

ВНУТРЕННИЕ ПАРАМЕТРЫ АКТИВНОЙ ОБЛАСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ И МЕТОДЫ ИХ ОПРЕДЕЛЕНИЯ

Одними из важных характеристик инжекционных полупроводниковых лазеров являются их внутренние параметры. В процессе создания лазера ставится задача повышения эффективности его работы: увеличения мощности генерации и коэффициента полезного действия; а также уменьшения порогового тока и снижения потерь. При этом необходимо, чтобы величины, характеризующие направления, по которым происходят потери в лазере, являлись бы обобщенной функцией всей структуры и были однозначно связаны с порогом и мощностью генерации.

К этим величинам относятся внутренние лазерные параметры β_l , j_0 , ρ и η_i . Параметр β_l является удельным усилением лазерного диода. Нулевой ток j_0 — параметр аппроксимации в зависимости от усиления плотности тока. Он, как и β_l , характеризуется квантовомеханическими свойствами самого кристалла и зависит от размеров активной области. Коэффициент ρ определяет внутренние оптические потери в лазере и объединяет в себе всевозможные каналы их возникновения. Дифференциальный внутренний квантовый выход генерации η_i показывает, какая часть носителей выше порогового значения, прошедшая через $p-n$ -переход, преобразуется в излучение.

Будучи зависимыми от многих факторов, эти параметры не поддаются точному теоретическому расчету и подлежат экспериментальному измерению. Их исследование открывает новые возможности по совершенствованию полупроводниковых лазеров. Именно поэтому анализу методов определения внутренних параметров уделяется большое внимание.

МОДЕЛЬ ПАРАБОЛИЧЕСКИХ ЗОН

Плотности состояний в лазерных полупроводниках распределены достаточно сложно, поэтому их рассмотрение требует приемлемой аппроксимации. При этом часто применяется модель параболических зон, которая успешно описывает многие лазерные процессы. Эта модель дает достаточно хорошие результаты при высоких температурах и большом величине коэффициента потерь, когда роль плотностей состояний, образующихся при сильном легировании, незначительна. Кроме того, модель параболических зон используется для объяснения зависимости порогового тока от температуры. Можно выделить два крайних механизма межзонных переходов: прямые межзонные и переходы без правил отбора по волновому вектору. Применим модель параболических зон для этих двух случаев.

В первом случае число спонтанных переходов в единице объема в единицу времени равно [1]

$$\tau_{sp}(E) = \tau_0 \sqrt{\frac{E - E_g}{kT}} f_e(E_c) f_h(E_v), \quad (1)$$

для второго случая

$$\tau_{sp}(E) = \frac{\tau_0}{(kT)^{1/2}} \int_{E_{c0}}^{E+E_{v0}} \sqrt{(E_c - E_{c0})(E + E_{v0} - E_c)} f_e(E_c) f_h(E_c - E) dE_c, \quad (2)$$

где k — постоянная Больцмана, τ_0 — коэффициент пропорциональности, f_e и f_h — функции Ферми — Дирака, имеющие вид

$$f_e(E_c) = \frac{1}{1 + \exp((E_c - E_c)/kT)} \text{ и } f_h(E_v) = \frac{1}{1 + \exp((E_h - E_v)/kT)},$$

E_g — ширина запрещенной зоны, E_{v0} и E_{c0} — энергии краев зон, E_v и E_c — энергии состояний в зоне проводимости и в валентной зоне, которые однозначно определяются энергией фотона E в случае прямых переходов.

В модели параболических зон коэффициент усиления связан с функцией $\tau_{sp}(E)$ соотношением

$$\kappa(E) = \frac{\pi^2 c^2 \hbar^3}{n^2 E^2} \left(1 - \exp \frac{E - \Delta F}{kT} \right) r_{np}(E), \quad (3)$$

где c — скорость света в вакууме, $\hbar$ — приведенная постоянная Планка, n — показатель преломления, ΔF — разность квазиуровней Ферми. Введем в выражение (3) обозначение $(\pi^2 c^2 \hbar^3)/(n^2 E^2) = \alpha_0/r_0$, где величина α_0 для прямых переходов имеет вид

$$\alpha_0 = \frac{4\sqrt{2}e^2|M_{cv}|^2}{\sqrt{m}\hbar^2 n E} \left(\frac{m_r}{m} \right)^{\frac{3}{2}} \sqrt{kT}. \quad (4)$$

Здесь $|M_{cv}|^2$ — квадрат матричного элемента межзонного перехода, усредненный по всем поляризациям и всем направлениям распространения излучения, e — заряд электрона, $m_r = 1/m_c + 1/m_v$ — приведенная масса электрона и дырки, m_c и m_v — их эффективные массы соответственно, m — безразмерный параметр, описывающий характер степенной зависимости порогового тока от температуры. В случае переходов без правила отбора

$$\alpha_0 = \frac{8\pi e^2|M|^2}{\pi^2 \hbar^5 n E} \left(\frac{m_c m_v}{m^2} \right)^{\frac{1}{2}} (kT)^{\frac{1}{2}}, \quad (5)$$

где $|M|^2$ — квадрат матричного элемента дипольного перехода.

Коэффициент поглощения света становится отрицательным, когда разность квазиуровней Ферми ΔF превышает ширину запрещенной зоны E_g . Частота излучения, на которой коэффициент усиления максимален, находится из равенства нулю производной $\kappa(E)$ по E и определяется расстоянием между квазиуровнями Ферми ΔF . Выражение для энергии фотона при прямых переходах имеет в общем случае сложный вид, однако при $0 < \zeta_e < \zeta_h \ll 1$, где ζ_e и ζ_h — химические потенциалы электрона и дырки соответственно, энергию фотонов E_r в максимуме спектра усиления можно представить в виде $E_r = E_g + (\Delta F - E_g)/3$. Это приближение справедливо при высоких температурах и несильном возбуждении. В этом случае коэффициент усиления равен:

$$\kappa(E) = \alpha_0 \frac{\sqrt{E - E_g} \Delta F - E}{2(kT)^{3/2} (1 + \text{ch} \zeta_e)}, \quad (6)$$

а α_0 задается выражением (4). Соотношение между величиной E_r и максимальным коэффициентом усиления, равным в пороге генерации k_l , имеет вид

$$E_r - E_g = kT \left[(1 + \text{ch} \zeta_e) \frac{k_l}{\alpha_0} \right]^{\frac{2}{3}}. \quad (7)$$

Для переходов без правил отбора

$$\kappa(E) = \alpha_0 \frac{\pi(E - E_g)^2 \Delta F - E}{16(kT)^3 (1 - \text{ch} \zeta_e)}, \quad (8)$$

где α_0 задается выражением (5). Соотношение между энергией $E_r = E_g + 2(\Delta F - E_g)/3$ и коэффициентом потерь k_l имеет вид

$$E_r - E_g = kT \left[\frac{32}{\pi} (1 + \text{ch} \zeta_e) \frac{k_l}{\alpha_0} \right]^{\frac{1}{3}}. \quad (9)$$

Условие стационарной генерации для лазерного диода выражается в виде уравнения непрерывности [1,2]

$$\eta' \frac{I}{e} = \int [R_n + Q + R_{st} + R_{sh}] dV + \int [R'_n + Q' + R'_{sh}] dV, \quad (10)$$

где I — полный ток через диод, $R_n, Q, R_{sh}, R'_n, Q', R'_{sh}$ — скорости люминесценции, безызлучательной и индуцированной шумами рекомбинации соответственно в генерирующей и негенерирующей части диода в расчете на единицу объема; R_{st} — скорость стимулированной рекомбинации. Выражение для порогового тока можно записать в виде [1]

$$j_{th} = \frac{e}{s} \int (R_n + Q + R_{sh}) dV = \frac{e}{s} \int \frac{1}{\eta_n} R_n dV + \frac{e}{s} \int R_{sh} dV, \quad (11)$$

где s — площадь $p-n$ -перехода, $\eta_n = R_n / (R_n + Q)$ — квантовый выход люминесценции. На основании этого полное число генерируемых в диоде квантов, с учетом $\eta' \approx 1$, можно представить

как

$$\int R_{nl} dV = \int [U - f(j)], \quad (12)$$

где

$$f(j) = \frac{e}{s} \int (R_n + Q + R_{in}) dV + \int (R'_n + Q + R'_{in}) dV'.$$

Из этого соотношения получается выражение для мощности генерации

$$S_r = s \frac{h\nu_r}{e} [j - f(j)] F, \quad (13)$$

где $F = k_r / (\rho + k_r)$ — функция выхода излучения из резонатора, ρ — внутренние оптические потери, k_r — коэффициент потерь на границах резонатора. Функция $f(j)$ в выражении для мощности в общем случае является нелинейной даже после преодоления порога генерации, на что влияет ряд факторов, таких как пятнистая структура ближнего поля, рекомбинация в областях вне активного слоя, а также уширение спектра усиления из-за нагрева диода. Однако в большинстве случаев ее можно представить линейной зависимостью от j

$$f(j) = j_{th} + \gamma(j - j_{th}), \quad (14)$$

где γ — параметр, который зависит от j и показывает, какая часть тока, превышающая порог, расходуется бесполезно, не давая вклада в генерацию.

