифровой код. Запуск АЦП осуществляется сигналом со схемы останова, который появляется на запускающем входе АЦП после появления стои-импу њез с задержкой, вносимой линией задержки 7 и необходимой для срабатывания преобразователя. Сигнал "разрешение" появляется в начале каждого цикла работы в приводит все элементы преобразователя в исходное состояние. Сигнал "тест" служит для проверки правильности работы устройства. В режиме тестирования преобразователь работает аналогично режиму измерений; отличне состоит в том, что схема запуска запускается сигналом "тест", а схема останова - тем же сигналом, но с фиксированной задержкой τ_l , вносимой линией задержки 4. Старт- и стоп-импульсы в режиме тестирования не используются.

Преобразование амплитуда-код осуществляется интегральным АЩІ 1108ПВ1, характеристики которого приведены в табл. б.

Диапазон измеренай (максимальный измеряемый интервал времени) и временное разрешение преобразователя определяются разрядностью используемого АЦП. Диапазон измерений можно регулировать, изменяя величину тока разрядки накопительной емкости, однако при этом изменяется и временное разрешение, определяемое как временной интервал, соответствующий единице цифрового кода. Чем уже диапазон измерений, тем лучше временное разрешение. Это связано с тем, что АЦП может осуществлять преобразование амплитулы сигнала в фиксированном диапазоне от A_{min} до A_{max} . При увеличении тока разрядки накопительного конденсатора изменение напряжения на нем за фиксированный промежуток времени будет увеличиваться, то есть возрастает временное разрешение прибора. В то же время изменение напряжения на конденсаторе в пределах указанного диапазона $A_{max} - A_{min}$ будет происходить за меньшее время, то есть диапазон преобразования уменьшается.

Таблица б

Число разрядов	10
Нелинейность младшего разряда	-3 - + 3
Дифференциальная нелинейность	-0 75 - +0.75
Время преобразования	0 9 MKC
Частота преобразования	1.5МГц - 0.4МГц
Днапазон входного напряжения	0 – 3B

Парамегры АЦП 1108НВ1

Основным узлом, обеспечивающим временные характеристики установки, является юлюч разряда емкости. Применение высокочастотных полевых транзисторов (КПЗ12Б), включенных по схеме дифференциального усилителя, позволило добиться, с одной стороны, высокого быспродействия, с другой — малых токов утечки. Но для переключения завного дифференциального усилителя с разрядки на хранение требуется значительное у правляющее напояжение Использование микросхем серии 1554 с граничной частотой порядка 400 МГц и выходными уровнями порядка 5 В позволяло решить данную задачу. При кругизне полевого транзистора 3 мА/В коммутируемый ток может достигать 15 мА. Теперь элементарный расчет позволяет отпределиться с величиной смкости хранения и коэффициента усичения согласующего усилителя. При величине этой емкости С=100 вФ, времени разряда t=10 нс и токе разряда J=10 мА получим напряжение разряда U=lt/C=1 В. Т.е. для согласования диапазона разрядки конденсатора с диапазоном АШП коэффициент усиления усилителя должен быть равным 2.5. Ток разряда усилителя устанавливается программируемым генератором тока с управлением от ЭВМ через коммутатор 590КН9 и может принимать следующие значения: 10 мА 1 мА. 0.1 мА. Рассмотрим максимально допустимую величину токов утечки при выбранных параметрах хронирующей емкости. Так как используется 10разрядный АЦП с временем преобразования $t_1 < 0.9$ мкс, несложный расчет показывает, что ток утечки $l_{\nu} < U_1 C/t_1 = 10^7 \text{ A}$, что вполне согласуется с входным током буферного усилителя 544УД2 (0.1 нА) и токами утечки полевых транзисторов (10 нА). Возможность варьировать ток разряда позволила реализовать три диапазона измерсний; до 10 нс, до 100 нс, до 1 мкс, что задается кодом ЭВМ.

Предельно достижимое временное разрешение преобразователя оценивалось в режиме тестирования путем использования фиксированной задержки. Оно составляет 10 пс в диапазоне 3 нс – 10 нс, 100 пс в диапазоне 3 нс – 100 нс, 1 нс в диапазоне 3 нс – 1 мкс.

Интерфейс. Интерфейс обеспечивает взаимодействие измерительной установки с ЭВМ и служит для передачи управляющих сигналов и данных. Он собран на микросхемах ТГЛ К555ЛАЗ, К555ЛЕІ, К580ВА86 и представляет собой двунаправленный шинный формирователь с тремя состояниями по выходу.

Из всех неиспользованных адресов в адресном пространстве вводавывода ЭВМ в качестве адреса внешнего устройства наиболее рационально выбрать тот, для дешифрации которого потребовались бы наименьшие аппаратурные затраты. Этим требованиям в ЭВМ EC1841 удовлетворяет область адресов 100 – 1FF, так как для опознавания адреса необходимо дешифрировать лишь два разряда: А8 и А9.


Рис. 19. Принципиальная схема интерфейса для экспериментальной установки: 1 – K580BA86, II – K580BA86, III – K580BA86

Таблица 7

Работа интерфейса системы многоканального счета фотонов

Комбинным сигналов на входе устройства					Номер микросхемы и направление передачи дан- ных		
AEN	A9	A8	IOR	IOW	I	П	Ш
1	-	-	-	-	Z	Z	Z
-	}	0	-	-	Z	Z	z
_	1	-	-	_	Z	z	Z
0	0	1	1	0	Z.	z	B·→A
0	0	1	0	1	A→B	В→А	Z.

