

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ДИНАМИКА ИЗЛУЧЕНИЯ ИНЖЕКЦИОННЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ

Н. Г. Басов, В. В. Никитин, А. С. Семенов

1. ВВЕДЕНИЕ

Со времени обнаружения пиковой структуры импульса излучения оптического квантового генератора на рубине¹ уделяется много внимания теоретическому и экспериментальному исследованию динамических процессов в различных типах лазеров. Был обнаружен и исследован ряд динамических режимов: жесткий режим генерации², режимы, связанные с пространственной и временной самосинхронизацией большого числа различных типов колебаний³, пульсации излучения, связанные с нелинейным поглощением⁴, режимы, обусловленные неравномерным выгоранием рабочего вещества в лазерах, и др. Изучение динамики излучения лазеров позволило создать: одномодовые лазеры; лазеры, генерирующие импульсы света с длительностью 30 — 1 нсек и с мощностью 1 — 100 Гвт⁵⁻⁷; лазеры с длительностью световых импульсов 100—1 псек и с мощностью 10^2 — 10^3 Гвт^{3, 8}. Различные динамические режимы были выявлены при исследовании усиления коротких импульсов света в нелинейных усилителях^{6, 7}.

Существенные результаты были получены при исследовании динамики излучения и полупроводниковых лазеров (ПКЛ). Здесь также был обнаружен жесткий режим работы лазера⁹, осуществлен режим самосинхронизации колебаний различных мод¹⁰, обнаружена сложная пиковая структура импульса излучения^{11, 12}. Были исследованы эффекты взаимодействия оптически связанных полупроводниковых диодов, эффект спектрального и интегрального гашения¹³⁻¹⁶, временные характеристики инжекционных лазеров^{17, 18}. Были получены регулярные ультракороткие световые импульсы при помощи полупроводникового лазера с неоднородным возбуждением по площади $p-n$ -перехода^{12, 19}, осуществлена синхронизация пиков при модуляции возбуждающего тока²⁰.

Хотя в настоящее время опубликовано много работ, посвященных теоретическому исследованию различных динамических режимов, строгое количественное рассмотрение задачи, основанное на решении сильно нелинейных уравнений с большим количеством степеней свободы, отсутствует. Тем не менее решение нелинейных уравнений с двумя степенями свободы позволило определить условия устойчивости решений, существование предельных циклов и др.^{4, 21-23}. Для однородно уширенной линии большинство динамических режимов может быть описано при использовании скоростных уравнений.

Как показали теоретические исследования, для полупроводников спектральную линию следует считать однородно уширенной, причем для

сильно легированного арсенида галлия и других полупроводников насыщение поглощения или усиления полностью характеризуется изменением положения квазиуровня Ферми в зоне проводимости^{24, 25}. Такое рассмотрение справедливо, если время излучательной рекомбинации электронов больше времени электрон-электронного взаимодействия, которое по порядку величины составляет 10^{-12} — 10^{-13} сек²⁶.

Исследование динамики излучения инжекционных полупроводниковых лазеров представляет большой интерес как с точки зрения понимания физических процессов, происходящих в ПКТ, так и с точки зрения изучения возможности создания на основе полупроводниковых лазеров сверхбыстродействующих логических элементов для оптических вычислительных машин.

Использование ПКТ в качестве быстродействующих элементов вычислительных устройств²⁷ представляется перспективным в силу малых линейных размеров лазеров (высокий коэффициент усиления в полупроводниках, достигающий нескольких тысяч обратных сантиметров, позволяет создавать полупроводниковые лазеры с размерами в несколько микрон²⁸), вследствие высокой эффективности непосредственного преобразования энергии электрического тока в когерентное излучение, малой инерционности (в пределе время срабатывания элементов определяется лишь временем пролета через активную среду лазера и может составлять 10^{-12} — 10^{-13} сек).

Благодаря высокой частоте оптических колебаний ($\sim 10^{14}$ гц) оптические вычислительные устройства обладают потенциально большой шириной полосы пропускания и, как следствие, большой скоростью обработки информации. Проблема создания сверхбыстродействующих электронных схем наталкивается на большие трудности, связанные с наличием паразитных индуктивностей и емкостей, которые присущи всем электрическим цепям. С увеличением быстродействия возрастает уровень помех, обусловленных наличием электрических связей^{29, 30}. Применение оптической связи между элементами позволяет избавиться от трудностей, характерных для электронных схем. С помощью оптических устройств можно производить параллельную обработку информации с достаточно большим коэффициентом разветвления во выходу.

Логические элементы оптических вычислительных устройств могут быть созданы из оптически связанных лазеров. В основе действия этих элементов лежат эффекты включения и гашения излучения при взаимодействии диодов, жесткий режим самовозбуждения, генерация регулярных световых пиков и т. д. Большим затруднением при конструировании оптических систем является осуществление хорошей оптической связи между элементами, поскольку толщина активной области полупроводниковых инжекционных лазеров составляет несколько микрон³¹⁻³³.

В последнее время достигнуты большие успехи в разработке малоинерционных фотоприемников (время фотоответа может быть короче 10^{-10} сек). Поэтому также привлекают к себе внимание логические элементы, состоящие из лазерных диодов и фотоприемников, связанных с лазерными диодами как по световому каналу, так и электрически³⁴. Такие структуры значительно упрощают осуществление оптической связи между элементами, так как приемная площадка фотоприемников обычно значительно больше площади активной области полупроводникового диода.

В настоящем обзоре приведены результаты теоретического и экспериментального исследования динамики излучения лазерных диодов и оптически связанных двойных диодов. В последнем разделе обзора приведены схемы ряда логических элементов, основанных как на лазерных диодах, так и на лазерах и фотодиодах.

II. ПРИНЦИП РАБОТЫ ИНЖЕКЦИОННОГО ПОЛУПРОВОДНИКОВОГО ЛАЗЕРА НА АРСЕНИДЕ ГАЛЛИЯ

Метод возбуждения полупроводникового лазера при помощи инжекции неосновных носителей был впервые предложен в работе ³⁵. Принцип действия полупроводниковых диодов как источников когерентного излучения основан на использовании рекомбинационного излучения за счет возбуждения электронов и дырок в полупроводнике при прохождении тока через $p-n$ -переход в прямом направлении. При пропускании тока в прямом направлении происходит инжекция неосновных носителей в области, примыкающие к $p-n$ -переходу. Так как в арсениде галлия подвижность электронов больше, чем подвижность дырок, избыточные электроны рекомбинируют с дырками в слое, примыкающем к p -области, толщина которого определяется диффузионной длиной электронов и составляет несколько микрон. Если в $p-n$ -переходе хотя бы с одной стороны имеется вырожденный материал, то при повышении уровня инжекции достигается инверсная заселенность уровней, между которыми происходит рекомбинация с излучением фотона, энергия которого близка к ширине запрещенной зоны.

Условием возникновения инверсии относительно переходов с энергией фотона $\hbar\omega$ служит неравенство

$$F_n - F_p \geq \hbar\omega, \quad (1)$$

где F_n и F_p — квазиуровни Ферми для электронов и дырок в области, где происходит излучение. Для того чтобы получить генерацию когерентного света, необходимо не только индуцированное излучение, но и то, чтобы усиление, связанное с индуцированными переходами, было больше суммарных потерь.

Пороговое условие генерации в резонаторе типа Фабри — Перо имеет следующий вид:

$$\sqrt{R_1 R_2} \exp[(g - \kappa)L] = 1, \quad (2)$$

где R_1 и R_2 — коэффициенты отражения от граней резонатора, g — коэффициент усиления, κ — коэффициент поглощения, L — длина резонатора.

Основными потерями в полупроводниковых лазерах являются потери света, связанные с отражением от торцов резонатора, дифракционные потери, обусловленные малой толщиной активной области, и потери, связанные с поглощением излучения на свободных носителях и дефектах.

Из экспериментальных и теоретических исследований³⁶ следует, что излучательная рекомбинация происходит в результате электронных переходов с энергетических уровней, обусловленных донорными примесями (так называемые «хвосты» плотности состояний), на уровни акцепторной зоны. Коэффициент усиления света при наличии инверсной заселенности пропорционален следующему выражению ³⁸ *):

$$g(\omega) \sim \sum [f_c(E) - f_v(E - \hbar\omega)] \rho_c(E) \rho_v(E - \hbar\omega); \quad (3)$$

здесь $f_c(E)$ и $f_v(E)$ — функции распределения электронов, $\rho_c(E)$ и $\rho_v(E)$ — энергетические плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне соответственно. Суммирование производится по всем энергиям, совместимым с законом сохранения. Дырки из-за своей большой эффективной массы концентрируются в узкой энергетической полосе,

*) Выражение для коэффициента усиления с учетом эффекта насыщения было получено в работах ²⁴, ²⁵. Показано, что при большой интенсивности излучения коэффициент усиления изменяется обратно пропорционально интенсивности излучения.

поэтому положение квазиуровня Ферми для дырок можно считать неизменным, вследствие чего функцию $f_v(E)$ можно считать неизменной. Отсюда следует, что коэффициент усиления определяется плотностью энергетических уровней вблизи дна зоны проводимости и их заселенностью. Имеющиеся экспериментальные данные (вольт-амперные характеристики, сдвиг максимума спонтанного излучения с ростом тока, зависимость коэффициента усиления от частоты и т. д.) показывают, что плотность состояний вблизи дна зоны проводимости выражается как

$$\rho_c(E) \sim \exp\left(\frac{E}{E_0}\right), \quad (4)$$

где параметр E_0 зависит от концентрации донорных примесей.

Как следует из выражения (4), при увеличении значения E_0 функция плотности состояний нарастает медленнее, поэтому в интервале темпера-

тур, для которых $kT < E_0$, квазиуровень Ферми F_c будет медленно понижаться с ростом температуры, вследствие чего пороговая плотность тока также медленно растет с температурой. Эксперименты показывают, что параметр E_0 зависит от технологии процесса изготовления $p-n$ -перехода. Для диффузионных диодов значение $E_0 \approx kT$ при $T = 77^\circ \text{K}$, поэтому пороговая плотность у таких диодов возрастает (приблизительно как $T^{3/2} - T^3$) с увеличением температуры³⁷. Для диодов, изготовленных эпитаксиальным методом, значение E_0 значительно больше, чем для диффузионных³⁸, поэтому пороговая плотность тока растет медленнее с увеличением температуры. Пороговые плотности токов для эпитаксиальных диодов при комнатной температуре примерно в три раза ниже, чем у диффу-

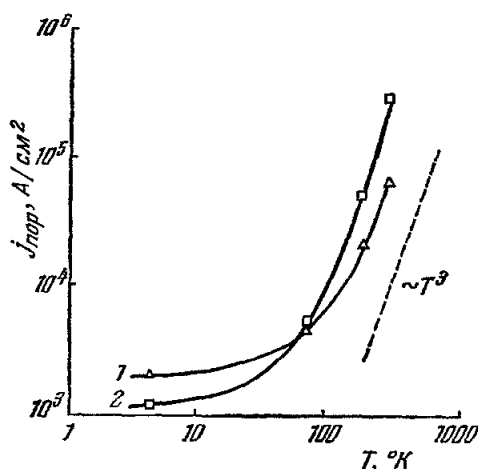


Рис. 1. Зависимость плотности порогового тока от температуры для различных типов инжекционных лазеров⁴⁰.

1 — диод, изготовленный методом жидкостной эпитаксии с тепловой обработкой; 2 — диффузионный лазер; $N_d = 5 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

зионных диодов; кроме того, для эпитаксиальных диодов пороговый ток не зависит от температуры в большем диапазоне, чем для диффузионных³⁹ (рис. 1). Слабая зависимость пороговой плотности тока для эпитаксиальных диодов позволяет надеяться, что будет осуществлен непрерывный режим генерации при комнатной температуре.

В работе⁴¹ сообщалось о непрерывном режиме генерации в полупроводниковом квантовом генераторе из арсенида галлия, работающем при температуре 200°K .

Известно⁴², что коэффициент усиления g линейно растет с увеличением плотности инжекционного тока j :

$$g = \beta j, \quad (5)$$

где β — коэффициент пропорциональности.