Подставляя выражение (14) в формулу (13), получим

$$S_r = (1 - \gamma) s \frac{h\nu_r}{e} (j - j_{th}) \frac{k_r}{\rho + k_r}. \quad (15)$$

Величина $(1 - \gamma)$ равна отношению числа испущенных в активном слое квантов стимулированного излучения к избыточному над порогом числу носителей тока, прошедших через $p - n$ переход, и, таким образом, имеет смысл дифференциального внутреннего квантового выхода генерации η_r , который характеризует однородность генерирующего слоя и степень преобразования избыточной над порогом энергии накачки в энергию генерируемого излучения.

Обозначив объем активной области через $V = sd$ и введя величину η'' , показывающую, какая доля электронов от полного числа носителей, пересекающих $p-n$ -переход, рекомбинирует в активном слое d , с учетом соотношения (11) получаем

$$\frac{\eta'' j_{th}}{ed} = \frac{1}{V} \int \frac{R_n}{\eta_n} dV. \quad (16)$$

Если предположить, что испускание в активном слое диода однородно, то в выражении (16) отношение R_n/η_n можно вывести за знак интеграла. Выражение для R_n можно представить в виде

$$R_n = \left[1 - \exp\left(-\frac{\Delta F}{kT}\right) \right] \int \frac{\tau_{sp}(E)}{1 - \exp\left(-\frac{E}{kT}\right)} dE, \quad (17)$$

где $\tau_{sp}(E)$ — по-прежнему число спонтанных переходов с испусканием фотонов с энергией E в единичном энергетическом интервале. Для лазерных полупроводников, таких как GaAs, обычно $E \gg kT$ и вблизи порога, когда выполняется условие инверсной заселенности $\Delta F = F_e - F_h \geq E$, скорость люминесценции практически совпадает со скоростью спонтанной рекомбинации, которая равна

$$R_{sp} = \int \tau_{sp}(E) dE. \quad (18)$$

Подставляя соотношение для спонтанных переходов без правила отбора τ_{sp} (2) в формулу (18) и интегрируя с учетом выражений (9) и (17), получаем

$$j_{th} = \frac{ed}{\eta_n \eta''} \frac{\pi}{4} \tau_0 kT \mathcal{F}_{\frac{1}{2}}(\zeta_e) \left[\mathcal{F}_{\frac{1}{2}}(-\zeta_e) + 12 \mathcal{F}_{\frac{1}{2}}(-\zeta_e) \left(\frac{1 + \text{ch} \zeta_e}{2\pi\alpha_0} \right)^{\frac{1}{2}} k_l \right], \quad (19)$$

где $\mathcal{F}_{1/2}$ — интеграл Ферми с индексом 1/2. Интеграл Ферми с индексом i имеет вид

$$\mathcal{F}_i(\zeta) = \frac{1}{\Gamma(i+1)} \int_0^\infty \frac{x^i}{1 + \exp(x - \zeta)} dx. \quad (20)$$

Таким образом, на основании (19) в области малых потерь пороговый ток j_{th} пропорционален k_l в степени 1/3. Существует

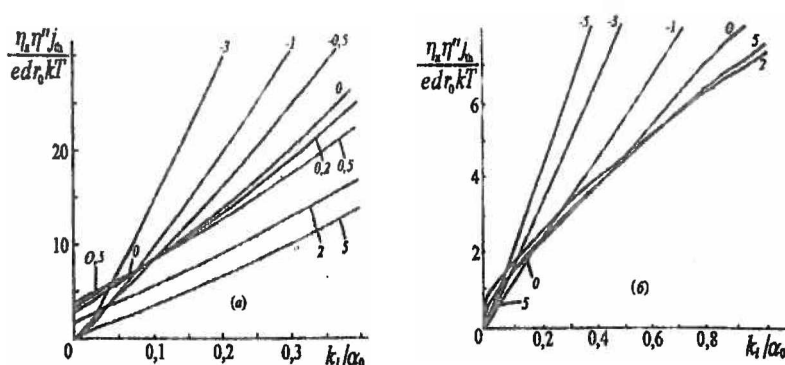


Рис. 1. Зависимость плотности порогового тока j_{th} от коэффициента потерь k_i в модели параболических зон:

а - прямые переходы, б - переходы без правила отбора. Цифры, стоящие около кривых, - значения $(N_+ - N_+^0)/N_+$, где N_+ и N_+^0 - концентрация ионизованных акцепторов и доноров, $N_+ = 2(\pi m_+ k T / 2\pi \hbar^2)^{3/2}$

также некоторый минимальный ток j_{inv} :

$$j_{inv} = \frac{ed}{\eta_+ \eta''} \frac{\pi}{4} r_0 k T \mathcal{F}_{\frac{1}{2}}(\zeta_e) \mathcal{F}_{\frac{1}{2}}(-\zeta_e), \quad (21)$$

при котором усиление на некоторой частоте становится равным нулю [1]. При этом j_{inv} имеет наибольшее значение в промежуточно легированном полупроводнике p -типа и уменьшается с переходом к сильно легированным полупроводникам n и p -типа.

В общем случае расчет зависимости тока через диод от коэффициента потерь в активном слое проводится численно. Результаты зависимости плотности порогового тока j_{th} от коэффициента потерь k_i показаны на рис. 1. Из рисунка видно, что зависимость $j_{th}(k_i)$ имеет сложный характер и все кривые начинаются на оси ординат выше нуля, что подтверждает предположение о наличии минимального тока j_{inv} , ниже которого усиление отсутствует. В широком интервале средних значений коэффициента потерь зависимость $j_{th}(k_i)$ является практически линейной. В области больших k_i наблюдается тенденция к увеличению тока, а для малых значений - к уменьшению. Таким образом,

из-за сложной зависимости $j_{th}(k_i)$ описать ее простой функцией во всем интервале значений k_i не удастся. Однако отдельные ее участки успешно задаются приближенной формулой, которая имеет степенной вид

$$j_{th} = j_0 + \beta_1^{-1} k_i^n, \quad (22)$$

где j_0 выступает в качестве параметра аппроксимации при значении k_i , равном нулю, а β_1 — коэффициент пропорциональности.

В модели параболических зон участок кривых, примыкающий к оси ординат, описывается функцией (22) с $n < 1$. В области средних значений $n = 1$, а при больших k_i показатель n становится большим единицы. При этом j_0 в общем случае отличается от j_{inv} . Используя экспериментальные результаты [1], можно показать, что в рабочих областях диода зависимость j_{th} от k_i практически линейна и может быть представлена в виде

$$j_{th} = j_0 + \beta_1^{-1} k_i, \quad (23)$$

где j_0 уже плотность тока при линейной аппроксимации k_i до нуля; коэффициент β_1 определяет наклон прямой $j_{th}(k_i)$ и является коэффициентом пропорциональности между плотностью тока и усилением.

ОПТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРАХ

Коэффициент внутренних оптических потерь ρ объединяет в себе все оптические потери, имеющие место в лазере. Он характеризует необратимые оптические потери в резонаторе, которые принципиально неустраняемы, однако их изучение открывает новые возможности по оптимизации работы полупроводникового лазера. Эти потери связаны со следующими процессами: во-первых, происходит рассеяние на неоднородностях активной среды, во-вторых — поглощение в пассивных областях. Сюда также относят поглощение света в зеркалах, неоднородностях и дифракционные потери. К поглощению в пассивных

областях можно отнести межзонное поглощение, в основном прямые переходы, и поглощение свободными носителями.

Важной характеристикой лазера является параметр оптического ограничения Γ . Он равен отношению потока излучения, заключенного в пределах активного слоя, ко всему потоку в резонаторе. Фактор оптического ограничения определяется как [4]

$$\Gamma = \frac{\int_{-d/2}^{d/2} |E_z|^2 dz}{\int_{-\infty}^{\infty} |E_z|^2 dz} \quad (24)$$

и зависит от поляризации электромагнитной волны, толщины активного слоя и краевых условий для диэлектрической проницаемости на границе активного слоя, т.е. от волноводной структуры резонатора.

Параметр оптического ограничения обычно рассчитывается в рамках классической электродинамики путем определения полей в резонаторе. Предположим, что лазерная структура представляет собой пластинчатые диэлектрические слои. Поскольку излучение полупроводникового лазера обычно ТЕ поляризации, то ограничимся ее рассмотрением.

Электрическое поле в резонаторе описывается уравнением Гельмгольца

$$(\nabla^2 + k_0 n_r^2 - \beta_l^2) E = 0, \quad (25)$$

где $k_0 = 2\pi/\lambda_0$ – волновое число в вакууме, λ_0 – длина волны в вакууме, n_r – комплексный показатель преломления, β_l – постоянная распространения. Разложим электрическое поле E в ряд Фурье [5]:

$$E = \sum_{n=-N}^N e_n \exp\left(\frac{j2\pi nx}{L_x}\right) \sqrt{\frac{1}{L_x}} \quad (26)$$

где N – размерность разложения, e_n – n -й коэффициент разложения, L_x – длина резонатора в продольном направлении. Здесь используется периодичное граничное условие, так как в данном случае производится аппроксимация бесконечного ряда частичной суммой.