Схема интерфейса приведена на рис.19, работа схемы поясняется табл. 7 Интерфейс сконструнрован таким образом, что внешнее устройство может передавать и принимать данные только в случае, если на адресных линиях A8 и A9 установлены соответственно 0 и 1, и при этом отсутствует сигнал AEN, появляющийся при работе микропроцессора в цикле прямого доступа к памяти Код, установленный на остальных липиях шины адреса, не оказывает влияния на работу внешнего устройства. Передача данных из внешнего устройства в ЭВМ осуществляется следующим образом. После установки адреса внещнего устройства микропроцессор выдает сигнал IOR = 0, означающий чтение данных из внешнего устройства. До поступления этого сигнала, то есть при IOR = 1, микросхемы 1 и II находятся в высокоомном Z-состоянии и в работе схемы не участвуют, при появлении сигнала IOR = 0, код, установленный на входах в двунаправленных шинах формирователей I и II, полвляется на их выходах А. Таким образом осуществляется передача десяти битов данных из внешнего устройства в ЭВМ по линиям D0 - D9. При записи данных из ЭВМ во внешнее устройство после выдачи адреса микропроцессор устанавливает сигнал IOW = 0. До поступления этого сигнала, то есть при IOW = 1, микросхема III находится в высокоомном Z-состоянии и на работу интерфейса влияния не оказывает. При поступлении сигнала IOW - 0 осуществляется передача данных от входов А михросхемы III к выходам В. Таким образом во внешнее устройство записывается цять битов данных по линиям D0 - D4. После окончания работы с внешним устройством, при установке другого адреса или появлении сигнала AEN все микросхемы переводятся в Zсостояние.

Программяюе обеспечение. Для осуществления измерений в соответствии с методакой, изложенной выше, необходимо обеспечить взаимодействие между собой всех блоков экспериментальной установки. Работа установки происходит согласно следующему алгоритму:

Шаг 1: Оператор задает диапазон и требуемую точность измерений.

Шаг 2: Накопление числа шумовых импульсов в каналах ЭВМ в течение заданного числа циклов.

Шаг 3: Измерение распределения временных интервалов между старти стоп-импульсами в течение заданного числа циклов.

Шаг 4: Вычисление погрешностей.

Шаг 5: Проверка: в случае, если погрешность измерений не соответствуст заданной точности, то возвращение к щагу 2. Иначе – mar 6.

Шаг 6: Вывод результатов измерений.

Для осуществления синхронизации источника возбуждения люминесценции и остальных блоков установки используется сигнал "разрешение", который выдается управляющей программой в начале каждого цикла измерений. В случае, если быстродействие источника возбуждения меньше периода поступления синхронизирующего сигнала, в управляющую программу вводят синхронизирующую задержку τ_c , величина которой соответствует быстродействию источника возбуждения.

Измерение распределения временных интервалов осуществляется следующим образом. Промежутку времени, на котором происходят измерения, ставится в соответствие массив в памяти ЭВМ, размерность которого соответствует максимальному коду, выдаваемому АЦП. Код, полученный в результате измерений конкретного временного интервала, является номером элемента массива, значение которого увеличивается на 1, то есть элементы массива являются эквивалентами каналов MBA. Соответствие элементов массива временному интервалу устанавливается в результате калибровки. Причем содержимое элемента массива, номер которого соответствует переполнению АЦП, равно числу циклов измерений, в которых не было зарегистрировано ни одного фотона.

Заключение

Проанализированы требования, предъявляемые к функциональным блокам экспериментальной установки для исследования сцектральной кинетики люминесценции светоднодов, подвергицихся радиоактивному облучению, и обоснован используемый в работе метод измерений: метод многоканального временного анализа с использованием ФЭУ, работающих в режиме счета фотонов. Осуществлен выбор фотоприемника для системы многоканального счета фотонов, оптимизированы режимы работы блоков экспериментальной установки. Рассмотрены вопросы коррекции опибок измерений. Разработаны преобразователь время-амплитуда-код, интерфейс и программное обеспечение [61].

Литература

- Коган М. Л. Полупроводниковые светоизлучающие диоды. М : Атомиздат, 1980. 307 с.
- 2. Берг С., Дин П. Светодиоды. М.: Мир, 1979. 680 с.
- Баринова Э. Ю., Нуртдинов Н. Р., Юнович А. Э. Спектры люминесценции фосфяда галлия, обусловленные примесными комплексами пар атомов азота с акцепторами // ФТП. – 1985. – Т.19, вып.6. – С.1039 – 1045.
- Вострова А. Р., Добрынина Е. С., Петров В. И. Кинетика люминесценции в фосфиде галлия п- типа, легированном азотом // ФТП – 1984 – Т.18, вып.2. – С. 275 – 278.
- Термостабильвая люминесценция в желто оранжевой области спектра в СИД на основе твердых растворов GaAs₁₋₉P₉ / О. Н. Ермаков, Р. С. Игнаткина, А. II. Карацюба и др. // ЖПС. 1984. Т.40, вып.2. С. 335 338.
- Ермаков О. Н. Спектры пробойной электролюминесценции в структурах на основе твердых растворов Ga_{1-x}Al_xP(As) // ЖПС. – 1987. – Т.46, вып 2. – С. 226 – 231.
- Ермаков О. Н. Излучательные переходы в широкозонных твердых растворах в систе ме In-Ga-Al-P // ЖПС. – 1984. – Т 41, вып.3. – С. 475 – 479.