Из соотношений (2) и (5) следует, что $j_{\text{пор}}$ имеет вид

$$j_{\text{пор}} = \frac{\alpha}{\beta} + \frac{\ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right)}{2\beta L}. \quad (6)$$

Из этого выражения следует, что $j_{\text{пор}}$ обратно пропорционально $L^{4/3}$. В работе ⁴³ показано, что минимальное значение $j_{\text{пор}}$ близко к 300 а/см^2 для резонаторов типа Фабри — Перо при температуре 77° К . При этом на лучших образцах значения κ и β составляли:

$$\kappa = 10 \text{ см}^{-1}, \quad \beta = 3,2 \cdot 10^{-2} \text{ см} \cdot \text{а}^{-1}.$$

Мощность когерентного излучения ПКГ имеет вид ⁴³

$$P = \frac{\hbar \omega}{e U_0} \Theta w' (P_{\text{эл}} - U_0 I_{\text{пор}}), \quad (7)$$

где $P_{\text{эл}}$ — электрическая мощность, подведенная к $p-n$ -переходу, $\hbar \omega$ — энергия фотона, U_0 — внешнее напряжение на $p-n$ -переходе, Θ — квантовый выход излучения, w — доля излучения, выходящего через грани резонатора, $I_{\text{пор}}$ — пороговый ток, e — заряд электрона.

Коэффициент полезного действия ПКГ с учетом потерь электрической мощности на последовательных с $p-n$ -переходом сопротивлениях R_s выражается как

$$\eta = \frac{P}{P_{\text{эл}} + I^2 R_s}. \quad (8)$$

Исследования пороговых и мощностных характеристик ПКГ из арсенида галлия показывают, что преобразование электрической мощности в световую близко к единице и что основным источником потерь является поглощение (или рассеяние) в среде внутри резонатора. Наиболее высокое значение дифференциальной эффективности $dP/dP_{\text{эл}}$ было около 0,7.

Достигнуты значения эффективности $p-n$ -перехода $P/P_{\text{эл}}$ порядка 0,5; при этом к. п. д. лазера составлял около 25%. Показано, что максимальный к. п. д. лазера может составлять 50—60% для диодов с длиной резонатора около 300 мкм ⁴³.

III. ВРЕМЕННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНЖЕКЦИОННЫХ ПКГ

Вследствие высокой концентрации примесей в активной области полупроводникового лазера происходит искажение как зон электронных и дырочных энергетических состояний, так и примесных уровней. Тем не менее расчеты для идеализированных зон и примесей могут достаточно хорошо количественно описывать оптические переходы, имеющие место в ПКГ. На основе переходов «зона — зона» и «зона проводимости — мелкие акцепторные уровни» можно вычислить время жизни электронов для спонтанной излучательной рекомбинации ⁴⁴. Поскольку межзонный матричный элемент оператора импульса, входящий в выражение для времени жизни носителей, может быть определен из величины прямого оптического поглощения или из величины эффективной массы, можно прямо вычислить спонтанное время жизни электронов для оптических переходов между зоной проводимости и мелкими акцепторными уровнями, которое, согласно ⁴⁴, обратно пропорционально числу некомпенсированных дырок P_A :

$$\tau_{\text{сп}} = \frac{1}{0,43 \cdot 10^{-9} P_A (\text{сек}^{-1} \text{ см}^3)}, \quad (9)$$

где $\tau_{\text{сп}}$ — спонтанное время жизни электронов, P_A — концентрация цинка в активной зоне.

При работе ПКГ в лазерном режиме, когда имеет место инверсная заселенность, время излучательной рекомбинации выражается через

эффективное время жизни ⁴⁵

$$\frac{1}{\tau_{\text{эфф}}} = \frac{1}{\tau_{\text{сп}}} + \frac{1}{\tau_{\text{лаз}}}, \quad (10)$$

где $\tau_{\text{лаз}}$ — время жизни электронов при индуцированных переходах. Такое выражение для связи $\tau_{\text{эфф}}$ с $\tau_{\text{сп}}$ и $\tau_{\text{лаз}}$ означает, что спонтанные и индуцированные переходы статистически независимы друг от друга. Используя соотношение (10) для $\tau_{\text{сп}}$ и $\tau_{\text{лаз}}$ и учитывая соотношение между спонтанными и индуцированными переходами, значение $\tau_{\text{эфф}}$ можно выразить как

$$\tau_{\text{эфф}} = \frac{\tau_{\text{сп}}}{1 + (c^3/8\pi\hbar\omega^3) U(\omega)}, \quad (11)$$

где c — скорость света, ω — частота излучаемых фотонов, $U(\omega)$ — плотность излучения частоты ω . При увеличении уровня инжекции тока число излучаемых фотонов растет, значение $U(\omega)$ увеличивается и, как это следует из выражения (11), эффективное время жизни уменьшается.

Исходя из значения времени жизни электронов, следует ожидать, что время задержки светового сигнала лазера относительно начала тока инжекции будет порядка 10^{-9} сек и меньше. В работе ¹⁷ были проведены измерения времени задержки света относительно импульса возбуждающего тока в лазерах из арсенида галлия, работающих при температуре жидкого азота. Минимально измеренное время задержки составило 0,2 нсек, что определялось временным разрешением приемной аппаратуры. По характеру зависимости времени задержки от уровня тока инжекции определялось спонтанное время жизни носителей, которое составило ~ 2 нсек. Величина времени задержки зависела от значения спонтанного времени жизни и уменьшалась при увеличении тока инжекции как

$$\tau_g = \tau_{\text{сп}} \ln \left[\frac{I}{I - I_{\text{пор}}} \right], \quad (12)$$

где τ_g — время задержки между током и светом, $\tau_{\text{сп}}$ — спонтанное время жизни носителей, I — амплитуда импульса инжекции, $I_{\text{пор}}$ — пороговое значение тока.

В работе ⁴⁶ сообщалось об измерении времени жизни носителей при индуцированном излучении, которое определялось по изменению фронта нарастания светового импульса относительно фронта токового импульса. Время рекомбинации носителей составляло $1,5 \cdot 10^{-10}$ сек и уменьшалось до $5 \cdot 10^{-11}$ сек при увеличении плотности тока. Следует отметить, что значение времени $\tau_{\text{сп}}$, приведенное авторами, составляло доли наносекунды, что было связано с высокой концентрацией легирующих примесей цинка ($\sim 10^{19}$ см⁻³).

В работах ^{18, 47} была предложена методика исследования временных характеристик ПКГ с помощью прибора, использующего электронно-оптический преобразователь с временной разверткой (временное разрешение прибора $3 \cdot 10^{-11}$ сек) ⁴⁷. Время задержки света определялось по запаздыванию свечения диода относительно метки времени, создаваемой передним фронтом импульса напряжения, которое снималось с сопротивления, включенного последовательно с диодом, и подавалось на отклоняющие пластины ЭОП калиброванным кабелем. Такой метод измерения позволял непосредственно определять время задержки света относительно токового импульса, и его точность ограничивалась в основном временным разрешением прибора. Исследовались типичные лазерные диоды из арсенида галлия, изготовленные диффузионным методом и работающие при температуре жидкого азота. Время задержки измерялось для двух различных режимов возбуждения диода — при непосредственной подаче

импульса тока на невозбужденный диод и при подаче импульса тока на диод, предварительно возбужденный импульсом тока от вспомогательного генератора с целью исключения времени, необходимого для достижения лазерного режима. В первом случае время задержки было больше, чем во втором, и разница между этими временами прямо пропорционально зависела от площади $p-n$ -перехода диода s ⁴⁸. Зависимость величины времени задержки света от уровня тока инжекции и площади $p-n$ -перехода представлена на рис. 2. (Пунктирные кривые относятся к режиму непосредственного возбуждения диода.) Как следует из рисунка, максимальное отличие значения времени задержки τ_g в режиме непосредственного возбуждения от значения τ_g в режиме предварительного возбуждения при одном и том же превышении порога имеет место у диодов с наибольшей площадью (кривые 1 и 1'), а минимальное отличие — у диодов с наименьшей площадью (кривые 4 и 4'). Эксперименты показали, что инерционность лазерных диодов зависит от величины площади $p-n$ -перехода, режима возбуждения лазера и уровня тока инжекции. Минимально измеренное время задержки составляло $\sim 6 \cdot 10^{-11}$ сек при токе, в 17 раз превышающем пороговый.

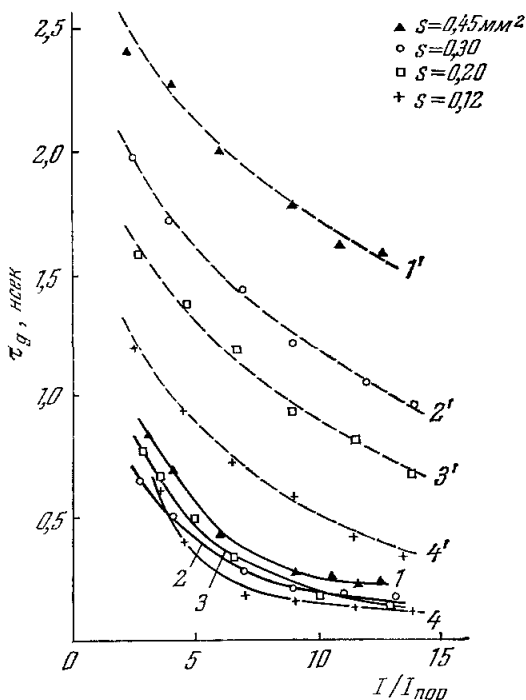


Рис. 2. Зависимость величины времени задержки света от превышения тока инжекции над пороговым током.

Пунктирные кривые относятся к режиму непосредственного возбуждения диода; кривые 1—4 и 1'—4' сняты для диодов с площадью $p-n$ -перехода 0,45; 0,30; 0,20 и 0,12 мм^2 соответственно.

В работе⁴⁹ сообщались результаты измерения задержки между токовым импульсом и светом по методу, использованному в¹⁷. Однако полученный характер зависимости времени задержки между током и светом отличался от указанного в¹⁷. Время задержки вблизи порога генерации было около 3 нсек.

В работе⁵⁰ определялась инерционность ПКГ методом прямой амплитудной модуляции тока. Однако на основании приведенных результатов трудно судить о количественной зависимости инерционности лазерных диодов от тока инжекции.

Задержка между светом и током, составляющая примерно 150 нсек, наблюдалась в ПКГ, работающих при комнатной температуре⁵¹. Эта задержка связана с наличием медленных ловушек в диоде.

IV. ИССЛЕДОВАНИЕ ДИНАМИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В ИНЖЕКЦИОННЫХ ПКГ

Несмотря на большое количество теоретических и экспериментальных работ, посвященных исследованию динамики излучения лазеров, до сих пор нет единой теории, описывающей динамические процессы в лазерах. Это, по-видимому, является следствием сложности задачи, связанной

с решением уравнений в частных производных с сильной временной и пространственной нелинейностью; решение этой задачи даже в одномодовом или двухмодовом представлении весьма сложно. Тем не менее аналогии с простыми колебательными задачами позволяют качественно и достаточно хорошо количественно описать происходящие в лазерах процессы.

Большой интерес представляет исследование динамики излучения ПКГ с неоднородным возбуждением по площади $p-n$ -перехода *). В подобных диодах средний коэффициент усиления, связанный с прохождением света через обе части лазера, может иметь максимум в зависимости от мощности проходящего излучения. Это является следствием того, что линию излучения или поглощения в полупроводниках можно считать однородно уширенной, причем коэффициент усиления полностью определяется положением уровня Ферми в зоне проводимости.

Теоретический анализ динамических процессов в ПКГ с неоднородным возбуждением был проведен с помощью скоростных уравнений в работах ^{19, 54}. Использование скоростных уравнений оправдано, поскольку времена электрон-электронных соударений составляют величину порядка 10^{-13} сек и, следовательно, до времен 10^{-12} — 10^{-13} линию излучения можно считать однородно уширенной ²⁶. Скоростные уравнения для ПКГ с неоднородной плотностью инжекции имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \dot{S} &= \left[V_1 (g_1 + \gamma g_2) - \frac{1}{\tau_p} \right] S, \\ \dot{n}_1 &= \frac{j_1}{d} - \frac{n_1}{\tau} - S g_1, \\ \dot{n}_2 &= \frac{j_2}{d} - \frac{n_2}{\tau} - S g_2; \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

здесь S — плотность фотонов в резонаторе, τ_p — характеризует потери в резонаторе, g_1 и g_2 — коэффициенты усиления в частях 1 и 2 соответственно, V_1 — относительный объем части 1 (объем части 1, отнесенный к полному объему, занятому полем), $\gamma = V_1/V_2$, переменные n_1 и n_2 обозначают плотности электронов, j_1 и j_2 — плотности токов инжекции, d — диффузионная длина, τ — время рекомбинации носителей.