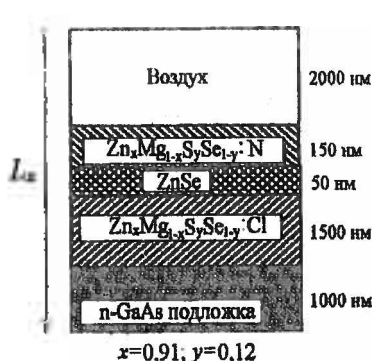


Рис. 2. Модель структуры, используемая для расчета поля в лазере на двойной гетероструктуре

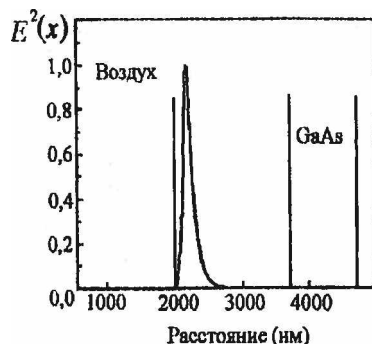


Рис. 3. Картина ближнего поля в лазере на двойной гетероструктуре

Подставляя уравнение (26) в формулу (25), получим комплексное матричное уравнение

$$H_{mn}e_n = \beta_1^2 e_m, \quad (27)$$

где

$$H_{mn} = -\left(\frac{2\pi m}{L_z}\right)^2 \delta_{mn} + \frac{1}{L_z} \int_0^{L_z} k_z^2 n_r(x)^2 \exp\left(\frac{j2\pi(n-m)x}{L_z}\right) dx. \quad (28)$$

Решая уравнение (27), можно получить оптические моды и комплексные показатели преломления, а также оценить механизм поглощения света в слоях структуры.

На рис. 2 изображена двойная гетероструктура, картина ближнего поля которой показана на рис. 3. Для нее Γ равен 0,272, а показатель преломления — 2,6891. Из расчетов можно определить, что поглощение в GaAs подложке близко нулю. Поскольку параметр Γ для двойной гетероструктуры достаточно велик, а пассивный слой со стороны подложки относительно небольшой, то свет практически не будет достигать подложки и поглощение в ней будет пренебрежимо мало, что подтверждается экспериментально [5].

Квантовая теория потерь в лазерах

Внутренние параметры лазера зависят от его структуры в целом и обычно не поддаются точному теоретическому расчету. Поэтому чаще всего процессы потерь в лазере представляются феноменологически [6].

В данной модели рассматривается открытый оптический резонатор, вместо искусственно введенного в обычных моделях "резервуара потерь" [7]. Это позволяет работать с непрерывным спектром частот и получить уравнения для поля излучения внутри и снаружи резонатора. В данной модели применяется одномерный оптический резонатор, связанный с внешним пространством посредством полупрозрачного окна. Квантование поля происходит в виде мод непрерывного спектра, определенных во всем пространстве $z \in [-\infty, l]$ полного оптического резонатора, где $z \in [0, l]$ описывает внутренний резонатор, а $z \in (-\infty, 0]$ - внешний. Для дальнейшего рассмотрения вводится предположение, что система обладает следующими свойствами: двухуровневые атомы; дипольное приближение; отсутствие прямого межатомного взаимодействия; приближение вращающейся волны. Выражение затухания для активных атомов вводится, как обычно, феноменологически, тогда как выражение для затухания лазерного поля благодаря открытому выходу вводится в модель автоматически.

Оптический резонатор в этой модели образован двумя параллельными пластинами, одна из которых является полностью отражающей и находится в плоскости $z = l$, а другая, полупрозрачная, в плоскости $z = 0$. В модели рассматривается полубесконечная область $z \in (-\infty, l]$. Полупрозрачная пластина представляет собой идеальный случай диэлектрической среды, имеющей очень малую толщину с большой диэлектрической постоянной. Диэлектрическая проницаемость среды

$$\epsilon(z) = \epsilon_0[1 + \eta\delta(z)],$$

где ϵ_0 - проницаемость вакуума и $\delta(z)$ - дельта-функция Дирака.

Нормальные моды стационарных решений уравнений Максвелла, удовлетворяющие соответствующим граничным условиям, имеют вид

$$u_k(z) = \begin{cases} u_k(z_{in}) = L_k \sin[k(z-l)], & 0 \leq z \leq l \quad (a) \\ u_k(z_{out}) = (2/\pi)^{1/2} \sin(kz - \phi_k), & -\infty < z \leq 0 \quad (b). \end{cases} \quad (29)$$

Фазовый сдвиг $\phi_k = \sin^{-1}[\pi/2 L_k \sin(kl)]$ и функция L_k приведена ниже (30).

Предполагая, что прозрачность пластины очень мала, получаем, что пики функции L_k^2 становятся очень большими вблизи частот $\omega_n = n(c\pi/l)$. В этом случае ширина линии Γ_n , связанная с введенной Фоксом и Ли частотой ω_{0n} , такова, что $\Gamma_n \ll \Delta\omega = c\pi/l$, где $\Delta\omega$ — расстояние между двумя ближайшими модами. В случае одномодовой генерации, при условии $\Gamma_n \ll \Delta\omega$, функция формы линии L_k может быть аппроксимирована функцией Лорентца, обозначенной здесь как M_k :

$$L_k \rightarrow M_k(n) = (2/\pi)^{1/2} \Lambda \Gamma [(\omega_k - \omega_0)^2 + \gamma^2]^{-1/2}, \quad (30)$$

где для краткости индекс n опущен, так что $\Gamma_n \rightarrow \Gamma$, $\Lambda_{0n} \rightarrow \Lambda_0 = \Lambda$, причем Γ определяется прозрачностью окна. В оптическом приближении полагается $\Gamma = c/\Lambda^2 l$, $\Lambda = \eta k_0 = \eta(n\pi/l) \gg 1$.

В случае линейной аппроксимации полный гамильтониан системы записывается в виде [6]

$$H = H_F + H_A + H_I, \quad (31)$$

где H_F — гамильтониан для свободного поля излучения:

$$H_F = \int_0^\infty \hbar \omega_k a_k^\dagger a_k dk; \quad (32)$$

H_A — гамильтониан активных атомов:

$$H_A = \sum_m \hbar \Omega_m \sigma_{m2}^\dagger \sigma_{m1}; \quad (33)$$

H_I — гамильтониан взаимодействия:

$$H_I = \sum_m \int_0^\infty \hbar (g_{km} a_k^\dagger \sigma_{m1}^\dagger \sigma_{m2} + K.C.) dk, \quad (34)$$

где $K.C$ означает комплексное сопряжение предыдущего слагаемого и

$$g_{km} = i\Omega_m \left| \frac{1}{2\hbar\omega_k} \right|^{1/2} u_k(z_m) p_m \quad (35)$$

является постоянной связи между атомами и полем, p_m — z -компонента дипольного матричного элемента m -го атома. Операторы создания и аннигиляции поля соответственно $a_k^\dagger$ и a_k удовлетворяют стандартным перестановочным соотношениям

$$[a_k, a_{k'}^\dagger] = \delta(k - k'), \quad [a_k, a_{k'}] = [a_k^\dagger, a_{k'}^\dagger] = 0, \quad (36)$$

в то время как операторы создания и аннигиляции для верхнего (нижнего) уровня m -го атома, $\sigma_{m2}^\dagger \sigma_{m2}$ ($\sigma_{m1}^\dagger \sigma_{m1}$) удовлетворяют антиперестановочным соотношениям

$$[\sigma_{mi}, \sigma_{mj}^\dagger]_+ = \delta_{ij}, \quad [\sigma_{mi}, \sigma_{mj}]_+ = [\sigma_{mi}^\dagger, \sigma_{mj}^\dagger] = 0. \quad (37)$$

Оператор электрического поля в представлении операторами создания и аннигиляции $a_k^\dagger$ и a_k задается в виде

$$E(z, t) = i \int_0^\infty \left(\frac{\hbar\omega_k}{2} \right)^{1/2} [a_k(t) - a_k^\dagger(t)] u_k(z) dk, \quad (38)$$

в котором отрицательная частотная часть равна

$$E^-(z, t) = -i \int_0^\infty (\hbar\omega_k/2)^{1/2} a_k^\dagger(t) u_k(z) dk. \quad (39)$$

Подставляя уравнения (31) – (37) в уравнение Гейзенберга для полевых и атомных операторов, получим

$$\frac{d}{dt} a_k^\dagger(t) = i\omega_k a_k^\dagger(t) + i \sum_m g_{km}^* (\sigma_{m2}^\dagger \sigma_{m1})(0), \quad (40)$$

$$\frac{d}{dt} (\sigma_{m2}^\dagger \sigma_{m1})(t) = (i\Omega_m - \gamma_m) (\sigma_{m2}^\dagger \sigma_{m1})(t) - i \int_0^\infty g_{km} a_k^\dagger(t) \mathcal{P}_m(t) dk, \quad (41)$$

где

$$\mathcal{P}(t) = [(\sigma_{m2}^\dagger \sigma_{m2})(t) - (\sigma_{m1}^\dagger \sigma_{m1})(t)]$$

является оператором инверсной населенности, который представляет собой независимую от времени функцию в линейном приближении. Следует отметить, что параметр затухания γ_m для различных поляризаций вводится феноменологическим путем. Если рассматривать его без сопутствующих флуктуационных сил, то это будет нарушать антиперестановочное соотношение (37), и поскольку атомы связаны с полем лазера, то и перестановочное соотношение также будет нарушаться.