- Беднарский В. В., Верховодов М. П., Цека Г. П. Спектры предпробойной электроломинесценции диодных структур // ЖПС. — 1990. - Т 53, вып.4. - С. 572 – 576.
- Торчинская Т. В., Бердинских Т. Г., Смиян О. Д. Природа нестабильности свечения в светоизлучающих GaP·N - структурах // ФТИ. - 1992. Т 26, вып 3. - С 454 - 460
- 10 Светодноды на основе карбида кремния, облученного быстрыми электронами / Ю. Н. Водаков, П. П. Гирка, О. Л. Константинов и др. // ФТЦ – 1992. - Т.26, вып. 11. - С. 1857 - 1860.
- Баркова А. В., Манак И. С. Дегралания быстродействующих GaAs светоизлучающих диодов при облучении электронами и у – квангами // Арсенид галлия, 4-е Всесоюз. совещ, но исследованию арсенида галлия: Тез.докл. - Томск, 1978. - С. 39 – 40.
- Баркова А. В., Манак И. С., Шилов А. Ф. Влияние электронного облучения на характеристики GaAs – излучающих диодов // Извып.вузовып. Физика. – 1979. – №3. – С. 100 101.
- Радиационно стимулированное изменение спектральных характеристик In_xGa₁.
 "AS:Si светоизлучающих диодов / Т. В. Торчинская, Г. Н. Семенова, Т. Г. Бердинских, Е. Ю. Бранновский // ЖПС 1986. Т.45, вып.2. С. 252 257.
- 14 Влияние радиации на излучательную и безызлучательную рекомбинацию в гетеросистемах на основе GaAs и Al_xGa_{1-x}As / O. H. Борковская, С. Н. Дмитрук, Л. Л. Дубовинский и др. // ФТП. 1986. Т.20, вып.2. С. 322 325
- Сукач М. Ф., Сынко М. П. Влияние нейтронного облучения на спектры электролюминесценции прямозовного GaAsP, легированного цинком // ФТП. – 1990. – Т.24, вып.2. – С. 368 – 369.
- Люминесценция эпатаксиальных слоев 6Н SiC, облученных быстрыми электронами /Вавилов Л. В., Водаков Ю. Н., Иванов В.И. и др. // ФТП. – 1991. – Т.25, вып.4. – С. 762 – 766.
- Глинчук К. Д., Заяц Н. С., Прохорович А. В. Влияние облучения протонами на люмянесценцию арсенида галлия // ФТП – 1989. – Т.23, вып.4. – С. 657 – 661.
- Антошин А. А., Коршунов Ф. П., Самонов С. М. Гашение отдельных полос электролюминесценции GaP:Zn,O излучающих структур под действием быстрых электронов // ЖПС. – 1984. – Т.40, вып.5. – С. 758 - 760.
- Ермаков О. Н. Влияние глубоких центров на излучательные характеристики эпитаксиальных структур в системе Ga-As- Р // ЖПС. – 1986. – Т.44, вып.2. – С. 251 – 256.
- Коршунов Ф. П., Самонов С. М., Антоплин А. А. Влияние облучения быстрыми электронами на спектры электролюминесценции GaP:N p-n - структур // ЖПС. - 1988. -Т.49, вып.5. - С. 785 - 789.
- Трансформация спектров экситонной и донорно акценторной люминесценций p⁺ сноев фосфид – галлиевых светоизнучающих структур при введении дислокаций / Т. В. Торчинская, А. Г. Карабаев, Н. Е. Корсунская и др // ЖПС. – 1990. – Т.53, вып.5. – С. 761 – 767.
- 22. Влияние облучения быстрыми нейтронами на поминесценцию арсенида галлия / Е. В. Винник, К. Д. Глинчук, В И Гурошев, А. В Прохорович // ФТП. – 1991. Т.25, вып. 1. – С. 82 – 86.

- Глинчук К. Д., Гуропев В И. Прохорович А. В. Индуцированная радиационно термическим воздействием полоса люминесценции с hv_m≈1,2 эВ в p-GaAs // ФТП 1987. - Т.21, вып 9. - С. 1659 - 1663.
- 24 Манах И. С., Михнюк С. Б. Спектрально кинетические характеристики светоднодов из фосфида галлия // Исследования по прикладной квантовой электронике: Тр. Таллин политехи. на -та. № 687. - Таллин: ТПП, 1989. - С. 63. - 78.
- 25 Манак И. С., Михнюк С Б Переходные характеристики полупроводниковых источников спонтавного излучения // Деп. ВИНИТИ 8.10.86. журналом «Извып. вузов МВСО СССР. Физика ». Рег № 7056 -- В86 -- 13 с.
- Манак И. С., Михнюк С. Б. Исследование кинетики электролюминесценции в GaPсветодиодах красного свечения // XLIV Всесоюз. науч. сессия, посв. Дию радио Тез. докл. Ч.2. – М.: Радио и связь, 1989. – С. 44.
- Манак И. С., Махнюк С Б. Анализ кинетной люминесценции в излучателях на основе испрямозонных полуприводников // XLIV Всесоюз. науч. сессия, посв Дию радяо Тез.докл. Ч.2. – М.: Радио и связь, 1989. – С. 51 – 52.
- Манак И. С., Михнюк С. Б. Анализ переходных процессов в источниках излучения на основе непрямозонных полупроводников // Лазерная и оптико – электронная техника. Межвуз. сб. науч. тр. -- Мн. Университетское, 1989 – С 112 – 115
- Манак И. С., Мяхнюк С. Б. Анализ кинетики электролюминесценции в полупроводниковых структурах с учетом схемы релаксации неравновесных восителей // Полупроводниковые лазеры. Сб. науч. статей. Вып. 1. – Мн.: Белгосуниверситет, 1997. – С. 50 – 61.
- Чернявский А. Ф., Бекетов А. П., Потапов А. В. Статистические методы анализа случайных сигналов в ядерно-физическом эксперименте. М.: Атомиздат, 1980. 264 с.
- Иванов В. И., Рускевич А. А., Южаков А. Н. Многопараметрический схоростной анализатор пикосскундных оптических процессов // ПТЭ. - 1989 - №1. - С. 180 - 183.
- 32. Пикосевундный флуорометр с нелинейным преобразованием частоты и регистрацией сигнала в режяме счета фотонов / И. М. Гулис, А. И. Комяк, К. А. Саечников, В. А. Цвирко // ЖПС. 1987. Т 47, вып.3. С 489 494.
- Дерингас А., Кабелка В., Миляускас А. Пикосекундный лазерный измерительный комплекс для спектроскопических исследований быстропротекающих процессов // ПТЭ. – 1988 – №4. – С. 224
- 34 Гулаков И. Р., Холонпырев С. В. Метод счета фотонов в оптико-физических измерениях. – Мн.: Университетское, 1989. – 256 с.
- 35. Воронай Е. С., Дмитриев С. М., Ермалицкий Ф. А. Блок электронного обеспечения одноквантовых измерений кинетики флуоресценции // ПГЭ. ~ 1988. - №5. - С. 240
- Малевич И. А. Методы и электронные системы анализа оптических процессов. Мн БГУ, 1981. - 384 с.
- Одноэлектронные фотоприемники / С.С. Ветохин, И.Р. Гулаков, А.Н. Перцев, И. В. Резников. - М.: Атомиздат, 1979. - 192 с