Если принять, что плотность состояний в зоне проводимости меняется как $\rho = \rho_0 \exp(E/E_0)$, а в валентной зоне есть узкий примесный уровень, который можно описать δ -функцией, то коэффициент усиления в полупроводнике имеет вид ³⁶

$$g_i = A \rho_0 \exp\left(\frac{E}{E_0}\right) \left[\frac{1}{1 + \exp[(E - F_i)/kT]} - \frac{1}{2} \right] \quad (i = 1, 2), \quad (14)$$

где A — константа, зависящая от температуры, F_i — уровень Ферми электронов в зоне проводимости, E — частота усиливаемого света. Число электронов связано с уровнем Ферми соотношением

$$n_i = B \rho_0 \exp\left(\frac{F_i}{E_0}\right), \quad (15)$$

где константа B также зависит от температуры, E_0 — параметр легирования.

*) Конструкция полупроводникового лазера с неоднородным [возбуждением по площади $p-n$ -перехода была описана в работах ^{52, 53}. Лазер представляет собой двойной диод, обе части которого электрически изолированы друг от друга и объединены общим резонатором.

Для диффузионных диодов на GaAs при температуре жидкого азота $E_0 \approx kT$ и превышение уровня Ферми электронов над частотой генерации $\sim kT$. Вследствие этого в достаточно широкой области неоднородности возбуждения коэффициент усиления (14) можно представить в виде

$$g_1 \approx A\rho_0 \frac{F_1 - E}{4kT} \exp\left(\frac{E}{E_0}\right). \quad (16)$$

Учитывая, что частота генерации определяется положением максимума суммарного коэффициента усиления $g_1 + \gamma g_2$, можно получить, что в максимуме коэффициента усиления

$$\frac{F_1 - E}{kT} + \gamma \frac{F_2 - E}{kT} = \frac{1 + \gamma}{\alpha}, \quad \alpha = \frac{kT}{E_0}. \quad (17)$$

Для определения стационарных состояний необходимо знать частоту генерации: из (13) и (17) легко получить, что

$$E = E_0 \ln\left(\frac{4\alpha}{A\rho_0 V_1 \tau_p (1 + \gamma)}\right). \quad (18)$$

Следует отметить, что в приближении (16) на кривой усиления имеется лишь один максимум и, следовательно, частота генерации единственна. С помощью (17) можно найти условия самовозбуждения диода с двумя электрически изолированными частями. При $S = 0$

$$F_1 = E_0 \ln\left(\frac{j_1 \tau}{B d \rho_0}\right), \quad F_2 = E_0 \ln\left(\frac{j_2 \tau}{B d \rho_0}\right). \quad (19)$$

Подставляя эти выражения в первые уравнения системы (13) и учитывая, что коэффициент усиления максимален на частоте

$$E = \frac{F_1}{1 + \gamma} + \frac{\gamma}{1 + \gamma} F_2 - E_0,$$

получим, что число фотонов в резонаторе будет нарастать, если выполнено условие

$$j_1^{\frac{1}{1+\gamma}} j_2^{\frac{\gamma}{1+\gamma}} > \frac{4B d \alpha e}{V_1 \tau_p A \tau (1 + \gamma)}, \quad (20)$$

где e — основание натурального логарифма

При выполнении условия самовозбуждения (20) происходит усиление фотонов в резонаторе и амплитуда излучения растет. Уровень Ферми в усиливающей части диода понижается, а в поглощающей растет, при этом суммарный коэффициент усиления может возрасть с увеличением поля. Это произойдет, если скорость уменьшения коэффициента поглощения одной части будет больше скорости уменьшения коэффициента усиления другой части при росте поля. В этом случае можно возбудить колебания в резонаторе, даже если условия самовозбуждения вначале не были выполнены. При введении извне определенного числа фотонов суммарный коэффициент усиления может настолько увеличиться, что усиление станет больше потерь и возникнет стационарный режим генерации. Таким образом, возможен жесткий режим возникновения генерации — бистабильный режим, так как при заданных значениях токов существуют два устойчивых стационарных состояния.

Условие роста коэффициента усиления с ростом поля

$$\frac{d}{dS} \Big|_{S=0} (g_1 + \gamma g_2) > 0$$

можно получить в явном виде, если использовать два последних уравнения системы (13). Воспользовавшись правилами дифференцирования

неявных функций, получим, что

$$\left. \frac{dg_i}{dS} \right|_{S=0} = - \frac{A\tau}{4B\alpha V_1 \tau_p (1+\gamma)} \frac{\ln I_i}{I_i} \quad (i=1, 2),$$

где

$$I_i = \frac{j_1}{j_0}, \quad j_0 = \frac{4B d\alpha}{AV_1 \tau_p \tau (1+\gamma)} = \frac{j_0 \text{ пор}}{e}.$$

Следовательно, условие роста коэффициента усиления с ростом поля имеет вид

$$\frac{\ln I_1}{I_1} + \gamma \frac{\ln I_2}{I_2} < 0. \quad (24)$$

Из уравнений для плотности электронов системы (13) видно, что на частоте E , определяемой (20), будет усиление лишь в случае, если $j_i > j_0$. Если же $j_i < j_0$, то на этой частоте $(F_i - E)/kT < 0$ и эта часть поглощает; следовательно, условие (24) требует, чтобы одна из частей диода была поглощающей.

Зависимость суммарного коэффициента усиления r , отнесенного к потерям, от числа фотонов $\Phi = A\tau S/4B\alpha$ для диода с $\gamma = 1$ представлена на рис. 3. Здесь для кривых без штриха инжектируемый ток $I_2 = 0,074 I_{\text{пор}}$; а для кривых со штрихом $I_2 = 0,26 I_{\text{пор}}$; ток I_1 является параметром кривых: для кривых 1 и 1' превышение тока над порогом составляло 10%, для 2 и 2' начальное усиление было равно потерям и для кривых 3 и 3' начальное усиление было на 10% меньше потерь. Из рисунка следует, что если $r < 1$ (кривые 3 и 3') и если условие (21) несправедливо, то стационарных состояний нет (кривая 3'). Если условие (21) выполнено (кривая 3), то существуют три стационарных состояния при $\Phi = 0$, Φ_1 , Φ_3 . Состояние с $\Phi = 0$ устойчиво по отношению к бесконечно малым возмущениям, но если ввести извне в резонатор определенное число фотонов, то будет возможен режим генерации, т. е.

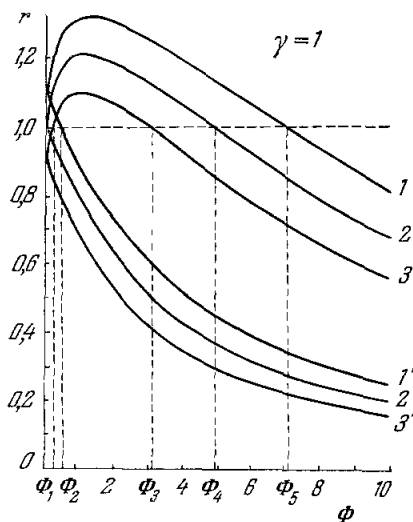


Рис. 3. Эффект насыщения в полупроводниковом лазере с неоднородным возбуждением.

По оси абсцисс отложена величина, пропорциональная плотности фотонов в резонаторе, по оси ординат — отношение суммарного коэффициента усиления к уровню потерь.

усиление станет больше потерь. Состояние Φ_1 всегда неустойчиво, поскольку здесь коэффициент усиления растет с увеличением поля. Поэтому диод придет в состояние Φ_3 . Если начальное усиление равно потерям ($r=1$) и если условие (21) не выполняется, то стационарные состояния отсутствуют (генерация не возникает). При выполнении условия (21) стационарному состоянию соответствует точка Φ_4 . Из состояния $\Phi = 0$ в состояние Φ_4 диод переходит под влиянием бесконечно малых возбуждений.

Если начальное усиление больше потерь (кривые 1 и 1'), существует лишь единственное стационарное состояние: Φ_2 , если условие (21) не выполняется, и Φ_5 , если (21) справедливо. Вопрос об устойчивости точек Φ_2 , Φ_3 , Φ_4 , Φ_5 требует специального исследования, проведенного в работе¹⁹. Там было показано, что при определенных условиях стационарные состояния такого типа могут быть неустойчивыми и возникают пульсации интенсивности излучения.

Исследование устойчивости стационарного решения приводит к соотношениям вида

$$g_1 \frac{\partial g_1}{\partial n_1} \tau_1 + \gamma g_2 \frac{\partial g_2}{\partial n_2} \tau_2 = - \frac{d(g_1 + \gamma g_2)}{d\Phi} > 0, \quad (22)$$

$$\frac{\tau_1 + \tau_2}{\tau_1^2 \tau_2^2} + G\Phi \left[g_1 \frac{\partial g_1}{\partial n_1} \frac{1}{\tau_1} + g_2 \gamma \frac{\partial g_2}{\partial n_2} \frac{1}{\tau_2} \right] > 0; \quad (23)$$

здесь $\tau_i = 1 + \frac{\partial g_i}{\partial n_i} \Phi$, $G = \tau/\tau_p$. Из этих двух условий только одно приводит к появлению автоколебательного режима. Действительно, выражение (22) с точностью до знака совпадает с производной суммарного коэффициента усиления по числу фотонов, и, если оно отрицательно, это означает лишь тривиальную неустойчивость первого стационарного состояния в жестком режиме возбуждения, т. е. неустойчивость точки типа Φ_1 , в которой усиление возрастает с ростом числа фотонов. Из точки Φ_1 система переходит в другое стационарное состояние (точка Φ_3), в котором усиление падает с ростом поля. В точке Φ_3 условие (22) всегда выполняется. Нарушение условия (23) означает, что в системе возникают колебания интенсивности излучения, так как малые отклонения от положения равновесия будут нарастать и в системе устанавливаются незатухающие пульсации интенсивности излучения. Поскольку в стационарном состоянии

$$g_1 + \gamma g_2 = \frac{1}{V_1 \tau_p} > 0,$$

то для выполнения условия неустойчивости требуется, чтобы либо коэффициент усиления в первой части диода был отрицательным ($g_1 < 0$), или в свою очередь $g_2 < 0$ ($\partial g_i / \partial n_i > 0$), т. е. для осуществления пиккового режима одна из частей диода должна поглощать, а другая — усиливать излучение. В работе¹⁹ было найдено приближенное решение уравнений (13), соответствующее точкам типа Φ_3 :

$$\left. \begin{aligned} \frac{F_1 - E}{kT} &= \frac{1 + \gamma}{\alpha} \frac{j_1 - j_0}{j_1 - j_0 + \gamma(j_2 - j_0)}, \\ \frac{F_2 - E}{kT} &= \frac{1 + \gamma}{\alpha} \frac{j_2 - j_0}{j_1 - j_0 + \gamma(j_2 - j_0)}, \\ S &= \frac{V_1 \tau_p}{d} [j_1 - j_0 + \gamma(j_2 - j_0) - j_0(1 + \gamma)]. \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Из (24) видно, что при плотности тока инжекции в одну из частей, равной j_0 , эта часть полупроводника просветляется. Область существования решения (24) изображена на рис. 4. Решение (24) существует лишь в области, лежащей выше пороговой прямой $S'S''$ (наклон $S'S''$ равен γ), и на самой прямой число генерирующих фотонов равно нулю. В области I, ограниченной прямыми $j_1/j_0 = 1$ и $S'S''$, часть 1 поглощает, а часть 2 усиливает излучение; в области II, ограниченной прямыми $j_2/j_0 = 1$ и $S'S''$, часть 1 усиливает, а часть 2 поглощает излучение; в области III обе части диода работают в режиме усиления.