Уравнения (40) и (41) образуют систему связанных уравнений. Однако в предположении, что каждый атом находится в верхнем энергетическом состоянии, упомянутые уравнения становятся несвязанными и одно из них приводит к линейному приближению. Из уравнений (38) – (41) отрицательная частотная часть

$$E^-(z, t) = \sum_m \frac{\Omega_m^2 |p_m|^2 \mathcal{P}_m(0)}{2\hbar\omega_0} \int_0^t \int_0^\infty u_k(z) u_k(z_{in}) e^{i\omega\tau} \times \\ \times \int_0^{t'} e^{(i\Omega_m - \gamma_m)t''} E^-(z_{in}, t'') dt'' dk dt' + F^-(z, t), \quad (42)$$

где

$$F^-(z, t) = F_1^-(z, t) + F_2^-(z, t) + F_3^-(z, t), \quad (43)$$

$$F_1^-(z, t) = -i \int_0^\infty (\hbar\omega_k/2)^{1/2} u_k(z) a_k^\dagger(0) e^{i\omega_k t} dk, \quad (44)$$

$$F_2^-(z, t) = -i \sum_m \frac{\Omega_m p_m (\sigma_m^\dagger \sigma_{m1})(0)}{2} \times \\ \times \int_0^t \int_0^\infty u_k(z_{in}) u_k(z) e^{(i\Omega_m - \gamma_m)t} e^{i\omega_k(t-t')} dt' dk, \quad (45)$$

$$F_3^-(z, t) = -i \sum_m \frac{\Omega_m p_m}{2} \int_0^t \int_0^\infty u_k(z_{in}) u_k(z) e^{i\omega_k t} e^{[i(\Omega_m - \omega_k) - \gamma_m]t'} \times \\ \times \int_0^{t'} e^{-\gamma_m t''} \Gamma_m(t'') dt'' dk dt', \quad (46)$$

при этом использовалось приближение

$$\int_0^\infty g_{km} a_k(t) dk = -\frac{\Omega_m p_m}{\hbar \omega_0} E^-(z_m, t). \quad (47)$$

Выражение для шума $F_1^-(z, t)$ представляет свободные осцилляции поля в отсутствие атомов, функция $F_2^-(z, t)$ описывает эффект "переключения" и является незначительной для больших значений t . Компонента $F_3^-(z_{in}, t)$ ответственна за квантовый шум.

Уравнение (42) является простейшим уравнением для лазерного поля. Оно может быть записано в другой форме путем разложения $E^-(z, t)$ на медленно меняющуюся компоненту $\varepsilon^-(z, t)$ и быстро осциллирующую компоненту $e^{i\omega t}$ в виде

$$E^-(z, t) = \varepsilon^-(z, t) e^{i\omega t}, \quad (48)$$

где ω — основная частота модовых осцилляций. Подставляя уравнение (48) в формулу (42), с учетом адиабатического приближения находим

$$\varepsilon^-(z, t) = \int_0^t \mu(z_{in}, z, \tau) \varepsilon^-(z_{in}, t') dt' + \mathcal{F}^-(z, t), \quad (49)$$

где $\mathcal{F}^-(z, t) = F^-(z, t) \exp(-i\omega_0 t)$ (при этом $t - t' = \tau$, $\Delta\omega_k = \omega_k - \omega_0$) и

$$\mu(z_{in}, z, \tau) = \sum_m \frac{|p_m|^2 \Omega_m^2 p_m(0)}{2\hbar\omega_0 [\hat{z}(\omega_0 - \Omega_m) + \gamma_m]} \int_0^\infty u_k(z) u_k(z_{in}) e^{i\Delta\omega_k \tau} dk.$$

Для поля внутри резонатора уравнение (49) становится интегральным. Поле вне резонатора можно найти посредством прямого интегрирования решения уравнения (49).

Определение поля внутри резонатора. Если применить преобразования Лапласа $\mathcal{L}[\varepsilon^-(z, t)] \rightarrow \bar{\varepsilon}^-(z, s)$ и положить $z = z_{in}$ в уравнении (49), то с использованием теоремы преобразования получим

$$\bar{\varepsilon}^-(z_{in}, s) = \frac{\bar{\mathcal{F}}^-(z_{in}, s)}{1 - \bar{\mu}(z_{in}, s)}, \quad (50)$$

где $\bar{\epsilon}$, $\bar{F}$ и $\bar{\mu}$ - образы преобразований Лапласа ϵ , F и μ соответственно. Применение обратного преобразования Лапласа к уравнению (50) приводит к выражению

$$\epsilon^-(z_{in}, t) = \mathcal{L}^{-1}[\epsilon^-(z_{in}, s)] = \frac{1}{2\pi i} \int_{\lambda-i\infty}^{\lambda+i\infty} \frac{e^{st} \bar{F}^-(z_{in}, s)}{1 - \bar{\mu}(z_{in}, s)} ds, \quad (51)$$

где λ - длина волны излучения. Ограничивая рассмотрение идентичными атомами и полагая $\gamma_m = \gamma$, $p_m = p$ и $\Omega_m = \Omega$, для уравнения (51) в случае резонанса ($\Omega = \omega_0$) получаем

$$\epsilon^-(z_{in}, t) = -i\alpha M^2 e^{s_0 t} \int_0^\infty (\hbar\omega_k/2)^{1/2} a_k^\dagger(0) \frac{u_k(z_{in})}{s_0 - i\Delta\omega_k} dk, \quad (52)$$

где величина

$$s_0 = \alpha M^2 - \Gamma \quad (53)$$

имеет смысл эффективного усиления. Величины α и M определяются как $\alpha = \omega_0 p^2 N l / (4\hbar\gamma)$ и $M^2 = \int_0^\infty M_k^2 dk \equiv 2/l$ соответственно [6]. Параметр N является плотностью атомов на единицу длины. Условие порога для лазерных осцилляций определяется при $s_0 = 0$ ($\alpha M^2 = \Gamma$) в уравнении (53), что совпадает с полуклассическими результатами. Предполагая, что поле находилось вначале в когерентном состоянии, т. е. $a_k(0)|v_k\rangle = v_k(0)|v_k\rangle$, получим

$$\langle E^-(z_{in}, t) \rangle = -i\alpha M^2 e^{(i\omega_0 + s_0)t} \int_0^\infty (\hbar\omega_k/2)^{1/2} v_k(0) \frac{u_k(z_{in})}{s_0 - i\Delta\omega_k} dk. \quad (54)$$

Полагая $v_k(0) = C_0 M_k$, где C_0 - константа, получаем распределение собственных значений $\{v_k\}$, соответствующих лорентцевской форме линии M_k , и находим поле лазера внутри резонатора:

$$\langle E^-(z_{in}, t) \rangle = \frac{C_0 M^2}{\sqrt{2}} \left[\frac{\hbar k_0}{2c} \right]^{1/2} e^{-i\pi/2} e^{(i\omega_0 + s_0)t}, \quad (55)$$

где $\langle E^-(z_{in}, t) \rangle = \langle E^-(z_{in}, t) \rangle \exp(-i\omega_0 t)$ и $k_0 = (\omega_0 + i\Gamma)/c$.

В рассмотренной линейной аппроксимации оператор инверсной заселенности $P_m(t)$ брался как независимая от времени

функция $P_m(0)$, и определялось поле внутри резонатора. Поле снаружи резонатора получается в результате интегрирования выражения (49). Аппроксимация следующего порядка, которая будет уже нелинейной, получается, если положить, что оператор $P_m(t)$ — зависящая от времени функция. Необходимо рассчитать $P_m(t)$, который находится из уравнений Гейзенберга. Применение уравнений (31) — (37) приводит к двум уравнениям:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt}(\sigma_{m2}^\dagger \sigma_{m2})(t) &= \lambda_{m2} - \gamma_m(\sigma_{m2}^\dagger \sigma_{m2})(t) + \\ &+ i \int_0^\infty [g_{km} a_k^\dagger(t)(\sigma_{m1}^\dagger \sigma_{m2})(t) + K.C.] dk, \\ \frac{d}{dt}(\sigma_{m1}^\dagger \sigma_{m1})(t) &= \lambda_{m1} - \gamma_m(\sigma_{m1}^\dagger \sigma_{m1})(t) - \\ &- i \int_0^\infty [g_{km} a_k^\dagger(t)(\sigma_{m1}^\dagger \sigma_{m2})(t) - K.C.] dk, \end{aligned} \quad (56)$$

где $\lambda_{m2}(\lambda_{m1})$ — феноменологический параметр, представляющий скорость накачки для верхнего (нижнего) уровня m -го активного атома. Решая систему (56а), получим

$$P_m(t) = P_m(0) + 2i \int_0^t e^{-\gamma_m \tau} \int_0^\infty [g_{km} a_k^\dagger(t')(\sigma_{m1}^\dagger \sigma_{m2})(t') - K.C.] dk dt'. \quad (57)$$