- 38. Ветохии С. С., Гулахов И. Р., Новоселов В. А. Сравнение электронной чувствительности фотоумножителей при различных способах регистрации выходного сигнала // ЖПС. – 1986. - Т.45, вып. 2. - С. 327 - 329.
- 39. Иванов В Й, Маленич И А, Чайковский А П. Многофункциональные лидарные системы. Мн. Универсигетское, 1986. 286 с.
- Перцев А. Н., Нисаревский А. Н. Одноэлектронные карактеристики ФЭУ в их примечение. -- М. Атомиздат, 1971 -- 182 с.
- 41. Зюзин Ю Н, Курбасов В. В Исследованые временных характеристик ФЭУ-130 в режиме счета фотонов // ПТЭ. 1984. №4. С. 137 140.
- 42. Исследование ФЭУ-136, предназначенных для использования в счетчиках фотонов / С. С. Ветохин, Б. М. Глуховской, И. Р. Гулаков и др. // ЖПС. – 1984. – Т 40, вып.5. – С. 831 – 834.
- Лукичев А. А., Шалянин А. Л., Шульгин Б. В. Методика определения оптимальных параметров рабочего режима одноэлектронного ФЭУ // ПТЭ – 1985. – №6. – С. 137– 139.
- 44. Кубальчук Н. П., Кривцов А. Н., Оя П. Э. Определение максимального отношения ситнала к шуму в режиме счета фотонов ФЭУ методом сплайн – функций // ЖПС. – 1985. – Т.42, вып.3. – С. 452 – 454.
- 45. Безруков Л. Б., Борисовец Б. А. Измерение разброса времени прохождения одноэлектронного сигнала через ФЭУ-49Б // НТЭ. 1988. №1. С. 154 156
- Влияние пролета электронов мимо динодов на распределение одноэлектронных импульсов фотоумаюжителей / И. М. Железных, В. Г. Летягин, В. О. Нозовной, З. Я. Садыгов // ПТЭ. – 1989. – №3. – С. 152 – 154.
- 47. Дмитриев С. М. Оптимизация временных характеристик ФЭУ для кинетических одноквантовых спектрометров // ПТЭ – 1988. – №1. – С. 154 – 156.
- 48. Ермалицкий Ф. А., Лутковский В. М. Последействие в ФЭУ-106, используемых для временных измерений // ПТЭ – 1989. – №6. – С. 137 – 139.
- 49. Валуев Н. П., Жихарев А. Н. Формирователь с точной временной привязкой // ПТЭ. 1987. – №2. – С. ПТ – 112.
- 50. Шелефонтюк Д. И. Амплитудный дискриминатор для счетного фотоэлектронного умножителя // ПТЭ – 1992. – №5. – С. 167 – 169
- Егорычев А. Н., Привер Л. С. Быстродействующее устройство фиксации моментов отсчета временных интервалов по спаду импульсов // ПТЭ. - 1987. - №4. - С. 73 - 75.
- 52. Игнатьев О. В., Пулин А. Д. Универсальный преобразователь время-код ШВК-001 // ШТЭ. -- 1989. – №4. – С. 112 – 114.
- 53. Климов А. И., Мелешко Е. А., Морозов А. Г. Счетно-импульсный преобразователь время-код с пириной канала 2 ис // ПТЭ. – 1988. – №3. – С. 89 – 91.
- 54. Измеритель временных интервалов с дискретностью 2 вс / Ю. Н. Артюх, М. А. Арнит, Г. И. Готлиб, В. Я. Загурский // ПТЭ. 1977. №4. С. 108 110.
- 55. Евграфов Г. Н., Кандеров В А Преобразователь "старт-стоп" временных интервалов широкого диапазона // ПТЭ. – 1983. – №2. – С. 88 – 89.

- 56 Демьянчук Г М. Биенко А В. Проколив М. Д. Наносевунциый преобразователь временных интервалов // ПГЭ 1987. №4 С 78 80
- 57 Данилевич В. В., Чериявский А. Ф., Якушев А. К. Преобразователь время-амплитуда с разрешающим временем ~10 пс // ПГЭ 1975 №4. С. 79 82.
- 58. Баламатов Н. Н., Заливако В. Ю. Время-амплитудный преобразователь наносекундно го диапазона // ПГЭ. – 1980 №3 - С 109 111
- 59. Акимов Ю. К., Мерзляков С. И. Наносекундный преобразователь время-амплитуда // ПТЭ. ~ 1980 – №5. ~ С. 94 ~ 96
- Дегтярев А. П., Махринский Т. В., Шевченко В А. Стари-стопный преобразователь время - амплитуда с высокой допустимой скоростью счета // ПГЭ - 1981. - №3. -С. 104 - 105.
- Установка для исследования спектральной кинетики излучения инжекционных лазеров и светодиодов / Бородавка А. Н., Калюта В. В., Кузьмин К. Г. и др. // Научное и аналитическое приборостроение; Тез. докл. респ. конф. Мн. ИФАНБ, 1995. - С. 33.

К РЕШЕНИЮ ОБРАТНЫХ ЗАДАЧ В ЛАЗЕРНОЙ ДИАГНОСТИКЕ АТМОСФЕРЫ

Развитие методов и потребностей мониторинга атмосферных объектов гребует дальнейшего совершенствования методов решения обратных задач. Разрабатываемые методы должны включать возможности анализа информационного содержания измерений, описывать вклад априорных оценок искомых величин в информационное содержание опорных оптических измерений.