Приближенное условие неустойчивости, полученное в¹⁹, имеет вид

$$j_1 - j_0 < K_1(j_2 - j_0), \quad (25)$$

где

$$K_1 = -\frac{1}{2} [2\gamma + (1 + \gamma)^2 - (1 + \gamma)\sqrt{4\gamma + (1 + \gamma)^2}].$$

Условие неустойчивости (25) определяет на рис. 4 прямую $P'P''$, проходящую через точку (1, 1). Для точек, лежащих в области, ограниченной

прямыми $P'P''$ и $S'S''$, существующее стационарное решение неустойчиво (область А). Область В — область пикового режима, построенная экспериментально. Если соотношение токов таково, что точка $(j_1/j_0, j_2/j_0)$ лежит внутри области неустойчивости, то лазер будет работать в режиме пульсаций интенсивности излучения. Ситуация здесь во многом аналогична случаю твердотельных лазеров с насыщающимися поглотителями, но если в твердотельных лазерах для нелинейного поглотителя необходимо брать другое, легконасыщающееся вещество, то в ПКГ роль

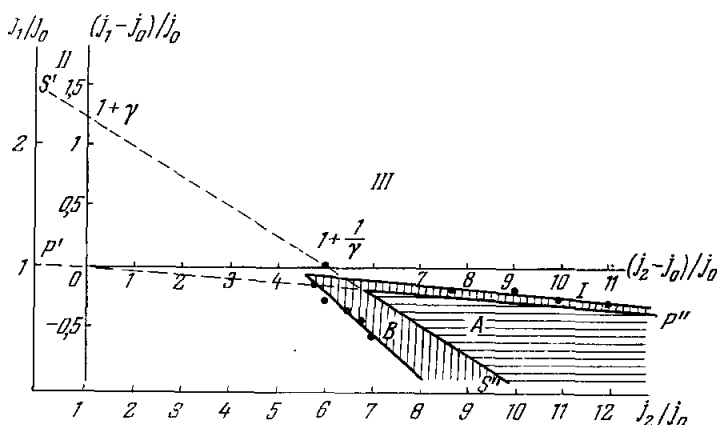


Рис. 4. Области работы полупроводникового лазера с неоднородным возбуждением в режиме пульсаций излучения. Область А построена теоретически, область В — экспериментально.

нелинейного поглотителя играет поглощающаяся часть, выполненная из того же материала, что и усиливающая. Динамика пульсаций ПКГ с неоднородным возбуждением в случае неустойчивости стационарного состояния во многом аналогична динамике излучения периодических импульсов в твердотельных лазерах с нелинейным поглотителем.

V. ИССЛЕДОВАНИЕ ПИКОВОГО РЕЖИМА РАБОТЫ ПКГ

При исследовании временной зависимости интенсивности излучения полупроводниковых лазеров с помощью скоростного фоторегистратора было установлено, что при некотором уровне тока инжекции интенсивность излучения обычного инжекционного лазера на арсениде галлия меняется во времени. Было показано, что импульс излучения длительностью 10^{-6} — 10^{-8} сек состоит из коротких световых импульсов, имеющих длительность 10^{-9} — 10^{-10} сек и хаотически распределенных во времени ^{11, 12}. Результаты исследования работы диффузионных ПКГ при помощи фотоэлектронного регистратора с временным разрешением 20 псек приведены в работе ¹¹. Установлено, что при увеличении уровня инжекции период световых импульсов уменьшается. На некоторых диодах были зарегистрированы пики с периодом около 0,05 нсек при трехкратном превышении порогового тока. Наблюдалось излучение синхронных пиков отдельными светящимися областями активной области; кроме этого, у диодов с резко изолированными светящимися точками наблюдалось и несинхронное излучение с различными периодами пиков для разных точек. На основании теории, развитой для амплитудной автомодуляции излучения квантовых генераторов с оптической накачкой ^{22, 57} применительно к ПКГ, были проведены в одномодовом приближении оценки зависи-

мости периода и длительности пиков от мощности пика. Авторы считают, что для сопоставления расчетных и экспериментальных данных необходимо провести спектральные измерения, которые позволили бы судить о составе мод в излучении ПКГ в пиковом режиме *).

В работе ⁵⁸ исследовалась зависимость параметров пиков — частоты повторения и длительности — от амплитуды тока инжекции и от длины резонатора. Исследовались диоды с длинами резонаторов от 0,3 до 1,6 мм. В качестве приемника излучения ПКГ использовался электронно-оптический преобразователь с временной разверткой.

На рис. 5 представлена зависимость периода световых пиков от превышения тока инжекции над пороговым для диодов различной длины (экспериментальные зависимости представлены сплошными кривыми). Как следует из рисунка, зависимость среднего значения периода пульсаций от тока накачки наиболее сильно выражена для диодов большой длины ($L=1,6$ мм), а для диодов малой длины ($L=0,4$ мм) зависимость становится слабой. При увеличении тока накачки период и длительность пиков для диодов различной длины стремятся к некоторому пределу. Разброс значений периода и длительности пиков для диодов с большой и малой длиной резонатора составляет 0,1—0,5 и 0,05—0,2 нсек соответственно. Длительность пиков в большинстве случаев составляет 0,4—0,6 от величины периода и зависит от глубины модуляции излучения, которая увеличивается с ростом тока и может достигать примерно 80% при превышении уровня порогового возбуждения в 1,5—2 раза. Следует отметить, что пиковый режим работы имеет место уже при сравнительно небольшом (несколько процентов) превышении тока над пороговым, но глубина модуляции излучения при этом мала. Уменьшение периода и длительности световых пиков при возрастающем уровне тока инжекции видно на осциллограммах излучения диодов, снятых на фотопленку с экрана ЭОП (рис. 6, а, б).

На рис. 7 представлена зависимость периода пиков от длины резонатора при различных уровнях возбуждения. Как следует из рис. 7, эта зависимость проявляется наиболее сильно вблизи порога и становится слабой при превышении порога в 2—3 раза.

При изучении временной структуры пиков было установлено, что они в большинстве случаев представляют собой пуги еще более коротких световых импульсов, т. е. имеет место двойная модуляция лазерного излучения (рис. 6, в). Частота повторения сверхкоротких пиков составляла 10—16 Гц, а длительность их была на границе разрешения прибора и составляла примерно 0,3—0,5 от величины периода. Период

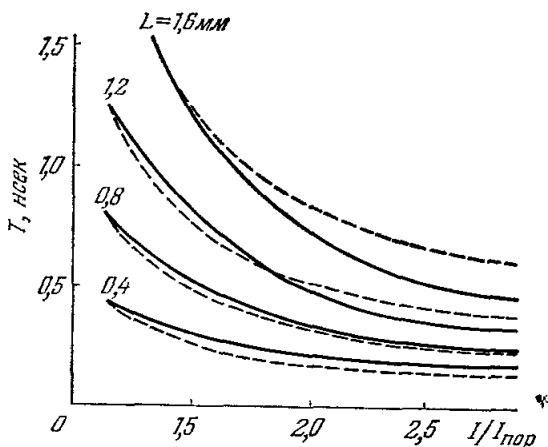


Рис. 5. Зависимость периода световых пиков T одинарного диода от превышения тока инжекции над пороговым значением тока $I/I_{\text{пор}}$ для диодов с различной длиной резонатора.

Экспериментальные зависимости представлены сплошными кривыми, теоретические — пунктирными.

*) Пиковый режим работы полупроводниковых лазеров наблюдался также при электронном и оптическом возбуждениях ⁵⁸, ⁵⁹.

сверхкоротких пиков в большинстве случаев практически не зависел от длины резонатора; глубина модуляции излучения сверхкоротких пиков почти не зависела от амплитуды тока инжекции.

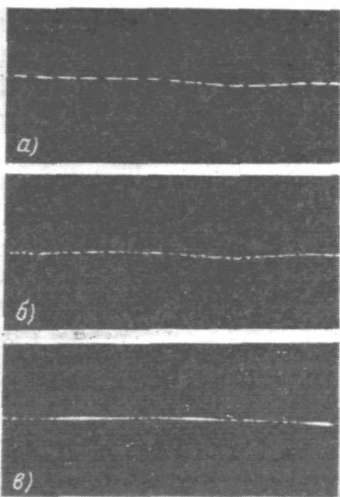


Рис. 6. Осциллограммы (а, б) световых пиков одинарных диодов, снятые с экрана электронно-оптического преобразователя при возрастающем уровне тока инжекции. Длительность развертки ~ 10 нсек. Осциллограмма в) иллюстрирует тонкую структуру световых пиков. Период основных пиков $\sim 1,8$ нсек, период сверхкоротких $\sim 0,1$ нсек; длительность развертки ~ 5 нсек.

период пиков $T \sim [(I/I_{\text{пор}}) - 1]^{-1/2}$, что достаточно хорошо совпадает с зависимостью, полученной экспериментально. Построенные на основе формулы (26) кривые представлены на рис. 5 пунктирными линиями. Считая, что время жизни фотона в резонаторе пропорционально длине резонатора ($\tau_p \sim L$), из выражения (26) (при $I/I_{\text{пор}} = \text{const}$) следует, что период пиков зависит от длины резонатора как $T \sim \sqrt{L}$. Это качественно подтверждает экспериментально наблюдаемое уменьшение периода пиков при уменьшении длины резонатора. Учет нелинейных потерь в резонаторе, приводящих к существованию незатухающих пульсаций с большой глубиной модуляции, приводит, по-видимому, к незначительному изменению зависимости периода T от уровня инжекции, поскольку наблю-

Спектральные исследования излучения полупроводниковых лазеров, работающих в пиковом режиме, показывают, что между спектром излучения и характером пиков имеется определенная связь. Режиму работы, при котором излучались достаточно регулярные пикки, соответствовал спектр с небольшим числом аксиальных мод (две-три), а широкому или многомодовому спектру соответствовали хаотические пикки.

В работе⁵⁸ на основе скоростных уравнений, развитых для ПКГ в одномодовом приближении, была определена зависимость периода пиков T от уровня тока инжекции I

$$T = \sqrt{\frac{\tau_p}{I/I_{\text{пор}} - 1}} M, \quad (26)$$

где τ — время рекомбинации носителей, τ_p — время жизни фотонов в резонаторе, $I/I_{\text{пор}}$ — превышение уровня тока над пороговым значением, M — некоторая величина, слабо зависящая от τ , τ_p и $I/I_{\text{пор}}$. Из формулы (26) следует, что при постоянной длине резонатора

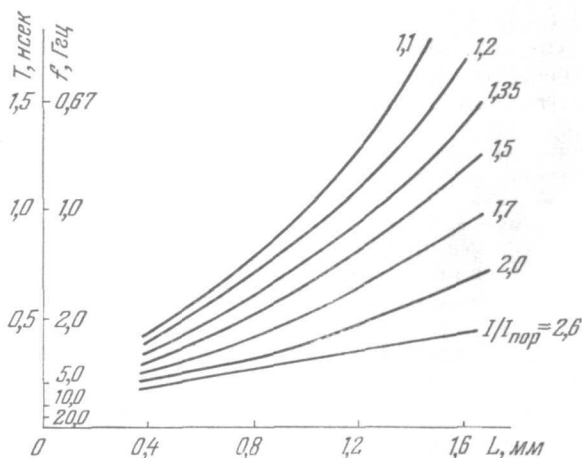


Рис. 7. Зависимость периода световых пиков одинарных диодов от длины резонатора. Ток накачки является параметром кривых.

даемая зависимость усредненного периода пиков от тока достаточно хорошо совпадает с построенной по формуле (26).

Исследования пикового режима обычного ПКГ подтверждают положения, высказанные в ^{12, 19}, о том, что основным механизмом, определяющим возникновение пиков, является нелинейное поглощение излучения вдоль активной области лазера. Действительно, при небольшом уровне инжекции, когда вследствие пространственной неоднородности возбуждения в диоде существуют поглощающие участки, хаотичность пиков меньше, чем при значительном уровне инжекции ($I/I_{\text{пор}} > 1,5$). Это может быть связано с тем, что с увеличением тока величина таких поглощающих участков уменьшается и возрастает роль взаимодействия различных типов колебаний.

Нелинейные потери в активной области ПКГ могут быть также обусловлены потерями за счет «расплывания» излучения в поперечном к оси генератора направлении ⁵⁹. Незатухающая автомодуляция излучения ПКГ с электронным возбуждением, обусловленная таким механизмом потерь, предсказана в работе ⁶⁰. Расчеты, проведенные в работе ⁶¹, показывают, что «расплывание» поля может объяснить пульсирующий режим излучения в инжекционных лазерах. Существование волновода в активной области диода накладывает некоторые определенные условия на возникновение незатухающих пиков. Показано, что для возникновения незатухающих пульсаций должно выполняться условие

$$\delta\epsilon'_m < \frac{\zeta^2}{4k^2}; \quad (27)$$

здесь $\delta\epsilon'_m$ — скачок диэлектрической проницаемости в активной зоне по сравнению с n -частью диода, ζ — константа, характеризующая полуприроду формы кривой диэлектрической проницаемости в активной области, $k = \omega_0/c$, ω_0 — частота генерируемого света. Физическая интерпретация этого условия связана с тем, что в режиме генерации пиков поле должно иметь возможность «растекаться» из активной области. Таким образом, в рамках рассмотренного механизма режим незатухающих пиков должен наблюдаться у диодов со слабым диэлектрическим волноводом. Для выяснения влияния таких нелинейных потерь излучения на возникновение световых пиков необходимо проведение экспериментальных исследований.