Рассмотрение нестационарного уравнения приводит к появлению в решении неоднородной компоненты, которая вызывает квантовый эффект “включения”. Кроме того, имеется еще одна компонента, вызывающая возникновение квантового шума, в отсутствие которого результаты соответствуют полуклассическим.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ ВНУТРЕННИХ ПАРАМЕТРОВ ЛАЗЕРА

С целью определения внутренних параметров лазера разложим функцию $f(j)$ в выражении (13) в ряд Тейлора:

$$f(j) = \gamma_0 + \gamma_1(j - j_{th}) + \gamma_2(j - j_{th})^2 + \dots \quad (58)$$

В нулевом приближении $f(j) = \gamma_0 = j_{th}$. Используя для j_{th} выражение (23) и подставляя его в формулу (13), получим

$$S_r = s \frac{h\nu_r}{e} [j - \beta_l^{-1}(\rho + k_r) - j_0] \frac{k_r}{k_r + \rho}. \quad (59)$$

О корректности такого приближения свидетельствует линейная зависимость частоты генерации от плотности тока в достаточно широком диапазоне токов. Из выражения (59) следует, что функция (S_r/L) , где L - длина диода, должна иметь максимум. Дифференцируя (S_r/L) по k_r и приравнявая производную к нулю, получаем соотношение параметров для работы лазера с максимальным кпд [3]

$$k_{rmax} = \sqrt{(j - j_0)\rho\beta_l} - \rho, \quad (60)$$

$$S_{max} = s \frac{h\nu_r}{e\beta_l\rho} [\sqrt{(j - j_0)\rho\beta_l} - \rho]^2 = s \frac{h\nu_r}{e\beta_l\rho} k_{rmax}^2. \quad (61)$$

Согласно (60), чем больше j , тем более прозрачными должны быть зеркала резонатора или меньше его длина. Если учесть следующий член разложения в ряде Тейлора, то получим более точное выражение для генерируемого потока:

$$S_r = s \frac{h\nu_r}{e} [j - \beta_l^{-1}(\rho + k_r) - j_0](1 - \gamma_1) \frac{k_r}{k_r + \rho}, \quad (62)$$

причем параметр $(1 - \gamma_1)$ имеет важный физический смысл и совпадает по значению с дифференциальным внутренним квантовым выходом генерации.

Рассмотрим методику определения внутренних параметров полупроводникового лазера [1, 3, 5]. Как правило, в диодах на GaAs наблюдается линейная зависимость j_{th} от обратной длины резонатора $1/L$ [1, 3]. График функции $j_{th}(1/L)$ показан на рис. 4. С помощью него можно найти удельное усиление β_l и

$$j_{th}(0) = \beta_l^{-1}\rho + j_0, \quad (63)$$

где $j_{th}(0)$ - отрезок, отсекаемый этой прямой на оси ординат.

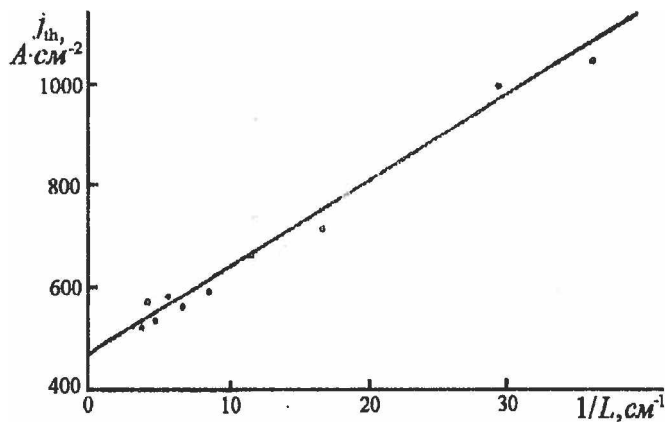


Рис. 4. Зависимость плотности порогового тока j_{th} от обратной длины резонатора $1/L$ для диода на GaAs

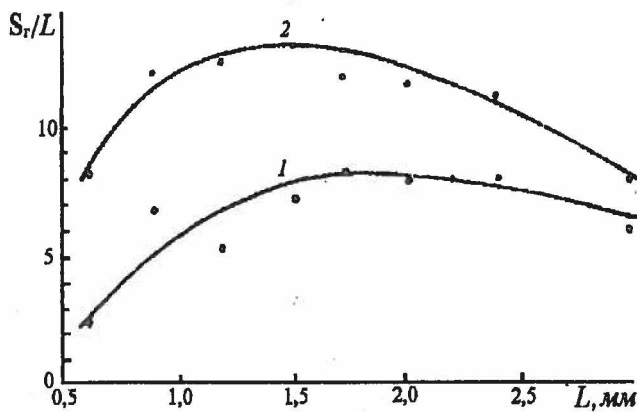


Рис. 5. Зависимость S_T/L от длины резонатора L . $j, \text{A}/\text{cm}^2$: 1 – 2000; 2 – 3000

Обычно для определения β_l используются диоды разной длины, изготовленные из одной и той же пластины. Однако более предпочтительным является изменение длины исходного длинного образца путем последовательного откалывания небольших тонких слоев, что в значительной степени позволяет свести к минимуму вариации параметров, зависящих от неоднородностей пластины и $p-n$ -перехода, а также уменьшить влияние различных факторов, которые не контролируются при изготовлении диода.

Мощность генерации в расчете на единицу длины диода S_r/L как функция L имеет максимум. Это позволяет определить максимальный коэффициент потерь резонатора $k_{r\max}$ и найти j_0 и ρ из системы уравнений

$$\begin{cases} k_{r\max} = \sqrt{(j - j_0)\rho\beta_l} - \rho, \\ j_{th}(0) = \beta_l^{-1}\rho + j_0. \end{cases} \quad (64)$$

Экспериментальные кривые для диода при двух значениях тока приведены на рис. 5.

Максимум кривых в соответствии с выражением (61) сдвигается с увеличением плотности тока в сторону меньших длин диода. При отклонении от оптимальной длины S_r/L уменьшается быстрее, чем это дает теория. Возможно, в этом случае γ начинает зависеть от длины диода.

Для определения внутреннего квантового выхода генерации необходимо измерить абсолютные значения мощности генерации S_r как функции j . В этом случае выражение для внешнего квантового выхода генерации имеет вид

$$\eta_i = \frac{k_r}{\rho + k_r} \eta_e = \frac{e \Delta S_r}{s \hbar \omega \Delta j}. \quad (65)$$

В соответствии с формулой (65) получаем

$$\frac{1}{\eta_i} = \frac{1}{\eta_e} + \frac{\rho}{\eta_e k_r}. \quad (66)$$

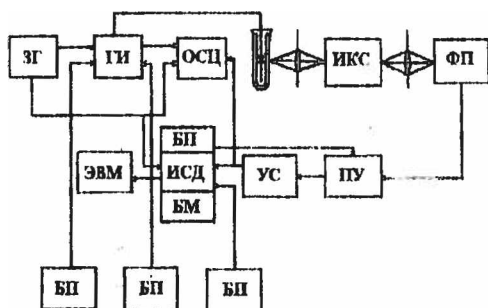


Рис. 6. Блок-схема установки для исследования инжекционных лазеров:

ЗГ — возбуждающий генератор, ГИ — генератор импульсов, ОСЦ — осциллограф, ИКС — инфракрасный спектрометр, ФП — фотоприемник, ПУ — предварительный усилитель, ИСД — импульсный синхронный детектор, УС — усилитель, ЭВМ — электронно-вычислительная машина, БП и БМ — блоки электропитания

Измеряя зависимость $1/\eta'_r$ от $1/k_r$, имеем

$$\frac{1}{\eta_r} = \frac{1}{\eta'_r}(0),$$

где $1/\eta'_r(0)$ — отрезок, отсекаемый этой прямой на оси ординат. Отсюда также следует значение коэффициента внутренних потерь

$$\rho = \eta_r \operatorname{tg} \varphi, \quad (67)$$

где φ — угол наклона прямой к оси абсцисс.

Экспериментальная установка. Для исследования инжекционных лазеров возможно использование установки [1], блок-схема которой приведена на рис. 6. Импульсы синхронизации на рабочую установку поступают от генератора ЗГ. Прямоугольные импульсы тока с подстраиваемой амплитудой формируются в тиратронном генераторе и по коаксиальному кабелю поступают к диоду.

Излучение, выходящее из диода, фокусируется с помощью оптической системы на входную щель спектрометра или на ка-

либрованный фотоприемник. После спектрометра излучение попадает на детектор, сигнал которого усиливается предварительным усилителем ПУ, затем усилителем УС в режиме "широкая полоса" и поступает на импульсный синхронный детектор, после чего картина выводится на экран ЭВМ.

Следует отметить, что коэффициент поглощения α не тождествен коэффициенту внутренних оптических потерь, так как в него входит еще компонента β_{LJ0} ($\alpha = \rho + \beta_{LJ0}$).