Постановка обратной задачи определения ФРЧ из спектральных измерений ослабления

Обратная задача определения функции распределения частиц (ФРЧ) по размерам из спектральных измерений ослабления в приближении однократного рассеяния излучения может быть сформулирована в виде интегральных уравнений, записанных для набора длин волн света λ_1 (j=1, 2, ..., m)

$$k_j = k(\lambda_j) = \int_0^\infty \alpha_v (\lambda_j \ m(\lambda_j), r) \frac{dV}{d\ln r} d\ln r, \tag{1}$$

где k_j – коэффициент ослабления излучения элементарным объемом дисперсной среды на длине волны λ_j ; α_v – объемный коэффициент ослабления излучения отдельной частицей радиуса r (нормированная величина) с комплексным показателем преломления $m(\lambda_j)$; $dV/d\ln r$ – функция распределения объемов частиц по логарифмам размеров.

При численном решении уравнения типа (1) без существенной потери общности рассмотрения обычно сводят к системе линейных алгебраических уравнений

$$k_{j} = \sum_{i=1}^{n} K_{ji} \varphi_{i}, \qquad (2)$$

где $i=1, 2, ..., n; n \le m; \varphi_i = dV(\ln r_i)/d\ln r - значения функции распределения в узлах алгебраизации по размеру частиц; <math>K_{j_1}$ – элементы матрицы алгебраизации.

В случае набора экспериментальных результатов измерений $k_i = k_i (\lambda_j)$ систему уравнений можно записать в виде

$$\bar{k}^* = K\bar{\varphi} + \Delta \bar{k}, \qquad (3)$$

где K — матрина ал ебранзании размерности $m \times n$, k и φ — векторы, определенные компонентами k_i и φ_i — вектор опшбок дойствительной реализации k_i , вызванных случайными погредностями измерсиий

В предлоложения, что опнибки оптических измерений распределены по нормальному закону и статистически независимы, коварианионная матрина случайных величин \vec{k} вмеет вид

$$C^{2}(\vec{k}^{*}) = I_{m}\varepsilon_{0}^{2}, \qquad (4)$$

где I_m — единичная матрица размерности $m \times n_c \varepsilon_0^2$ – дисперсия ошибки оптических измерений.

Тогда решение (3) методом наименьщих квадратов приводит к следующему выражению для дисперсии оценки φ_i [1]

$$D^{2}(\overline{\phi}_{i}) = (K^{T}K)_{i}^{-1}\kappa_{0}^{\pm}.$$
(5)

где $(...)^T$ означает транспонирование, а $(...)^{-1}$ - операцию инверсии матрицы.

Величины $D^2(\overline{\varphi}_i)$ выражаются через диагональные элементы матрицы, обратной информационной матрице Фишера ϕ , которая при сделанных предположениях имеет следующие элементы

$$\Phi_{ik} = \frac{(K^T K)_{ik}}{K}$$

или

$$\Phi_{ik} = \frac{\vec{k}_i^T \vec{k}_k}{\epsilon_0^2} = \frac{1}{\epsilon_0^2} |\vec{k}_j| |\vec{k}_k| \cos(\vec{k}_i, \vec{k}_k), \tag{6}$$

где $K_i = J$ -й вектор-столбец матрицы K; $\|\bar{K}_i\|$ -- норма вектора \bar{K}_i .

В соответствии с [2], нормы $\|\tilde{K}_i\|$ и $\|\tilde{K}_i\|$ описывают чувствительности измерений \tilde{k} к вариациям параметров φ . и φ_k соответственно, а $\rho_{ik} = \cos(\tilde{K}_i, \tilde{K}_k)$ представляют собой коэффициенты корреляции между чувствительностями $\|\tilde{K}_i\|$ и $\|\tilde{K}_k\|$

Выражение (6) содержит два простых фактора изменения информации [2]. Эти факторы: ощибки измерений и ограниченное число $m' \ge n$ наиболее независимых оптических измерений, которые обеспечивают минимальные значения величин ρ_{ik} . Другие значения $k^*(\lambda_j)$ (j = 1, ..., m - m') могут играть роль фоновой информации, которая присутствует, например, при излишней дискретизации дналазона длин волн. используемого в измерениях показателя ослабления света. Эти факторы можно исключить, если разделить $D^2(\tilde{\varphi}_i)$ на величину $\langle \varepsilon^2 \rangle$, равную ε_0^2 / m . В результате получим [2, 3]

$$\left(\delta \overline{\varphi}_{j}\right)^{2} = \frac{D^{2}\left(\overline{\varphi}_{j}\right)}{\left\langle e^{2}\right\rangle} = m\left(k^{T}K\right)_{0}^{-1}.$$
(7)

Здесь $\delta \bar{\varphi}_i$ — коэффициент, характеризующий степень усиления первоначальной ошибки измерений показателя ослабления в процессе решения обратной задачи. Так как величина $1/\langle e^2 \rangle$ характеризует суммарную точность измерений, то с уменьшением $\delta \bar{\varphi}_i$ повышается информативность набора измеренных значений k_i^* по отношению к параметрам функция распределения φ_i .

В дальнейшем вместо k^* и φ , будут использоваться логарифмы этих величин. Это означает, что в этом случае значения ε_0 следует рассматривать как относительную ошибку оптических измерений, а значения $D^2(\overline{\varphi}_i)$ – как относительную ошибку определения параметров φ_i .

Целесообразность перехода к логарифмическому представлению измеряемых и искомых величин обуславливается следующими причинами:

- Описание статистики исходных данных логарифмически-нормальным законом отвечает их положительной определенности. Такими величинами являются измеряемые световые потоки и параметры микроструктуры. Предположение о логарифмически-нормальной функции плотности веро-ятности исходных данных согласуется с экспериментальными статистическими наблюдениями больших случайных вариаций положительных по своей природе величин и представляет собой наиболее естественный путь учета априорной информации о неотрицательности искомых решений.
- При малых ошибках измерений диагональные элементы их ковариационной матрицы становятся квадратами относительно ошибок измерений. Это позволяет свести к минимуму последствия традиционного всключения весовой матрицы, особенно при больших динамических диапазонах изменения измеряемых величин.