Для получения четких и регулярных пиков в работе ²⁰ были проведены экспериментальные исследования синхронизации собственных хаотических пиков, генерируемых обычным ПКГ, при помощи тока от высокочастотного генератора стандартных сигналов. Для этого на диод одновременно с импульсом тока инжекции подавался сигнал от высокочастотного генератора синусоидальных колебаний. Амплитуда тока высокой частоты составляла несколько процентов амплитуды тока инжекции. При подаче на диод, работающий в режиме нерегулярных пиков, высокочастотного тока, период колебаний которого был меньше расстояний между отдельными собственными пиками, удается осуществить захват пиков внешней силой. При изменении частоты генератора частота пиков изменялась, оставаясь в точности равной частоте внешнего генератора. Синхронизация пиков наблюдалась в диапазоне от 400 до 1000 Мгц. Область захвата зависела от амплитуды тока инжекции, смещалась при его увеличении в сторону больших частот и составляла несколько сот мегагерц. На рис. 8 представлены осциллограммы пиков, где верхняя осциллограмма соответствует режиму излучения диода при выключенном генераторе высокой частоты, а нижняя — работе диода при одновременной подаче на него высокочастотного тока и тока инжекции. Как видно из рисунка, в первом случае излучение диода имеет нерегулярный

пиковый характер, а во втором случае излучаются регулярные пички с частотой следования, равной частоте высокочастотного генератора.

В работе⁶² сообщалось, что при возбуждении инжекционного диода импульсом тока длительностью примерно 2 нсек излучался одиночный импульс света длительностью $\sim 0,2$ нсек.

При работе двух полупроводниковых лазеров, объединенных в общем резонаторе, была получена генерация регулярных световых импульсов с частотой повторения порядка нескольких гигагерц и длительностью импульса в доли наносекунды¹². В этом случае частота и длительность световых импульсов были практически неизменными в течение всего импульса тока инжекции длительностью 10 мксек, а глубина модуляции была близка к 100%.

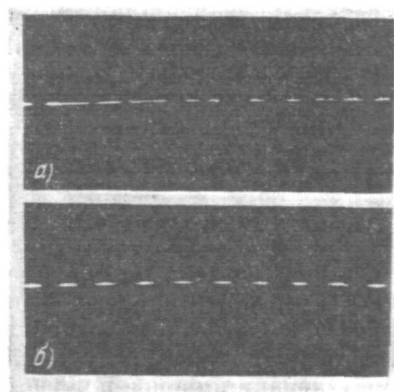


Рис. 8. Режим синхронизации собственных нерегулярных пичков обычного диода высокочастотным током.

а) Высокочастотный ток выключен; б) высокочастотный ток включен. В обоих случаях $I/I_{\text{пор}} = 1,4$. Частота высокочастотного тока 680 МГц. Отношение амплитуды высокочастотного тока к амплитуде тока инжекции $I_{\text{в.ч}}/I \approx 0,05$.

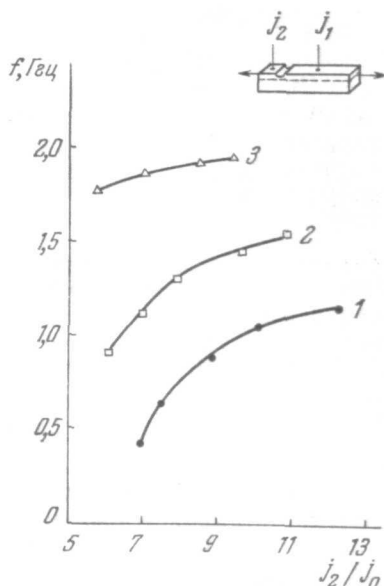


Рис. 9. Зависимость частоты повторения световых импульсов, излучаемых диодом с неоднородной плотностью инжекции, от тока инжекции.

j_0 — пороговая плотность тока при однородном возбуждении диода, j_2 — плотность тока инжекции в части 2; j_1 — плотность тока в части 1 — параметр кривых.

Заметим, что режим таких «регулярных» пичков наблюдался лишь при неоднородном возбуждении диода по площади $p-n$ -перехода, для чего в одну из частей диода инжектировался ток, плотность которого была в несколько раз больше плотности тока во второй части диода. Опыты показали, что частота и длительность световых импульсов зависят от уровня возбуждения обеих частей диода.

Дальнейшие исследования режима регулярных пульсаций светового излучения ПКГ с неоднородным возбуждением проведены в работе¹⁹. Благодаря наличию в общем резонаторе диода двух независимых частей можно было изменением токов накачки плавно менять усиление и потери света в резонаторе. Четкий пиковый режим излучения наблюдался в случае, когда плотность тока j_2 во 2-й части диода была больше пороговой плотности тока j_0 , соответствующей однородному возбуждению ПКГ, а плотность тока j_1 в 1-й части диода была меньше плотности j_0 . Отсюда следует, что часть 2 работала как усилитель, а часть 1 — как поглотитель света. Зависимость частоты повторения f пичков от отношения плотности тока j_2 к пороговой плотности j_0 представлена на рис. 9.

Здесь отношение плотностей токов j_1/j_0 является параметром кривых. Длительность пиков при режиме работы, соответствующем кривой 1, изменяется от 1 до 0,5 нсек при увеличении j_2/j_0 , а в режиме работы, соответствующем кривой 3, длительность пиков изменяется от 0,2 до 0,1 нсек. Период и длительность пиков также зависят от длины резонатора и с уменьшением длины резонатора сокращаются⁵⁸.

На рис. 10 представлены значения периода T и длительности τ регулярных пиков, излучаемых диодами с различной длиной резонатора при изменяющемся уровне инжекции. Здесь верхним кривым соответствуют значения токов,

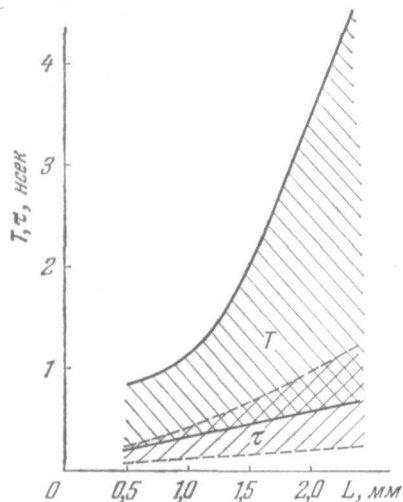


Рис. 10. Зависимость периода и длительности регулярных световых пиков от длины резонатора лазера при различных уровнях инжекции.

Верхним кривым T (сплошной и пунктирной) соответствуют значения токов, при которых возникает режим пульсаций, а нижним кривым τ — значения токов, выше которых наблюдается срыв регулярных пиков.

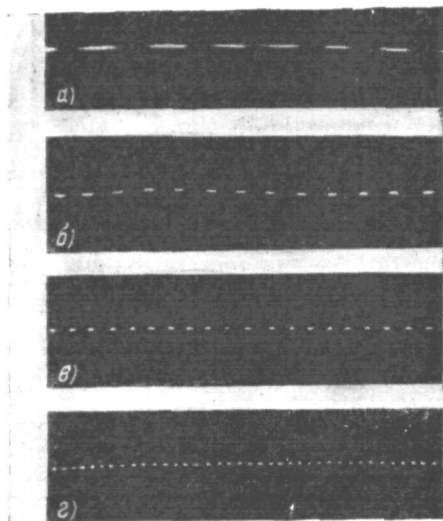


Рис. 11. Осциллограммы световых импульсов диода с неоднородным возбуждением.

Осциллограммам а) и б) соответствует излучение диода с длиной резонатора 1,5 мм. Осциллограммам в), г) — излучение диода с длиной резонатора 0,6 мм. Инжектируемый ток увеличивается от а) к б) и от в) к г) соответственно. Длительность развертки ~ 10 нсек.

при которых возникает пульсирующий режим, а нижним кривым — значения токов, выше которых наблюдается срыв регулярных пиков. Как следует из рисунка, диапазон изменения периода и длительности пиков в зависимости от тока максимален для диодов с наибольшей длиной резонатора, в то же время наиболее короткие пички наблюдаются у диодов с наименьшей длиной резонатора. Типичные осциллограммы световых импульсов для диодов с разной длиной резонатора при различных токах инжекции приведены на рис. 11.

Таким образом, используя диоды с различной длиной резонатора и изменяя уровень инжекции, можно получать регулярные импульсы света с частотой повторения от $3 \cdot 10^8$ до 10^{10} гц при длительности пиков $\sim 10^{-9} - 10^{-11}$ сек.

Приведенная на рис. 4 область B работы лазера в пиковом режиме построена для диода с соотношением частот $\gamma = 1/4$. Здесь нижней линии, ограничивающей область B со стороны меньших j_2 , соответствует режим возникновения регулярных пиков, а верхней линии, ограничивающей область B со стороны больших j_2 , соответствует срыв регулярных пиков.

Как следует из рис. 4, полученная из теории область существования режима регулярных пичков (область А) достаточно хорошо согласуется с экспериментальными данными.

Физические процессы работы ПКГ с неоднородным возбуждением в режиме регулярных световых импульсов аналогичны процессам, происходящим в рубиновом лазере с насыщающимся поглощающим фильтром. Роль нелинейного поглотителя играет поглощающая излучение часть диода. Некоторые соображения в пользу этой модели приведены также в работе ⁶³.

В работе ⁶⁴ проведена синхронизация импульсов излучения двойных диодов. Показано, что при подаче на одну из частей диода прямоугольных импульсов тока, а на другую — синусоидального тока, амплитуды которых были приблизительно одинаковыми, устанавливался режим излучения пичков, частота которых совпадала с частотой переменного тока и составляла 500 Мгц.

VI. ХАРАКТЕРИСТИКИ РАБОТЫ ПКГ ПРИ НЕОДНОРОДНОМ ВОЗБУЖДЕНИИ

При неоднородном возбуждении двойных диодов (разные плотности токов в частях диода) одному и тому же уровню возбуждения может соответствовать два устойчивых оптических состояния (бистабильный режим) ^{9, 52}. Простейшим способом осуществления бистабильного режима является такой, когда ток инжектируется только в одну часть диода. Ток подбирается таким образом, что лазер находится около порога генерации; при этом вторая часть диода работает как поглотитель. В этом случае возможны два устойчивых состояния; первое состояние соответствует рекомбинационному излучению (условия самовозбуждения не выполнены), второе — когерентному. Оно возникает, если на любую часть

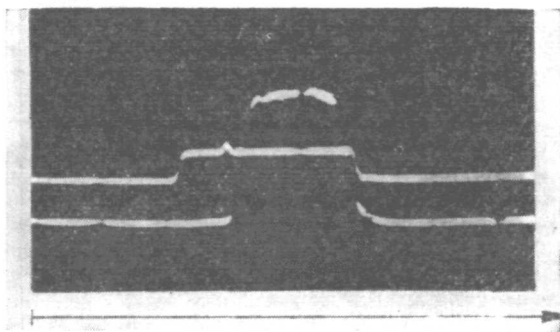


Рис. 12. Осциллограмма бистабильного режима работы лазера с неоднородным возбуждением. Верхний луч — токовый сигнал (виден малый включающий сигнал), нижний луч — световое излучение диодов во включенном состоянии.

диода подать дополнительный импульс тока (или света) малой длительности и такой интенсивности, что поглощение света в диоде насыщается; при этом диод перебрасывается во второе устойчивое состояние ⁹. Включение диода может производиться коротким отрицательным импульсом тока, подаваемым в одну из частей. В работе ⁶⁵ сообщалось, что при подаче запускающего импульса тока длительностью ~ 100 нсек диод, работающий при $T = 80^\circ \text{ К}$, перебрасывался во включенное состояние и продолжал работать в когерентном режиме после окончания запускающего импульса в течение 10 мсек; при этом амплитуда запускающего импульса составляла менее 1% величины тока инжекции. Интегральная по спектру мощность излучения при включении диода увеличивалась в десятки раз по отношению к мощности выключенного состояния (рис. 12). На некоторых образцах диодов в бистабильном режиме удавалось получать мощность когерентного излучения около 2 Вт с каждой излучающей

грани. Переключение диода осуществлялось излучением другого лазера. Минимальная мощность запускающего сигнала была примерно на два порядка меньше мощности излучения диода во включенном состоянии; при этом длина волны запускающего света была меньше или равна длине волны излучения двойного диода во включенном состоянии. Если на диод, находящийся во включенном состоянии, подавался более длинноволновый световой импульс, то диод перебрасывался в выключенное состояние. Эффективность гашения, т. е. отношение величины уменьшения мощности излучения бистабильного лазера к мощности выключающего сигнала, была при этом около 10%. Столь малый коэффициент гашения, по-видимому, объясняется тем, что длины волн гасящего и гасимого лазеров отличались незначительно ($2-3 \text{ \AA}$), что приводило к взаимному перекрытию линий и их усилению.