ВЛИЯНИЕ НЕЛИНЕЙНОГО УСИЛЕНИЯ НА АМПЛИТУДНО-ЧАСТОТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ИНЖЕКЦИОННОГО ЛАЗЕРА В РЕЖИМЕ ЧЕТЫРЕХВОЛНОВОГО СМЕШЕНИЯ

В настоящее время к полупроводниковым инжекционным лазерам предъявляются строгие требования по стабильности и малому разбросу внутренних параметров. Особое внимание при этом уделяется динамическим характеристикам полупроводниковых инжекционных лазеров в связи с их использованием в системах передачи и обработки информации. Наряду с большими преимуществами, связанными с возможностью высокочастотной модуляции, они имеют и недостатки: нестабильность длины волны генерации, большую ширину полосы излучения ~ 100 МГц. Многие динамические характеристики, такие как диапазон модуляции и устойчивость к возмущениям, определяются частотой релаксационного резонанса и скоростью релаксации, которые в свою очередь зависят от времени жизни фотонов и носителей заряда, а также параметров линейного и нелинейного усиления. В полупроводниковых лазерах параметр дифференциального усиления связан с высокочастотной восприимчивостью [8, 9].

Увеличение дифференциального усиления имеет важное значение для уменьшения ширины импульса генерации и увеличения диапазона модуляции. Такие свойства лазера, как ширина линии генерации и диапазон синхронизации, сильно зависят от параметра увеличения ширины линии генерации. Поэтому сведения о фундаментальных динамических параметрах имеют

важное значение при разработке и применении полупроводниковых инжекционных лазеров. Ранее было показано, что частотный отклик полупроводникового лазера может быть измерен с использованием техники фотосмещения в активном слое [16, 17] или модуляции оптической накачки через грань [18]. В обоих случаях достигалась прямая модуляция плотности носителей заряда, подобно токовой модуляции, но без паразитных эффектов. Таким способом могут быть определены некоторые динамические параметры, такие как частота релаксационного резонанса и скорость релаксации. М. Р. van Exter и др. [19] показали, что те же динамические параметры могут быть получены из оптического спектра лазера при отсутствии модуляции. Кроме того, из асимметрии оптического спектра релаксационных колебаний можно найти параметр увеличения ширины линии генерации. Однако во всех этих методах параметр нелинейного усиления может быть косвенно определен после независимого измерения времени жизни фотонов [19].

Таким образом, для экспериментального определения внутренних динамических параметров используются различные методики, однако в большинстве случаев они позволяют лишь оценить параметры лазера, при этом разные параметры необходимо измерять с помощью независимых методов.

В работе [8] предлагается основанный на четырехволновом смещении метод, который дает возможность определить сразу весь набор динамических параметров полупроводникового лазера, таких как дифференциальное усиление, нелинейное усиление, время жизни фотонов и время жизни носителей заряда с погрешностью до 5 %. При этом параметр увеличения ширины линии генерации оценивается с погрешностью 35 %.

В 80-х годах английский физик Charles H. Henry предложил модель уширения линии генерации и ввел соответствующий параметр увеличения ширины линии генерации α [21, 22]. Затем К. Vahala и А. Yariv разработали теорию шума в полупроводниковом лазере, в которой динамической переменной являлась концентрация носителей заряда в активной области. Они пред-

ложили способ измерения параметра α , основанный на высокочастотной токовой модуляции полупроводникового лазера [23]. Данный параметр является очень важным при использовании когерентных свойств лазера, например при гетеродинном детектировании оптического сигнала [23, 24].

Стандартное уравнение для медленно меняющейся амплитуды

В используемых уравнениях [8] полагается, что действительная и мнимая части комплексного показателя преломления связаны однозначно, то есть отношения изменений действительной части к мнимой при вариации концентрации носителей заряда и плотности фотонов в активной области представляют собой одинаковые величины. Однако такое предположение не является бесспорным и требует дальнейшего теоретического и экспериментального обоснования.

Стандартное уравнение для медленно меняющейся амплитуды без учета эффектов нелинейного усиления можно представить в виде [8]

$$\frac{dA}{dt} = \frac{v_g}{2}(1 - i\alpha)(G - k_l)A, \quad (68)$$

где A — медленно меняющаяся амплитуда, v_g — групповая скорость света, α — параметр увеличения ширины линии генерации, G — коэффициент усиления, k_l — коэффициент потерь. Но при рассмотрении влияния нелинейных эффектов на лазерную генерацию следует учитывать зависимость комплексного показателя преломления $n = n' + in''$ от плотности фотонов в резонаторе $S = |A|^2$. Рассмотрим вывод уравнения для медленно меняющейся амплитуды, принимая во внимание данное условие.

Вывод уравнения для медленно меняющейся амплитуды с учетом нелинейных эффектов

Для получения скоростных уравнений, описывающих динамику излучения полупроводниковых лазеров, рассмотрим одномерное волновое уравнение для напряженности электрического поля $\mathcal{E}$ [20]:

$$\frac{\partial^2 \mathcal{E}}{\partial x^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathcal{D}}{\partial t^2}, \quad (69)$$

где $\mathcal{D} = \epsilon \epsilon_0 \mathcal{E}$, и применим метод медленно меняющейся амплитуды:

$$\mathcal{E} = A \exp[i(kx - \omega_0 t)] + K.C., \quad (70)$$

где k и ω_0 — постоянная распространения и частота генерирующей моды в стационарном режиме. Для учета эффекта дисперсии света в полупроводнике находим мгновенную частоту излучения:

$$\omega = -\frac{1}{i} \frac{\partial [\ln A - i\omega_0 t]}{\partial t} = \omega_0 + i \frac{\dot{A}}{A}. \quad (71)$$

Соответственно диэлектрическая проницаемость, учитывающая отклонение мгновенной частоты от ω_0 , принимает вид

$$\epsilon(\omega) = \epsilon(\omega_0) + \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} (\omega - \omega_0) = \epsilon(\omega_0) + i \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \frac{\dot{A}}{A}. \quad (72)$$

Подстановка выражений (70) и (72) в формулу (69) приводит к двум уравнениям для A и A^* соответственно, которые являются комплексно сопряженными друг другу. Если пренебречь производными A порядков больше чем первый, получаем уравнение

$$2ik \frac{\partial A}{\partial x} - \frac{2i\omega_0}{c^2} \left(\epsilon(\omega_0) + \frac{\omega_0}{2} \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \right) \dot{A} = \left(\epsilon(\omega_0) \frac{\omega_0^2}{c^2} - k^2 \right) A. \quad (73)$$

Величина, выделенная скобками в левой части выражения (73), связана с групповой скоростью света v_g :

$$\left(\epsilon(\omega_0) + \frac{\omega_0}{2} \frac{\partial \epsilon}{\partial \omega} \right) = n_r \left(n_r + \omega_0 \frac{\partial n_r}{\partial \omega} \right) = \frac{c}{v_g} n_r, \quad (74)$$

где $n_r = \sqrt{\epsilon(\omega_0)}$.

Раскладывая выражение в правой части уравнения (73) как разность квадратов и считая приближенно $k = n_r \omega_0 / c \approx 2k \approx 2n_r \omega_0 / c$, с учетом соотношения (74) получаем

$$\frac{\partial A}{\partial x} - \frac{A}{v_g} = i \left(k - n_r \frac{\omega_0}{c} \right) A. \quad (75)$$

Это уравнение описывает распространение квазимонохроматических волн в дисперсной среде. В отличие от волнового уравнения оно не содержит производных по координате и времени от амплитуды поля более чем первого порядка и поэтому называется укороченным уравнением. Обычно при рассмотрении процессов в полупроводниковом лазере можно пренебречь в уравнении (75) производной амплитуды по координате:

$$\frac{dA}{dt} = i v_g \frac{\omega_0}{c} (n_r - n_{rth}) A, \quad (76)$$

где n_{rth} - значение показателя преломления при пороговой концентрации носителей N_{th} . В стационарных условиях генерации $A = 0$ и соответственно $k = n_{rth} \omega_0 / c$.

Отношение изменения действительной части показателя преломления n' к изменению его мнимой части n'' при вариации концентрации носителей в активной области N , обозначаемое α ,

$$\alpha \equiv \frac{\partial n' / \partial N}{\partial n'' / \partial N} = -2g \frac{\partial n' / \partial N}{\partial g / \partial N}, \quad (77)$$

где g - коэффициент усиления активной области лазера, часто называется параметром увеличения ширины линии генерации. Этот параметр впервые был использован при объяснении экспериментально наблюдаемой ширины линии генерации в инжекционных лазерах [21]. Введем по аналогии параметр β , определяемый как отношение изменения действительной части показателя преломления n' к изменению его мнимой части n'' при вариации плотности фотонов в резонаторе S :

$$\beta \equiv \frac{\partial n' / \partial S}{\partial n'' / \partial S} = -2g \frac{\partial n' / \partial S}{\partial g / \partial S}. \quad (78)$$

Преобразуя уравнение (76) и учитывая соотношения (77), (78), новое уравнение с учетом нелинейного усиления запишется в виде

$$\frac{dA}{dt} = \frac{v_g}{2} \left[(1 - i\alpha)(G - k_l) + (1 - i\beta) \frac{\partial G}{\partial S} S \right]. \quad (79)$$

Если действительная и мнимая части комплексного показателя преломления связаны однозначно, то $\beta \equiv \alpha$. Однако это не следует из анализа механизмов нелинейного усиления, например таких, как динамический нагрев носителей излучения и выгорание спектральных провалов.