Для практического анализа информативности измерений спектров ослабления удобно использовать следующую параметризанию ФРЧ [2]: r_v – наиболее вероятный или модальный радиус частиц, который характеризует положение максимума ФРЧ; δ_v – относательная полуширина, равная отношению абсолютной полушираны ФРЧ к r_s ; C_s – объемная концентрация частиц, которая определяет условие нормировки выбранной ФРЧ

$$C = \int_{0}^{\infty} \frac{dV}{d\ln r} d\ln r \tag{8}$$

Следует отметить, что зависимости $\ln k_i (\ln \delta_v, \ln r_i, \ln C_v)$ в общем слу чае носят нелинейный характер. Предположим однако, что линейная зависимость имеет место в некоторой окрестности $\Delta \ln \delta_i$, $\Delta \ln r_v$ и $\Delta \ln C_v$ истинных значений параметров ФРЧ. Это соответствует нервому приближению разложения $\ln k_i (\ln \delta_v, \ln r_v, \ln C_v)$ в ряд Тейлора. Тогда элементы матрицы K когорая в случае выбранной выше параметризации ФРЧ имеет размерность $m \times 3$, выглядят следующим образом:

$$K_{jr_{i}} = K_{j1} = \frac{\partial \ln k_{j}}{\partial \ln r_{v}} \cdot K_{j\delta_{v}} = K_{j2} = \frac{\partial \ln k_{j}}{\partial \ln \delta_{v}} \cdot K_{jC_{v}} = K_{j3} = \frac{\partial \ln k_{j}}{\partial \ln C_{v}}.$$
(9)

Выражения (7) и (9) будут использоваться ниже для количественного анализа информативности измерений показателя ослабления света относительно указанных параметров ФРЧ.

Матема гическая процедура и алгоритм моделирования

Задача восстановления размеров частиц из измерений снектрального ослабления, как уже отмечалось выше, может быть сформулирована в виде интегральных уравнений (1). В качестве определяемой ФРЧ фигурирует распределение частиц по размерам

$$v(\ln r) = \frac{dV}{d\ln r},\tag{12}$$

описывающее объем частиц dV, с размерами от $\ln r$ до $\ln r + d\ln r$ в единице объема дисперсной системы и удовлетворяющее условию нормировки

$$\int_{\infty} v(\ln r) d\ln r = C_{v}.$$
 (13)

Выражение (1) рассматривается как основное интегральное уравнение для восстановления функции распределения $v(\ln r)$ по результатам измерения $k^*(\lambda_i)$ для задапного набора длин волн λ_i ($i \approx I, 2, ..., m$).

Рассмотрим математическую процедуру и алгоритм решения обратной задачи. Полное описание метода содержится в работах [3, 4]. Здесь мы ограничимся изложением юночевых положений метода в приведем алгоритм, используемый при выполнении настоящей работы. Используемый метод развит в рамках теории стагистического оценивания и базируется на предноложении о логарифмически-нормальной функции плотности вероятности как для измеряемых, так и для искомых величив. Таким образом, он позволяет учесть положительно-определенный характер измеряемых опгических характеристик и определяемых нараметров микроструктуры наиболее естественным путем.

В соответствии с предположением о могарифмически нормальной функции плотности вероятности для измеряемых k^* и искомых ϕ величин, целесообразно перейти от (3) к рассмотрению системы нелинейных алгебраических уравнений вида

$$\dot{f}^* = f(\tilde{a}) + \xi, \tag{14}$$

где $\{f^*\}_j = \ln\{k^*\}_j$, $\{a\}_j = \ln\{\phi\}_j$, $\{f(\bar{a})\}_j = \ln K_{ji} \exp\{\bar{a}\}_j$, $\bar{\xi}$ – векторстолбец ошибок измерения \bar{f}^* , которые определяются, согласно сделанным предположенвям, нормальной статистикой.

Для решения системы нелинейных алгебраических уравнений (14) предлагается использовать двойной итерационный процесс [3, 4]. Данный процесс является результатом совмещения основной процедуры поиска решения и итерационного процесса обращения матрицы. Указанная комбинация позволяет значительно повысить стабильность поиска решения. Это особенно важно при большом числе искомых параметров микроструктуры, что имеет место в нашем случае.

Учитъвая возможность использования ограничений, связанных со "сглаживанием" функции распределения частиц, основная итерационная формула метода может быть записана в следующем виде:

$$\bar{a}^{q+1} = \bar{a}^{q} - H^{q} \left\{ \left[U^{*} \right]^{\dagger} \left(\bar{f}^{q} - \bar{f}^{*} \right) + \gamma \Omega \, \bar{a}^{q} \right\}, \tag{15}$$

где H⁴ – диагональная матрица

$$H_{\tilde{u}'}^{q} = \left(\left| \left\{ \left[U^{q} \right]^{T} U^{q} + \gamma \Omega + \gamma I \right\}_{\tilde{u}'} \right| \right)^{-1} \delta_{\tilde{u}'}, \qquad (16)$$

U⁹ - матрица с элементами

$$\left\{U^{q}\right\}_{ji} = \frac{\partial f_{j}(\bar{a})}{\partial a_{i}}\Big|_{\bar{a}^{q}, \bar{a}^{q}},$$
(17)

/ единичная магрица с размерностью $n: \Omega$ магрица гладкости с размерностью n, которая используется для ограничения вариаций вторых производных искомого решения; q – номер итерации; δ_{rr} – символ Кронскера В рамках статистического подхода параметр гладкости r однозначно определяется гладкостью ожидаемых решений. В частности, выражения (14), (15) записаны для равноточных оптических измерений k_{rr}^{*}

Отметим, что важным достоинством метода является то, что он может быть сведен к хорошо известным методам Филипса [5] и Шахине [6] при определенных предположениях. Для метода Филипса [5] эти предположения связаны с асимптотическим переходом от логарифмически нормальной функции илотности вероятности погрешностей измерений в нормальную и с равенством числа искомых и измеряемых величин для метода Шахине [6].