Особенностью двойного диода при неоднородном возбуждении является сильная зависимость порога генерации от величины нелинейных потерь в резонаторе. Как следует из условия (20), пороговая кривая, т. е. кривая, в точках которой выполнены условия самовозбуждения, для диода с $\gamma = 1$ выражается как

$$I_1 I_2 = \frac{1}{4} I_{\text{пор}}^2, \quad (28)$$

где I_1 , I_2 — токи в обеих частях диода, $I_{\text{пор}}$ — полный пороговый ток при однородном возбуждении диода. Экспериментальные пороговые характеристики (пунктирные кривые) и теоретическая кривая (сплошная линия) для ПКГ, состоящего из двух равных изолированных частей в общем резонаторе, приведены на рис. 13.

На рис. 14 пунктирными линиями приведены типичные экспериментальные ватт-амперные характеристики лазера, состоящего из двух одинаковых электрически изолированных частей, при различных режимах работы; параметром кривых является степень неоднородности плотности тока инжекции в частях диода. (Экспериментальная кривая 1 соответствует однородному возбуждению лазера.) При неоднородном возбуждении, когда плотность тока в одной части больше, чем в другой (кривые 2—5), крутизна ватт-амперной характеристики нелинейно зависит от тока и имеет максимальное значение вблизи порога генерации, а при увеличении тока инжекции она асимптотически приближается к крутизне характеристики, соответствующей однородному возбуждению. При дальнейшем увеличении неоднородности тока инжекции осуществляется так называемый жесткий режим, при котором когерентное излучение устанавливается скачком: кривые 3—5 на рис. 14. Крутизну ватт-амперной характеристики на пороговой кривой можно вычислить

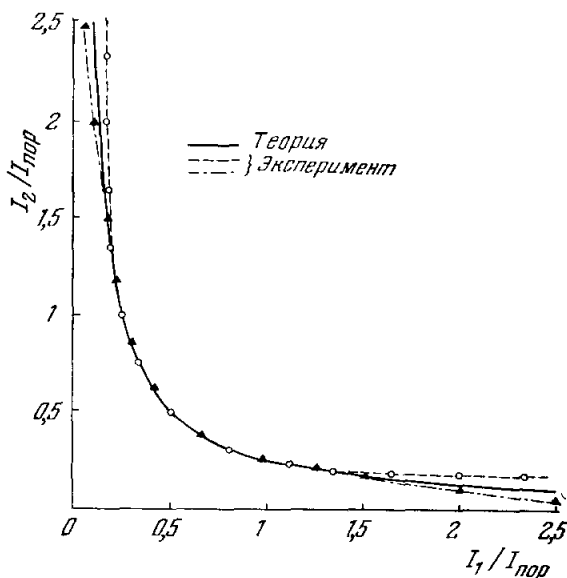


Рис. 13. Экспериментальные и теоретические пороговые характеристики лазеров с неоднородным возбуждением при $\gamma = 1$.

Пунктирными линиями представлены экспериментальные характеристики для двух различных диодов.

с помощью (13) и (16). Для малого значения числа фотонов в резонаторе $\Delta\Phi$ решение (13) с учетом (16) дает

$$\alpha \frac{F_1 - E}{kT} = \frac{I_1 \ln I_1}{I_1 + \Delta\Phi}, \quad \alpha \frac{F_2 - E}{kT} = \frac{I_2 \ln I_2}{I_2 + \Delta\Phi}.$$

Подставляя найденные значения в уравнение (17), получим, что

$$\frac{I_1 \ln I_1}{I_1 + \Delta\Phi} + \gamma \frac{I_2 \ln I_2}{I_2 + \Delta\Phi} = 1 + \gamma.$$

Если $I_2 = I_2^0 + \Delta I_2$ и $I_1 = I_1^0 + \Delta I_1$ и точка I_1^0, I_2^0 находится на пороговой кривой, т. е.

$$\ln I_1^0 + \gamma \ln I_2^0 = \gamma + 1,$$

то

$$\Delta\Phi = \left(\frac{\Delta I_1}{I_1^0} + \gamma \frac{\Delta I_2}{I_2^0} \right) \left(\frac{\ln I_1^0}{I_1^0} + \gamma \frac{\ln I_2^0}{I_2^0} \right)^{-1}. \quad (29)$$

Выражение (29) определяет крутизку ватт-амперной характеристики, т. е. величин $\left. \frac{\partial S}{\partial I_1} \right|_{S=0}$ и $\left. \frac{\partial S}{\partial I_2} \right|_{S=0}$ на пороговой кривой. По мере приближения к точке, в которой выражение

$$\frac{\ln I_1}{I_1} + \gamma \frac{\ln I_2}{I_2}$$

меняет знак, крутизна ватт-амперной характеристики возрастает. В точке $I_1^0 = 1,67 I_{\text{пор}}, I_2^0 = 0,15 I_{\text{пор}}$ (т. е. при превышении суммарного тока

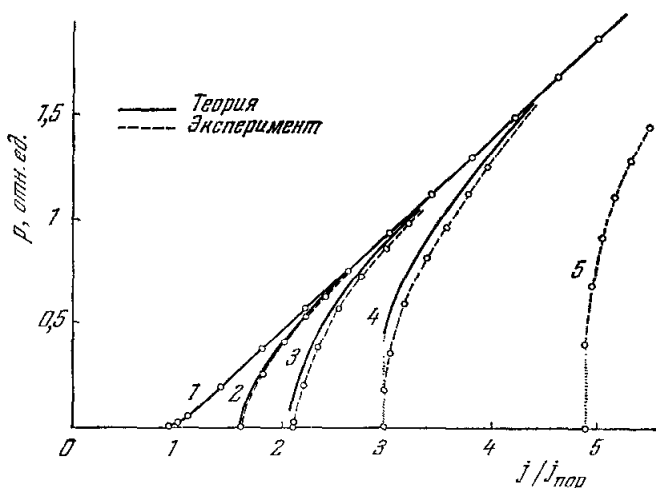


Рис. 14. Семейство ватт-амперных характеристик излучения диода при неоднородном возбуждении.

Кривая 1 снята при однородном возбуждении. Для кривых 2—5 степень неоднородности возбуждения увеличивается. Сплошные кривыми 2—4 представлены теоретически вычисленные характеристики.

над однородным в 1,82 раза) крутизна обращается в бесконечность, и устанавливается жесткий режим генерации. Экспериментально получено, что жесткий режим генерации осуществляется при суммарном токе инжекции, в два раза превышающем ток инжекции при однородном возбуждении.

На рис. 14 сплошными линиями построены теоретические ватт-амперные характеристики, которые, как это следует из рисунка, хорошо совпадают с экспериментальными данными.

При некоторых режимах возбуждения в диоде наблюдалось два устойчивых состояния выше порога генерации, отличающихся друг от друга длиной волны примерно на 10 \AA . При таком перебросе частоты когерентного излучения мощность его оставалась практически неизменной. Теоретические исследования условия появления двух равновесных состояний выше порога генерации и условия их устойчивости проведены в работе ⁶⁶. Следует отметить, что для некоторых диодов при однородном возбуждении дифференциальная крутизна ватт-амперной характеристики нелинейно зависит от тока: это может быть связано с тем, что в таких диодах из-за внутренних

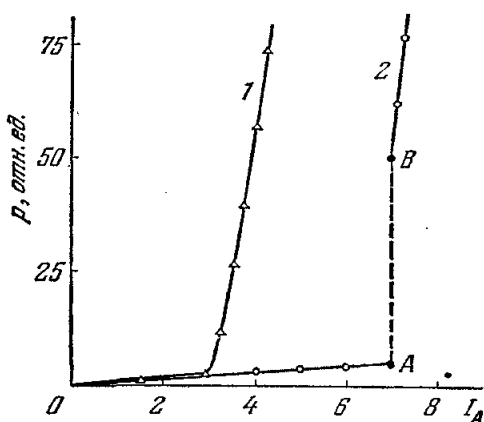


Рис. 15. Ватт-амперные характеристики ПКГ.

1 — для лазера с однородным возбуждением; 2 — для лазера с неоднородным возбуждением.

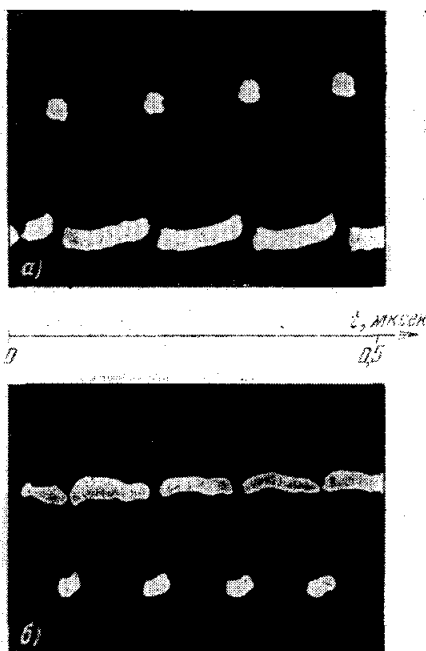


Рис. 16. Осциллограммы прямоугольных световых импульсов, генерируемых ПКГ в жестком режиме излучения при подаче на него малого запускающего синусоидального сигнала.

Для осциллограмм а) и б) $I_A < I_0$ соответственно.

неоднородностей существуют поглощающие области, которые просветляются с увеличением тока инжекции.

Если на диод, ватт-амперная характеристика которого имеет участок скачкообразного изменения крутизны AB и который находится в выключенном состоянии (рис. 15, точка A), подать напряжение от генератора синусоидальных сигналов, то лазер генерирует импульсы света прямоугольной формы с частотой следования, равной частоте задающего генератора; при этом излучение диода непрерывно перебрасывается из включенного состояния в выключенное и наоборот (типичная осциллограмма импульсов света представлена на рис. 16) ⁶⁷. При изменении амплитуды тока инжекции можно плавно менять длительность, а следовательно, и скважность световых импульсов примерно в 10 раз при фиксированной частоте. Передний и задний фронты световых импульсов практически не зависят от частоты задающего генератора в диапазоне частот от 100 кГц до 1 ГГц и определяются временем переброса диода, составляющим $\sim 10^{-10} \text{ сек}$.

В работе ³⁴ была предложена схема высокочастотного генератора импульсов света на основе лазерного диода, квантового усилителя света и фотосопротивления, включенного в электрическую цепь, параллельную диоду. В основе действия генератора лежит управление инжекционным током при помощи фотосопротивления, освещаемого излучением лазера.

В работе ⁶⁸ исследовалась работа генератора оптических и электрических колебаний с использованием системы, состоящей из лазера с неоднородным возбуждением и фотодиода.

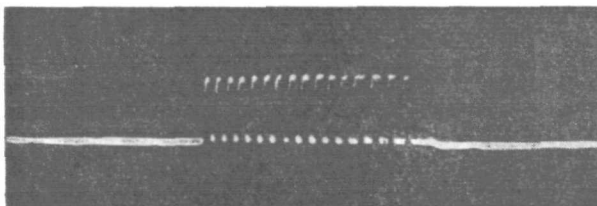


Рис. 17. Осциллограмма световых импульсов, излучаемых лазером в жестком режиме при оптико-электрической связи с фотодиодом. Длительность развертки ~ 20 мксек.

В одну часть диода подавался ток инжекции от импульсного генератора, а другая часть включалась в цепь фотодиода. После включения двойного диода фототок, возникающий в фотодиоде под действием излучения лазера, срывал излучение лазера. В результате срыва генерации фототок прекращался и лазер включался

снова. На рис. 17 представлена осциллограмма колебаний световых импульсов, снятая с экрана осциллографа. Одновременно с излучением лазера фиксировались электрические колебания фототока, период которых совпадал с периодом световых импульсов. Применяя фотодиоды с инерционностью в доли наносекунды, можно осуществить генератор оптико-электрических колебаний сантиметрового диапазона. Меняя инерционность цепи отрицательной обратной связи, можно плавно изменять частоту генератора в широком интервале частот.

При использовании положительной обратной связи с усилителем фототока был получен коэффициент усиления световой мощности в такой системе $\sim 10^5$ ⁶⁷.