Амплитудно-частотные характеристики инжекционного лазера в режиме четырехволнового смешения

Выражения для комплексных амплитуд смешанных сигналов полупроводникового инжекционного лазера найдем на основе уравнения (79). Для анализа процессов генерации в режиме четырехволнового смешения кроме уравнения (79) необходимо использовать уравнение для концентрации носителей, которое записывается в виде

$$\frac{dN}{dt} = \frac{j}{ed} - \frac{N}{\tau} - v_g \left[G + \frac{\partial G}{\partial S} S \right] S, \quad (80)$$

где e — заряд электрона, j — плотность тока инжекции, d — толщина активной области, τ — время жизни носителей заряда в активной области. С учетом инжекции в активную область внешнего когерентного излучения с амплитудой A_i и частотой $\omega + \Omega$ уравнение (79) записывается как

$$\frac{dA}{dt} = \frac{v_g}{2} \left[(1 - i\alpha)(G - k_l) + (1 - i\beta) \frac{\partial G}{\partial S} S \right] + v_g \kappa A_i \exp[-i\Omega t], \quad (81)$$

где κ — параметр связи внутреннего поля с внешним излучением.

Решение линеаризованной системы уравнений (79), (80) ищем в виде

$$A(t) = A_0 + A_r e^{-i\Omega t} + A_f e^{i\Omega t}, \quad N(t) = N_{th} + n_m e^{-i\Omega t} + n_m^* e^{i\Omega t}, \quad (82)$$

где A_0 и N_{th} — стационарное решение без инжекции внешнего излучения, A_r и A_f — амплитуды регенеративно усиленного и четырехволнового смешанного полей, n_m — малая вариация концентрации носителей заряда. После линеаризации уравнений (80), (81) получаем систему для A_r , A_f и n_m :

$$\begin{aligned} & \left(-i\Omega - v_g \frac{\partial G(1-i\beta)}{\partial S} \frac{|A_0|^2}{2} \right) A_r - \\ & - v_g \frac{\partial G(1-i\beta)}{\partial S} \frac{|A_0|^2}{2} A_f^* - v_g \frac{\partial G(1-i\alpha)}{\partial N} A_0 n_m = -v_g \kappa A_i, \\ & - v_g \frac{\partial G(1-i\beta)}{\partial S} \frac{|A_0|^2}{2} A_r - \left(i\Omega + v_g \frac{\partial G(1-i\beta)}{\partial S} \frac{|A_0|^2}{2} \right) A_f^* - \\ & - v_g \frac{\partial G(1-i\alpha)}{\partial N} A_0 n_m = 0, \quad (83) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & v_g \left(k_l + \frac{\partial G}{\partial S} |A_0|^2 \right) A_0^* A_r + v_g \left(k_l + \frac{\partial G}{\partial S} |A_0|^2 \right) A_0^* A_f^* + \\ & + \left(-i\Omega + \theta + v_g \frac{\partial G}{\partial N} |A_0|^2 \right) n_m = 0, \end{aligned}$$

где $\theta = 1/\tau$. Введем следующие обозначения:

$$S_0 = |A_0|^2, \quad \gamma_n = v_g \frac{\partial G}{\partial N} S_0, \quad \gamma_p = -v_g \frac{\partial G}{\partial S} S_0. \quad (84)$$

Скорость релаксации и частоту релаксационного резонанса запишем в виде

$$\gamma_r = \theta + \gamma_n + \gamma_p, \quad (85)$$

$$\Omega_r = \sqrt{\gamma_l^2 + \gamma_n \gamma_p}, \quad (86)$$

где $\gamma_l^2 = \Omega^2/2 - (\gamma_r - \gamma_p)\gamma_p/2$. Решая систему (83), находим комплексные выражения для регенеративно усиленной амплитуды, четырехволновой смешанной амплитуды и вариации плотности

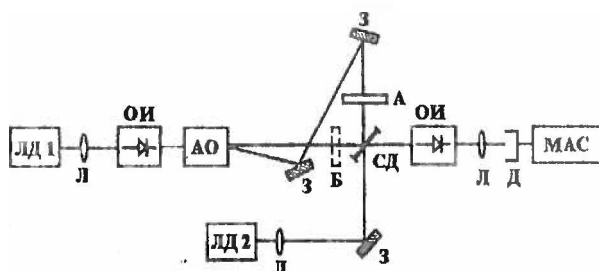


Рис 7. Схематическая диаграмма экспериментальной установки:

ЛД - лазерный диод, Л - линза, ОИ - оптический изолятор, АО - акусто-оптический модулятор, З - зеркало, Б - передвигаемый блок, А - переменный аттенуатор, СД - светоделитель, Д - быстрый фотодиод, МАС - микроволновый анализатор спектра

фотонов:

$$A_r = \frac{v_g \kappa A_i}{\Omega} \left[\frac{\gamma_r^2(\alpha - \beta) + \beta \Omega_r^2/2 - \Omega(\gamma_r - \gamma_p/2)}{(\Omega^2 - \Omega_r^2) + i\Omega\gamma_r} \right] + \frac{v_g \kappa A_i}{\Omega} \left[\frac{i(\Omega^2 - \Omega_r^2/2 - \beta \Omega \gamma_p/2)}{(\Omega^2 - \Omega_r^2) + i\Omega\gamma_r} \right], \quad (87)$$

$$A_f = \frac{v_g \kappa A_i}{\Omega} \left[\frac{\gamma_r^2(\beta - \alpha) - \beta \Omega_r^2/2 + \Omega \gamma_p/2 + i(\Omega_r^2/2 + \beta \Omega \gamma_p/2)}{(\Omega^2 - \Omega_r^2) + i\Omega\gamma_r} \right], \quad (88)$$

$$S_m = v_g \kappa A_i A_r \frac{(\gamma_p - \gamma_r) + i\Omega}{(\Omega^2 - \Omega_r^2) + i\Omega\gamma_r}. \quad (89)$$

Из решений (87) и (88) следует, что комплексные амплитуды являются функциями параметров α и β . В отличие от амплитуд смешанных сигналов вариация плотности фотонов от них не зависит [25, 26].

Методика эксперимента

Рассмотрим методику, которая позволяет непосредственно измерять спектры вышеперечисленных величин без паразитных эффектов [8, 13]. Принцип метода основан на измерении

амплитудно-частотных характеристик полупроводникового лазера в режиме практически вырожденного четырехволнового смешения при инжекции слабого когерентного оптического излучения. Предположим, что имеется одномодовый лазер, генерирующий на частоте $\omega_0 = 2\pi\nu_0$, и невырожденный инжекционный сигнал, который при сдвиге в частоте на $\Omega = 2\pi f$ имеет угловую частоту $\omega_0 + \Omega$. В случае слабой инжекции на пределах диапазона синхронизации невырожденный инжекционный сигнал создает лишь слабые возмущения в исследуемом лазере.

Спектр регенеративно усиленной амплитуды и спектр вариации плотности фотонов можно измерить как функцию Ω на экспериментальной установке, принципиальная схема которой показана на рис. 7. Лазерный диод ЛД1 используется в качестве зонда. Он генерирует в одномодовом режиме на частоте ν_1 . Излучение проходит через акусто-оптический модулятор, где малая его доля ($\sim 10\%$) отклоняется со сдвигом в частоте на 80 МГц.

Преобразованное излучение ослабляется и поступает в ЛД2, генерирующий на частоте ν_0 . Таким образом, рассогласование частоты $f = \Omega/2\pi$ определяется как $\nu_0 + f = \nu_1 + 80$ МГц и может изменяться путем вариации ν_1 . Излучение с выхода обоих лазеров объединяется светоделителем и посылается параллельно на высокоскоростной фотодетектор с полосой 7 ГГц, который в свою очередь связан с анализатором спектра. Для предотвращения обратной связи используются оптические изоляторы. Спектр регенеративно усиленной амплитуды измеряется с помощью гетеродинного детектирования, причем ЛД1 работает как локальный генератор. Для измерений анализатор спектра устанавливается на частоту 80 МГц с диапазоном 10 КГц для записи сигнала с биениями, получаемого смешением выходного излучения от двух лазеров. Спектр вариации плотности фотонов измеряется путем блокирования излучения с выхода ЛД1 передвигаемым блоком Б (рис. 7.). Для улучшения качества эксперимента температурные условия и рабочие точки обоих лазеров желательно стабилизировать. Удерживая частоту ν_0 ЛД2 постоянной, на ЛД1 необходимо подавать периодический медленно

меняющийся ток для вариации f с помощью u_1 в пределах порядка ± 6 ГГц. Таким образом, оба спектра легко измерить как функцию от f . Снимая спектры ЛДЗ при различных уровнях выходной мощности P , можно получить зависимость параметров лазера от мощности и после этого определить внутренние динамические параметры лазерного диода.

Преимуществом данного метода является то, что его можно использовать для измерения динамических параметров полупроводниковых лазеров с любой длиной волны генерации и любым динамическим диапазоном без каких-либо ограничений на динамический диапазон у зондирующего лазера. Кроме того, отпадает необходимость в использовании электронного модулятора.