Точность решения обратной задачи анализируется путем проведения численных экспериментов по следующей схеме. Некоторые функции распределения берутся как "истишные" ($v'(\ln r)$) и для них по формуле (1) рассчитываются "измеряемые" спектральные зависимости показателя ослабления $k'(\lambda_{f})$. Погрешности оптических измерений носят случайный характер с нулевым средним и одинаковой дисперсией ε_{a} величин ξ_{a} .

Алгебраизация интегрального уравнения (1) при вычислении матрицы в формуле (3) проводится по формулам трапеций на сетках равноотстоящих значений ln r_i:

$$K_{\mu} = \frac{1}{4} \int_{\ln r_{\mu}}^{\ln r_{\mu}} \frac{\alpha_{\nu}(kr, m(r))}{\pi r^{3}} d\ln r + \frac{1}{4} \int_{\ln r_{\mu}}^{\ln r_{\mu}} b_{\mu} \frac{\alpha_{\nu}(kr, m(r))}{\pi r^{3}} d\ln r ,$$

где

$$a_{i} = \frac{\ln r - \ln r_{i}}{\ln r_{i} - \ln r_{i-1}}, b_{i} = \frac{\ln r_{i+1} - \ln r}{\ln r_{i+1} - \ln r_{i}}, (a_{1} = b_{n} = 0),$$

 r_{i-l}, r_{i}, r_{i+1} - соседние узловые точки значений радиуса частиц.

Затем итерационным методом (15) решается обратная задача и восстановленные распределения $v(\ln r)$ сравниваются с истинными распределениями $v'(\ln r)$. По результатам восстановления функций распределения частиц контролируется точность оценок интегральных параметров: концентрации (13) и среднего объемно-поверхностного или эффективного размера частиц, определяемого по формуле:

$$H_{ey} = \frac{\int v(\ln r)d\ln r}{\int r^{-1}v(\ln r)d\ln r}$$
(18)

Заключение

Предлагаемый в работе статистический подход при решении обратных задач светорассеяния имеет ряд достоинств. Так, при одновременном рассмотрении статистических свойств результатов оптических измерений и априорных оценок искомых величии данный подход позволяет:

- устранить субъективизм при внесении априорной информации;
- придать понятию устойчивости решения обратной задачи строгие количественные критерии;
- на основе метода максимального правдоподобия строить оптимальные процедуры решения обратной задачи.

Предлагаемая теория может быть использована при создании математического обеспечения и конструировании многоцелевой и специализированной аппаратуры лазерного контроля и диагностики, предназначенной для решения разнообразных задач экологического мониторянга атмосферных объектов.

Литература

- Линник Ю В. Метод наименьших квадратов и основы теории обработки наблюдений. - М: Гос. изд. физ. - мат. лит., 1958. -- 185с.
- Oshchepkov S. L., Dubovik O. V. Specific features of the method of laser diffraction spectromerty in the condition of anomalous diffraction // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1993. -Vol. 26. - P 728 - 732.
- 3 Dubovik O. V., Lapyonok T. V., Oshchepkov S. L. Impruved technique for data invertion: optical sizing of multicomponent aerosols // Appl. Opt. - 1995. - Vol. 34, N36. - P. 8422 -8436.
- Dubovik O. V., Lapyonok T. V., Oshchepkov S. L. Impruved numerical technique for experimental data invertion: optical sizing of multicomponent aerosols // 4th International Congress Optical Particle Sizing, Numberg, Germany. - 1995. -P. 107 - 116
- Phillips B. L. A technique for numerical solution of certain integral equation of first kind // J. Assoc Comp. Mach. - 1962. - Vol. 9. - P.84 - 97.
- Chabine M. T. Determination of the temperature profile in an atmosphere from its outgoing radiance // J. Opt. Soc. Am. - 1968. - Vol. 58. - P. 1634-1637.

Рефераты

Тепловой режим работы квантоворазмерных инжекционных лазеров. Дуль О. П., Манак И С. Лазерная и оптикоэлектронная техника: Сб. науч. трудов. Вып. 4. Мн.: БГУ, 1999. С. 3-33.

Дан краткий обзор тепловых моделей инжекционных лазеров. Проведен сравнительный анализ реальной и упрощенной моделей квантоворазмерного поверхностно-излучающего павера с вертикальным резонатором. Получены профили распределения температуры по слоям лазерной структуры. Установлен характер вависимости теплового сопротивления и мощности излучения от величины порогового тока, температуры и размеров активной области. Табл.-3, рис.-20, библ.-32 назв.

Спектральный анализ самосмещения в полупроводниковом лазере. Карих Е. Д., Осадчий А. В. Лазерная и оптикоэлектронная техника. Сб. науч. трудов. Вып. 4. Мн.: БГУ, 1999. С. 34-44.

Рассмотрено взаимодействие дазерного излучения, рассеянного от внешнего объекта, с внутрирезонаторным полем в инжекционном лазере. Предложен алгоритм выделения информации о спектре рассеянного излучения по реакции электронной и фотонной подсистем пазера на рассеянное поле. Табл.-1, рис.-5, библ. 4 назв.

Методы и средства лазерной и светодиодной спектроскопии в газоаналитических задачах (обвор). Дрозд С. Н., Манак И. С., Фираго В. А. Лазерная и оптико-электровная техника: Сб. науч. трудов. Вып. 4. Мн.: БГУ, 1999. С. 45-84.

С использованием особенностей молекулярных спектров проанализированы различные методы и средства лазерной и светодиодной спектроскопии применительно к газоаналитическим задачам. Рассмотрены преимущества использования инжекционных полупроводниковых лазеров для построения газоанализаторов, даны их принципы построения и характеристики. Табл.-1, рис.-8, библ.-49 назв.