VII. ВРЕМЕННАЯ СТРУКТУРА ИЗЛУЧЕНИЯ ПКГ С ВНЕШНИМ ЗЕРКАЛОМ

В работе ⁶⁵ исследовалась временная структура излучения инжекционного лазера, оптически связанного с внешним зеркалом. Излучение диода, отраженное от внешнего зеркала, фокусировалось при помощи оптической системы на активную область лазера. При коэффициенте отражения зеркала $\sim 98\%$ наблюдалось снижение порога генерации на 10—20%.

При небольшом превышении порога генерации диода наблюдался стационарный режим генерации, т. е. интенсивность излучения лазера не менялась во времени. При дальнейшем увеличении тока инжекции интенсивность излучения диода, связанного с внешним зеркалом, изменялась во времени и представляла собой последовательность световых импульсов, время нарастания которых было много больше времени срыва. Характер и форма световых импульсов зависели от уровня тока инжекции (рис. 18). Период и длительность световых импульсов сокращались с ростом накачки, при этом глубина модуляции излучения возрастала. Последующее увеличение тока приводило к появлению достаточно регулярных пиков с периодом, пропорциональным длине резонатора. Когда ток становился равным пороговому току, соответствующему работе диода

без внешнего зеркала, характер пиков изменялся — колебания становились хаотическими как по форме, так и по интенсивности. Возникновение световых импульсов может быть, по-видимому, объяснено на основе того, что в ПКГ стационарный режим генерации может быть неустойчив, т. е. излучение диода может носить пиковый характер^{12, 19}. Релаксационная форма световых импульсов может быть понята из простых соображений. При срыве генерации в диоде скорость распада поля определяется временем пролета фотона через общий резонатор, образованный гранями диода и внешним зеркалом, что приводит к короткому заднему фронту. Поскольку при небольшом превышении порога генерации коэффициент усиления на единицу длины общего резонатора весьма мал, то установление генерации происходит за время большого числа проходов, что определяет затянутый передний фронт световых импульсов.

При исследовании динамики излучения ПКГ с внешним зеркалом в работе¹⁰ впервые наблюдался эффект самосинхронизации типов

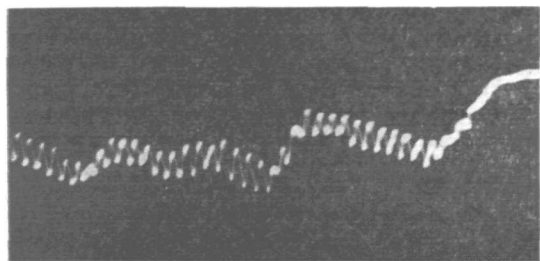


Рис. 19. Осциллограмма излучения диода с внешним зеркалом в режиме самосинхронизации аксиальных мод.

Длина общего резонатора 75 см. Длительность развертки ~ 200 нсек.

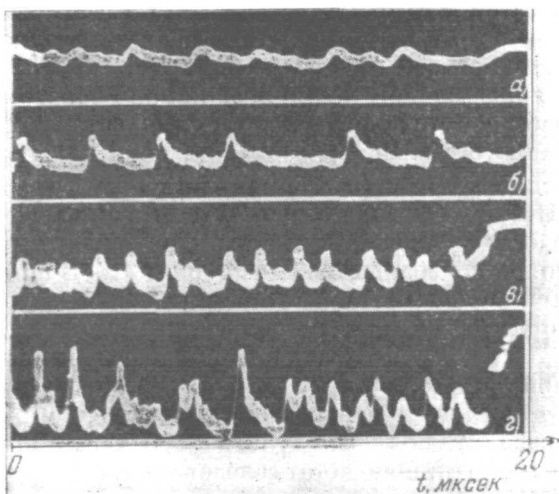


Рис. 18. Зависимость периода и длительности световых импульсов, излучаемых ПКГ с внешним зеркалом, от уровня тока инжекции.

Длина общего резонатора 35 см. $I_{\text{пор}} = 2,3$ а. Осциллограмма а) соответствует превышению порога генерации на 8%; б) на 10%; в) на 15%; г) на 20%. Длительность развертки ~ 800 нсек.

колебаний — «мод локинг» Этот эффект заключался в том, что благодаря нелинейности активной среды возникает ряд эквидистантных по частоте когерентных типов колебаний, и суммарное излучение за счет интерференции между ними представляет собой последовательность импульсов с периодом $2Ln_0/c$ и длительностью $2Ln_0/mc$, где L — длина общего резонатора, m — число самосинхронизованных мод, n_0 — показатель преломления среды.

Этот эффект хорошо известен

для газовых и твердотельных лазеров^{3, 69-71}. Полупроводниковый лазер, оптически связанный с внешним зеркалом, позволяет значительно увеличить число типов колебаний, которые могут существовать в общем резонаторе. Длина резонатора изменялась от 15 до 75 см. Поскольку известно, что помещение в резонатор нелинейного поглотителя увеличивает число самосинхронизованных мод, в исследованиях использовался двойной диод, причем

одна из его частей нелинейно поглощала излучение. На рис. 19 представлена осциллограмма излучения диода в режиме самосинхронизации мод. Здесь на фоне релаксационных колебаний с периодом 70 *нсек* видны колебания интенсивности с периодом 5 *нсек*, соответствующие расстоянию между соседними аксиальными модами (длина общего резонатора 75 *см*). Аналогичные результаты имеют место и для других длин общего резонатора. Во всех случаях период колебаний не зависит от превышения тока инжекции над порогом и с хорошей точностью совпадает с величиной $2L/c$. Спектральные измерения излучения диода, связанного с внешним зеркалом, показывают, что спектр излучения существенно уширен (полуширина 15 Å) по сравнению со спектром излучения ПКГ без внешнего зеркала. Широкий спектр указывает на то, что при работе с внешним зеркалом одновременно генерируется большое число типов колебаний общего резонатора. В ширине линии 15 Å укладывается примерно 10^3 таких типов колебаний, соответствующих длине резонатора 75 *см*, причем самосинхронизация даже небольшой части общего числа колебаний должна приводить к появлению периодических пульсаций излучения.

Осуществление режима самосинхронизации большинства мод в ПКГ позволит получить ультракороткие импульсы света с длительностью $\sim 10^{-12}$ *сек*, при частоте следования, изменяемой в пределах от 10^8 до 10^{11} *гц*.

VIII. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ОПТИЧЕСКИ СВЯЗАННЫХ ЛАЗЕРОВ

Исследования взаимодействия оптически связанных ПКГ позволили изучить ряд физических процессов, происходящих в инжекционных лазерах, и показали принципиальную возможность практического применения

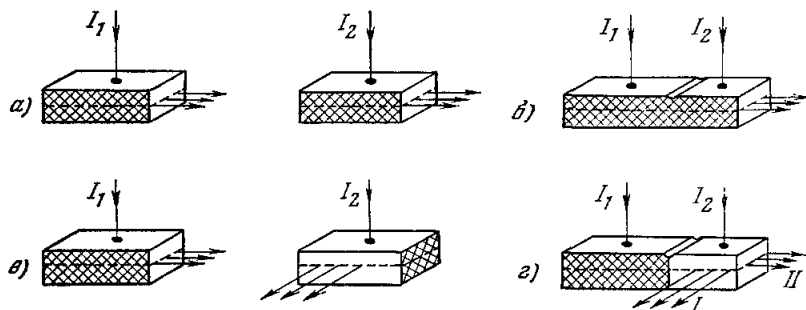


Рис. 20. Схемы различной компоновки оптически связанных лазеров: а) «продольная»; б) «продольная» в общем диоде; в) «поперечная»; г) «поперечная» в общем диоде.

ПКГ для создания на их основе оптических логических элементов. Оптическая связь между ПКГ исследовалась в двух вариантах:

- 1) «продольном» — когда направление излучения одного лазера совпадало с направлением излучения второго лазера ^{14, 72} (рис. 20, а, б);
- 2) «поперечном» — когда направления излучения лазеров были взаимно перпендикулярны ^{13, 15} (рис. 20, в, г).

В обоих случаях диоды, изготовленные в виде резонаторов Фабри — Перо, устанавливались таким образом, чтобы плоскости *p* — *n*-переходов совпадали.

В схеме с «продольным» расположением диодов исследовался эффект гашения излучения одного лазера при прохождении через него излучения другого лазера. При этом происходило гашение только коротковолнового излучения первого лазера (эффект спектрального гашения), а более

длинноволновое излучение второго лазера или длинноволновое излучение, соответствующее образовавшемуся двойному резонатору, оставалось и направление излучения не изменялось.

Кроме того, эффект спектрального гашения изучался также на двойных лазерных диодах ^{9, 18, 53, 73-75}. При подаче тока только в одну часть диода лазер излучал коротковолновую моду. Если при работе 1-й части диода подать ток во 2-ю часть, то коротковолновое излучение гаснет, а возникает более мощная длинноволновая мода.

Теоретический анализ работы схемы с «продольным» расположением диодов (рис. 20, а) проведен в работе ⁷⁶. Если считать, что через активную область гасимого лазера проходит более длинноволновое излучение гасящего лазера, то скоростные уравнения для полного числа фотонов в гасимом и гасящем типах колебаний и концентрации электронов имеют вид

$$\left. \begin{aligned} \dot{S}_1 &= \left[g(E_1) - \frac{1}{\tau_p} \right] S_1, \\ \dot{S}_2 &= \frac{S_{20}}{\tau_p} + \left[g(E_2) - \frac{1}{\tau_p} \right] S_2, \\ \dot{n} &= \frac{j}{d} - \frac{n}{\tau} - \frac{S_1}{V} g(E_1) - \frac{S_2}{V} g(E_2); \end{aligned} \right\} \quad (30)$$

здесь S_1 , $g(E_1)$, S_2 , $g(E_2)$ — поля (S) и коэффициенты усиления (g) на гасимой (E_1) и гасящей (E_2) частотах соответственно, n — концентрация электронов, j — плотность тока инжекции, d — диффузионная длина, τ — время рекомбинации электронов, V — объем резонатора гасимого диода, S_{20} — поле в резонаторе, задаваемое гасящим лазером, τ_p характеризует потери излучения в резонаторе (поглощение и рассеяние, диффракционные потери на отражение и т. п.). Стационарное решение системы уравнений (30) для полей S_1 и S_2 имеет вид

$$S_1 = V \frac{I - n}{\tau g(E_1)} - \beta_1 S_2, \quad S_2 = \frac{S_{20}}{1 - \beta_1}, \quad (31)$$

где

$$I = \frac{j\tau}{d}, \quad \beta_1 = \frac{g(E_2)}{g(E_1)}, \quad g(E_1) = \frac{1}{\tau_p}.$$

Как следует из (31), полное число фотонов в гасимом типе колебаний уменьшается с увеличением S_2 , т. е. эффект гашения линейен по мощности, причем уменьшение мощности гасимого лазера не зависит от уровня тока инжекции в нем, если мощность гасящего лазера постоянна. Эффективность гашения, т. е. отношение уменьшения мощности гасимого лазера к мощности гасящего излучения, определяется величиной мощности S_{20} , при которой генерация срывается, т. е. S_1 обращается в нуль, и равна $\beta_1/(1 - \beta_1)$. Величина β_1 приближенно может быть записана в виде

$$\beta_1 = \left(1 + \frac{\Delta E}{E_0} \right) \exp \left(- \frac{\Delta E}{E_0} \right) \approx 1 - \left(\frac{\Delta E}{E_0} \right)^2; \quad (32)$$

здесь $\Delta E = E_1 - E_2$.

Следовательно, эффективность гашения определяется соотношением коэффициентов усиления на гасящей и гасимой частотах. При большой разнице в частотах E_1 и E_2 коэффициент усиления на гасящей частоте мал по сравнению с $g(E_1)$, при этом эффективность гашения мала. При близких частотах E_1 и E_2 эффективность гашения увеличивается.

Анализ работы ПКГ с неоднородной плотностью инжекции был проведен в работах ^{76, 77} в приближении сильно разнесенных уровней

Ферми в частях диода, поскольку экспериментально эффект спектрального гашения наблюдался лишь при неоднородном возбуждении диода. Было показано, что уменьшение числа фотонов на гасимой частоте определяется полем на гасящей частоте. Эффективность гашения при сближении частот генерации растет и стремится к единице.

Поскольку направление излучения диода в режиме спектрального гашения не изменяется, а интегральная по спектру мощность излучения растет, подобная схема компоновки диодов мало пригодна для создания логического устройства, так как возникает необходимость в применении узкополосных интерференционных фильтров, пропускающих коротковолновое излучение и обрезающих длинноволновое.