Численное определение лазерных динамических параметров на основе экспериментальных данных

Выражения (87), (89) дают возможность нахождения динамических параметров лазера на основе экспериментальных данных. Для этого сначала необходимо определить параметры γ_r , γ_p и Ω_r , привлекая данные по спектру вариации плотности фотонов. Затем из измеренных данных по регенеративно усиленной амплитуде с использованием уже известных вышеупомянутых параметров находятся параметры α и β . Кроме того, измеряя зависимость параметров γ_r и γ_p от мощности генерации лазера, описываемой формулой (85), можно определить параметр дифференциального усиления $\partial G/\partial N$, нелинейного усиления $\partial G/\partial S$, время жизни неравновесных носителей барьера τ , а также время жизни фотонов в резонаторе лазера τ_{ph} с учетом того, что $\gamma_l^2 = (v_g k_l S_0 - \gamma_p)\gamma_n$.

Для численного определения параметров лазера были использованы экспериментальные данные, представленные в работе [8]. Для эксперимента были выбраны два одномодовых GaAs/AlGaAs квантоворазмерных лазера, работающих на длине волны $\lambda = 827,6$ нм. Длины резонаторов составляли 500 мкм и

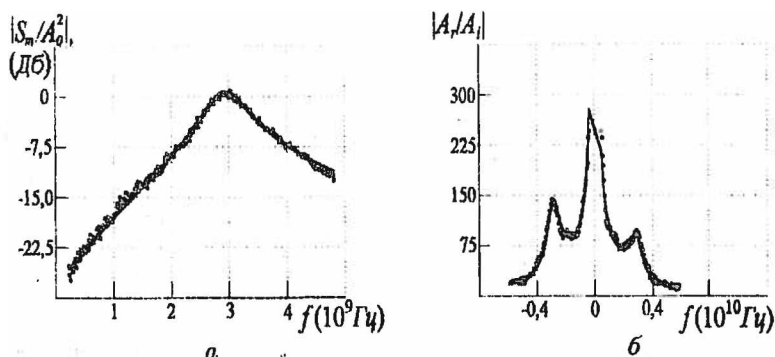


Рис. 8. Теоретические и экспериментальные (обозначены кружками) данные для спектра мощности (а) и регенеративно усиленной амплитуды (б)

их грани были параллельно сколоты. Один из лазеров использовался как оптический фонд и являлся перестраиваемым.

Для нахождения внутренних динамических параметров полупроводникового лазера решалась задача минимизации средне-квадратического отклонения экспериментальных характеристик от теоретических. Для этого применялся метод Хука – Дживса по прямому поиску минимума целевой функции. Теоретический анализ выражений (87), (89) показывает, что существует единственный набор параметров лазера, который однозначно соответствует экспериментальным данным. Кроме того, численный анализ показывает устойчивость данного метода, то есть реальная погрешность экспериментальных измерений не приводит к большому отклонению параметров лазера от точных.

На рис. 8 показаны теоретические и экспериментальные данные для спектра мощности и регенеративно усиленной амплитуды. Расчеты показывают, что данный метод позволяет определить все параметры лазера, кроме β , с погрешностью до 5 %. Более того, определяется новый параметр β с погрешностью 20 %. Найдено, что наилучшее соответствие экспериментальных и теоретических данных достигается при $\alpha = 2,5$ и $\beta = 3,9$.

Таким образом, проведенный анализ экспериментальных данных не подтверждает предположения об однозначной связи между действительной и мнимой частями комплексного показателя преломления. Различие коэффициентов пропорциональности между изменениями мнимой и действительной частей показателя преломления при вариации концентрации носителей и плотности фотонов может быть использовано для выявления доминирующего физического механизма нелинейного усиления.

Работа поддержана БРФФИ (проект №Ф99-220).

Литература

1. Грибковский В. П., Кононенко В. К. Методы определения внутренних параметров полупроводниковых лазеров. Мн., 1976. - (Препринт / АН БССР).
2. Методика определения внутренних параметров лазеров на $p-n$ -переходах. / В. А. Самойлов, В. П. Грибковский, Р. В. Ефремова и др. // ЖПС. - 1968. - Т.8, вып. 3. - С. 50-55.
3. Грибковский В. П. Определение оптимального режима работы инжекционных лазеров // ЖПС. - 1967. - Т.6, вып. 5. - С. 669-671.
4. Yu D. M., Liu J. M. Polarization-dependent gain, gain nonlinearities and emission characteristics of internally strained InGaAsP/InP semiconductor lasers // J. Appl. Phys. - 1991. - Vol. 69, №11. - P. 7444-7459.
5. A study of internal absorption in Zn(Cd)Se/ZnMgSe semiconductor lasers / K. Kondo, M. Ukita, H. Yoshida et al. // J. Appl. Phys. - 1994. - Vol. 76, №5. - P. 2621-2626.
6. Guedes I., Penaforte J. C. and Baseia B. Quantum theory of laser transmission loss // Physical Review A. - 1989. - Vol. 40, №5. - P. 2463-2470.
7. Carroll J. E. A new quantum formalism for damping and gain in harmonic oscillators // J. Mod. Opt. - 1990. - Vol.37, №12. - P. 1907-1922.
8. Lin J. M., Simpson T. B. Characterization of fundamental parameters of a semiconductor laser with an injected optical probe // IEEE Photon. Techn. Lett. - 1993. - Vol. 4, №4. - P. 380-382.
9. Chen P. A., Chang C. Y., Juang C. Analysis of differential gain in GaAs/AlGaAs quantum-well lasers // J. Appl. Phys. - 1994. - Vol. 76, №1. - P. 85-91.
10. Inoue K., Mukai T., Saitoh T. Nearly degenerate four-wave mixing in a travelling-wave semiconductor laser amplifier // Appl. Phys. Lett. - 1987. - Vol. 51, №14. - P. 1051-1053.
11. Nakajima N., Frey R. Intracavity nearly degenerate four-wave mixing in a (GaAl)As semiconductor laser // Appl. Phys. Lett. - 1985. - Vol. 47, №8. - P. 769-771.
12. Nakajima N., Frey R. Observation of bistable reflectivity of a phase-conjugated signal through intracavity nearly degenerate four-wave mixing // Phys. Rev. Lett. - 1985. - Vol. 54, №16. - P. 1798-1801.

13. Simpson T. B., Liu J. M. Phase and amplitude characteristics of nearly degenerate four-wave mixing in Fabry-Perot semiconductor lasers // J. Appl. Phys. - 1993. - Vol. 73, №5. - P. 2587-2589.
14. Agrawal G. P. Population pulsations and nondegenerate four-wave mixing in semiconductor lasers and amplifiers // J. Opt. Soc. Am. B - 1998. - Vol. 5, №1. - P. 147-159.
15. Four-wave mixing in GaAs/AlGaAs semiconductor lasers / R. Nietzke, P. Panknin, W. Elsässer and E. O. Gobel // IEEE J. Quantum Electron. - 1989. - Vol. 25, №6. - P. 1399-1406.
16. Newkirk M. A., Vahala K. J. Parasitic-free measurement of the fundamental frequency response of a semiconductor laser by active-layer photomixing // Appl. Phys. Lett. - 1988. - Vol. 52, №10. - P. 770-772.
17. Vahala K. J., Newkirk M. A. Equivalent circuit model for active-layer photomixing. Parasitic-free modulation of semiconductor lasers // Appl. Phys. Lett. - 1988. - Vol. 53, №13. - P. 1141-1143.
18. Lange C. H., Su C. B. Theory and experiment of the parasitic-free frequency response measurement technique using facet-pumped optical modulation in semiconductor diode lasers // Appl. Phys. Lett. - 1989. - Vol. 55, №17. - P. 1704-1706.
19. Spectral signature of relaxation oscillations in semiconductor lasers / M. P. van Exter, W. A. Hanel, J. P. Woerdman, B. R. P. Zeijlman // IEEE J. Quantum Electron. - 1992. - Vol. 28, №6. - P. 1470-1478.
20. Афоненко А. А., Манах И. С. Электромагнитная теория полупроводниковых лазеров. - Мн.: БГУ, 1997. - 59 с.
21. Henry C. H. Theory of the linewidth of semiconductor lasers // IEEE J. Quantum Electron. - 1982. - Vol. 18. - P. 254-259.
22. Henry C. H. Theory of the phase noise and power spectrum of a single mode injection laser // IEEE J. Quantum Electron. - 1983. - Vol. 19, №9. - P. 1391-1397.
23. Harder C., Vahala K., Yariv A. Measurement of linewidth enhancement factor α of semiconductor lasers // Appl. Phys. Lett. - 1983. - Vol. 42, №4. - P. 328-330.
24. Osinski M., Buus J. Linewidth broadening factor in semiconductor lasers - An Overview // IEEE J. Quantum Electron. - 1987. - Vol. 23, №1. - P. 9-23.
25. Матюхин А. Б. Эффекты нелинейного усиления при работе полупроводникового лазера в режиме четырехволнового смешения // Сб. работ 57-й Науч. конф. студентов и аспирантов Белгосуниверситета (16-19 мая 2000 г.): В 3 ч. Ч. 1. - Мн.: БГУ, 2000. - С. 303-305.
26. Афоненко А. А., Манах И. С., Матюхин А. Б. Особенности работы полупроводниковых инжекционных лазеров в режиме четырехволнового смешения // Квантовая электроника: Материалы 3-й Междунар. конф. - Мн.: БГУ, 2000. - С. 20-22.