Компьютерное моделирование светоднодных газоанализаторов. Афоненко А. А., Дрозд С. Н., Манак И. С., Фираго В. А. Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. трудов. Вып. 4. Мн.: ВГУ, 1999. С. 85-111. Рассмотрен недисперсионный корреляционный метод он- ределения концентрации газовых компонент и его преимущества по сравнению с другими методами. Предложена схема корреляционного газоанализатора с использованием ИК-светодиодов без криогенного охдаждения. С использованием разработанного программного комплекса спроектированы газоаналитические средства, предназначенные для контроля содержания различных газовых компонент в атмосфере. Рис.-11, библ.-20 назв.

Характериограф для исследования электрофизических и опергетических характеристик инжекционных лазеров и светоциодов. Кобак И. А., Манак И. С., Марко И. П., Лазерная и оптикоэлектрояная техника: Сб. пауч. трудов. Вып. 4. Мн.: БГУ, 1999. С. 112-124.

Рассмотрены экспериментальные методики анализа электрофиоических и энергетических характеристик инжекционных лазеров и светодиодов по вольт-амперным и ватт-амперным зависимостям. Описан разработанный автоматизированный измерительный комплекс, все составные узлы которого представляют собой функционально ваконченные устройства, работающие под управлением ПЭВМ. Рис.-5, библ.-11 назв.

Эффекты нелинейного усиления в инжекционных лазерах (обзор). Афоненко А. А., Манак И. С. Лазерная и оптикоэлектронная техника: Сб. науч. трудов. Вып. 4. Мн.: БГУ, 1999. С. 125-140.

Рассмотрено влияние нелинейного усиления на динамические характеристики полупроводниковых инжекционных лазеров. Проанализированы различные механиомы, приводящие к возникновению эффектов нелинейного усиления в инжекционных лазерах. Рис.-9, библ.-54 назв.

Равработка аппаратуры для исследования спектральной кинетики излучения светодиодов, подвергшихся радиоактивному облучению. Бородавка А. Н., Кузьмин К. Г., Манак И. С., Цикулик В. Г. Лазерная и оптико-электронная техника: Сб. науч. трудов. Вын. 4. Мн.: БГУ, 1999. С. 141–187.

Проанализированы требования, предъявляемые к функциональным блокам экспериментальной установки для исследования спектральной кинетики дюминесценции светодиодов, подвергнихся радиоактивному облучению. Рассмотрены вопросы оптимизации режимов работы блоков экспериментальной установки и коррекции оцибок измерений. Табл.-7, рис. 19, библ.-61 назв.

Обратная задача исследования кристаллических облаков. Оношко Д. М., Оцепков С. Л. Лазерная и оптико электронная техника: Сб. науч. трудов. Вып. 4. Мн.: БГУ, 1999. С. 188–194

В работе получил дальнейшее развитие статистический подход при решении обратных задач светорассеяния. Предлагаемый способ развит в рамках теории статистического оценивания и базируется на предположения о логарифмически нормальной функции плотности веровтности как для измеряемых, так и для искомых величин. Данный подход позволяет устранить субъективизм при внесении априорной информации, придать понятию устойчивости решения обратной задачи строгие количественные критерии, на основе метода максимального правдоподобия строить оптимальные процедуры решения обратной задачи. Библ.-6 назв

АВТОРСКИЙ УКАЗАТЕЛЬ

Афоненко А А — 85, 125 Бородавка А Н. — 141 Дрозд С. Н. — 45, 85 Дуль О. П. — 3 Карих Е. Д. — 34 Кобак И. А. — 112 Кузьмин К Г. — 143 Манак И.С. 3, 45, 85, 112, 125, 141 Марко И. П. 112 Онопко Д. М. – 188 Осадчий А.В. 34 Оцепков С.Л. 188 Пикулик В. Г. – 141 Фираго В. А. – 45, 85

Научное издание

ЛАЗЕРНАЯ И ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННАЯ ТЕХНИКА

СБОРНИК НАУЧНЫХ СТАТЕЙ

Вылтуск 4

В авторской редакции

Корректор Е. И. Казачек

Подписано в печать 10.08.99. Формат 60×84/16. Бумага сфестная. Печать офестная. Усл. печ. л. 11,5. Уч.-изд. л. 11,0. Тираж 100 экз. Зак. 603.

> Белорусский государственный университет. Лицензия ЛВ № 315 от 14.07.98. 220050, Минск, пр. Ф. Скорины, 4.

Отпечатано в Издательском центре БГУ. 220030, Минск, ул. Красноармейская, 6.

СОДЕРЖАНИЕ

О. П. Дуль, И. С. Манак. Тепловой режим работы квантскоразмерных инжекционных лазеров	3
Е. Д. Карих, А. В. Осадчий. Спектра вный ана наз самоемещения в полтупроводниковом лазере	34
С. Н. Дрозд, И. С. Манак, В. А. Фираго Методы и средства пазерной диодной спектроскопии в газоаналитических задачах	45
А. А. Афоненко, С. Н. Дрозд, И. С. Манак, В. А. Фираго Компьютер- ное моделирования светодиодных газоанализаторов .	85
И. А. Кобак, И. С. Манак, И. П. Марко. Характериограф для исследо- вания электрофизических и энергетических характеристик ин- жекционных лазеров и светолиодов	112
А. А. Афоненко, И. С. Манак. Эффекты нелинейного усиления в ин- жекционных лазерах (обзор)	125
А. Н. Бородавка, К. Г. Кузьмин, И. С. Манак, В. Г. Пикулик Разра- ботка аппаратуры для исследования спектральной кинстики из- лучения светодиодов, подвергнихся радиоактивному облучению	141
С. Л. Ощепков, Д. М. Оношко К решению обратных задач в лазерной диагностике атмосферы	188
Рефераты	195
Авторский указатель	198