В схеме с «поперечной» оптической связью наблюдалось уменьшение и срыв когерентного излучения первого лазера при прохождении через его активную среду излучения второго лазера (рис. 20, *е*). В этом случае удавалось достичь эффективности гашения порядка нескольких процентов⁷². Низкая эффективность гашения в приведенной схеме оптической связи объясняется большими потерями гасящего излучения вследствие трудностей точной юстировки излучающих областей взаимодействующих диодов, поскольку толщина активной области ПКГ составляет несколько микрон.

Для улучшения оптической связи между лазерами были изготовлены диоды, имевшие два взаимно перпендикулярных лазера в общей структуре диода^{15, 16, 76, 78} (рис. 20, *з*). Таким образом, обе части диода могли независимо генерировать когерентное излучение во взаимно перпендикулярных направлениях. При подаче тока I_2 диод начинает излучать в направлении I , так как большие потери в части 1 не позволяют диоду работать в направлении II . При одновременном пропускании токов I_1 и I_2 наблюдается уменьшение излучения лазера в направлении I и увеличение сигнала в направлении II . При дальнейшем увеличении тока I_1 излучение I гаснет. Спектральные измерения показывают, что наиболее эффективно гасятся коротковолновые моды излучения I при излучении II более длинноволновом. Это объясняется тем, что при более длинноволновом гасящем излучении II уровень Ферми в зоне проводимости активной области лазера 1 понижается; при этом инверсная заселенность уровней энергии, соответствующих меньшей длине волны, уменьшается эффективно. На рис. 21 представлены спектры излучения связанных лазеров 1 и 2. Здесь кривой 1 представлен спектр излучения лазера 2 в направлении I при токе $I_1 = 0$. Кривой 2 представлен спектр гасящего излучения в направлении II ; при этом излучение в направлении I гаснет (кривая 3). Для лазеров, у которых спектры излучения отличались примерно на 20 Å, удавалось получить эффективность гашения порядка 50—70%. Из теоретического рассмотрения схемы «поперечной» оптической связи двух ПКГ (рис. 20, *е*) следует, что эффективность гашения определяется выражением⁷⁶

$$\eta \sim \frac{\beta_1}{1 - \frac{\tau_2}{\tau_1} \beta_1}; \quad (33)$$

здесь τ_1 — время жизни фотона в резонаторе гасимого диода, τ_2 — время жизни фотона при его пролете между боковыми гранями того же диода. Из формулы (33) следует, что для более эффективного гашения необходимо, чтобы значения τ_1 и τ_2 мало отличались друг от друга, тогда вследствие регенеративного усиления внешнего излучения можно при $\beta_1 \approx 1$ малой мощностью погасить излучение диода.

Эффект гашения для двух взаимно перпендикулярных лазеров (рис. 20, *з*) достаточно хорошо описывается скоростными уравнениями

баланса инжектируемых в обе части диода носителей и баланса взаимодействующих полей⁷⁸. Стационарные решения системы для полей S_1 и S_2 имеют вид

$$S_1 = \frac{V}{\tau} \frac{I_1 - n_1}{g_1(E_1)}, \quad S_2 = \frac{V_2}{\tau} \frac{I_2 - n_2}{g_2(E_2)} - \frac{V_2}{V} \frac{g_2(E_1)}{g_2(E_2)} S_1, \quad (34)$$

где S_1 и S_2 — поля на гасящей и гасимых частотах, τ — время жизни носителей, $V = V_1 + V_2$, V_1 и V_2 — объемы частей 1 и 2 соответственно, j_1 и j_2 — плотности токов инжекции в частях 1 и 2, n_1 и n_2 — плотности

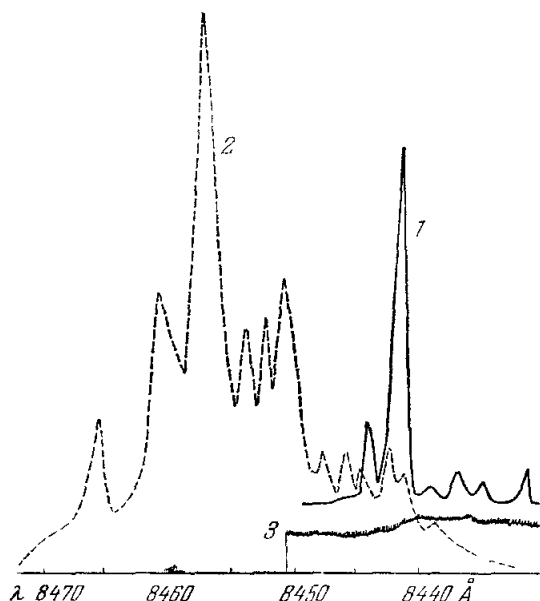


Рис. 21. Эффект интегрального и спектрального гашения излучения лазера 2 под действием излучения лазера 1.

Кривая 1 — спектр излучения лазера 2 при включенном лазере 1. Кривая 2 — спектр гасящего излучения лазера 1; кривая 3 — спектр «погашенного» лазера 2 (схема диода представлена на рис. 20, а).

электронов, $g_1(E)$ и $g_2(E)$ — коэффициенты усиления в частях диода. Коэффициент взят в виде (16). Предполагается, что $E_1 < E_2$, $I = j\tau/d$, где d — диффузионная длина. Как следует из выражения для S_2 , уменьшение числа фотонов в гасимом типе колебаний определяется числом фотонов в гасящем типе колебаний. Эффективность гашения равна

$$\eta = \frac{\gamma}{1+\gamma} \frac{\tau_2(1+\ln \tau_1/\tau_2)}{\tau_1} \quad (35)$$

При равенстве частот взаимодействующих полей ($\tau_1 = \tau_2$) эффективность гашения равна отношению объемов $V_2/(V_1 + V_2)$. Полученные в эксперименте значения эффективности гашения порядка 50—70% показывают, что в схеме взаимодействующих лазеров, объединенных в общем резонаторе, имеет место хорошая оптическая связь между лазерами.

Время взаимодействия двух оптически связанных лазеров определялось при помощи фотоэлектронного регистратора света с временным разрешением $\sim 3 \cdot 10^{-11}$ сек⁴⁷. Ось диода выставлялась параллельно

катоду ЭОП, на который проектировалось излучение лазера 2 и одновременно при помощи поворотного зеркала излучение лазера 1. Время взаимодействия определялось по запаздыванию момента срыва излучения лазера 2 относительно начала излучения гасящего лазера 1. При неизменной амплитуде тока I_1 время взаимодействия увеличивалось с ростом тока I_2 , а при неизменной амплитуде тока I_2 время взаимодействия уменьшалось при увеличении тока I_1 . Измеренное значение времени взаимодействия изменялось в пределах от $3 \cdot 10^{-10}$ до $5 \cdot 10^{-11}$ сек. Наименьшее полученное значение времени взаимодействия определялось разрешением регистрирующей аппаратуры.

В работе ⁷⁸ сообщается о результатах измерения времени взаимодействия двух взаимно перпендикулярных лазеров. Измеренное время составляло $\sim 0,4$ нсек, что определялось предельным временным разрешением регистрирующей аппаратуры.

IX. ОСНОВНЫЕ ЛОГИЧЕСКИЕ ЭЛЕМЕНТЫ НА ИНЖЕКЦИОННЫХ ПКГ

Уже в ранних работах отмечалось, что вследствие большого коэффициента усиления в полупроводниках, достигающего нескольких тысяч обратных сантиметров, можно создавать квантовые генераторы с размерами, близкими к длине волны излучения. Время установления колебаний в таких резонаторах должно быть порядка 10^{-12} — 10^{-13} сек, что открывает возможности для сверхвысокочастотного управления колебаниями полупроводниковых лазеров и создания на основе лазеров сверхбыстродействующих логических элементов для вычислительных устройств (см., например, ²⁷).

Существование в лазерах двух динамических режимов излучения — спонтанного и когерентного — позволяет строить на их основе оптические логические элементы амплитудно-импульсного типа, в которых нулю и единице информации в двоичной системе соответствует отсутствие и наличие когерентного сигнала. В таких элементах носителями информации будут оптические, а не электрические сигналы. Управление оптическими логическими элементами на ПКГ осуществляется при помощи процессов нелинейного взаимодействия между оптическими сигналами различных лазеров, а также между оптическим излучением и легко насыщаемой средой лазера.

Как уже отмечалось, эффективность взаимодействия оптически связанных лазеров сильно зависит от величины связи между ними. Эффективность гашения для схемы с пространственно разнесенными диодами (рис. 20, а) составляет всего лишь несколько процентов, причем величиной, ограничивающей эффективность взаимодействия, является дифракционная расходимость излучения ПКГ в направлении, перпендикулярном плоскости $p-n$ -перехода. Чтобы пренебречь дифракционной расходимостью и существенно повысить эффективность гашения, необходимо, чтобы расстояние между взаимодействующими лазерами не превышало величины d^2/λ , где d — толщина активной области, λ — длина волны излучения ПКГ. Для полупроводниковых лазеров из арсенида галлия толщина активной области составляет несколько микрон, поэтому величина d^2/λ лежит в пределах десятка микрон. При этом необходимо, чтобы активные области находились в одной плоскости. Все это в значительной степени затрудняет практическое использование логических схем, выполненных на пространственно разнесенных лазерах ⁷⁹. Поэтому представляется более перспективным использование логических схем, выполненных на лазерах, содержащихся в одной структуре.

Основными элементами любого вычислительного устройства, которые выполняют логические операции с дискретными сигналами, являются элементы «и», «или», «не», элемент разноименности, динамический триггер и др. Используя набор этих логических элементов, можно осуществить функциональную логическую схему любой сложности.

Рассмотрим работу некоторых из возможных вариантов этих элементов применительно к схемам на ПКГ. На рис. 22, а представлена схема элемента «и», которая выдает сигнал C со стороны C только в том случае,

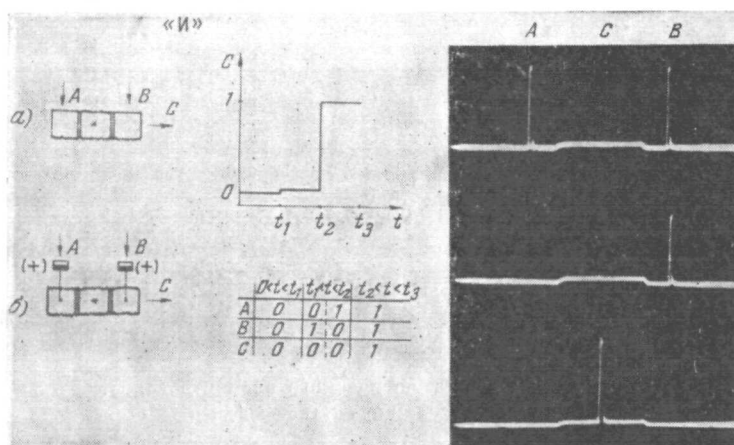


Рис. 22. Схема логического элемента «и», выполненная на полупроводниковом лазере.

а) Оптическая схема; б) оптико-электронная схема.

когда приходящие на его входы A и B световые импульсы (кодовый сигнал 1) совпадают во времени. Конструкция этого элемента представляет собой полупроводниковый лазер с тремя электрически изолированными частями, заключенными в общий резонатор. Постоянный инжекционный ток подается в среднюю часть диода (контакт обозначен звездочкой $*$) и обеспечивает припороговое спонтанное излучение (кодовый сигнал 0). Две другие части диода выполняют роль нелинейных поглотителей в резонаторе, поскольку в них ток не инжектируется. При подаче на диод оптических сигналов A и B за счет оптической накачки происходит инжекция носителей в поглощающие части, что приводит к просветлению этих частей, уменьшению потерь в резонаторе и выполнению условия генерации. Диод переходит в режим когерентного излучения — кодовый сигнал 1. Уровень инжекции тока устанавливается таким, что при подаче сигналов только на вход A или только на вход B остающиеся потери в резонаторе достаточно велики, чтобы выполнялись условия самовозбуждения, поэтому лазер продолжает работать в спонтанном режиме. Элемент «и» выполняет функцию логического умножения кодовых сигналов информации, поскольку при подаче на его вход A одной совокупности кодовых сигналов, а на вход B — другой совокупности кодовых сигналов, на выходе C получается результирующая информация, в которой каждый сигнал является результатом логической операции «и» над соответствующей парой кодовых сигналов информации A и B . Логический элемент «и» может быть использован в качестве ключа в цепи передачи двоичной информации, причем управляющим входом может служить любой из входов.

Схема элемента «или» с двумя входами приведена на рис. 23, а. Элемент конструктивно выполнен в виде полупроводникового лазера с двумя изолированными частями. Диод возбуждается током инжекции

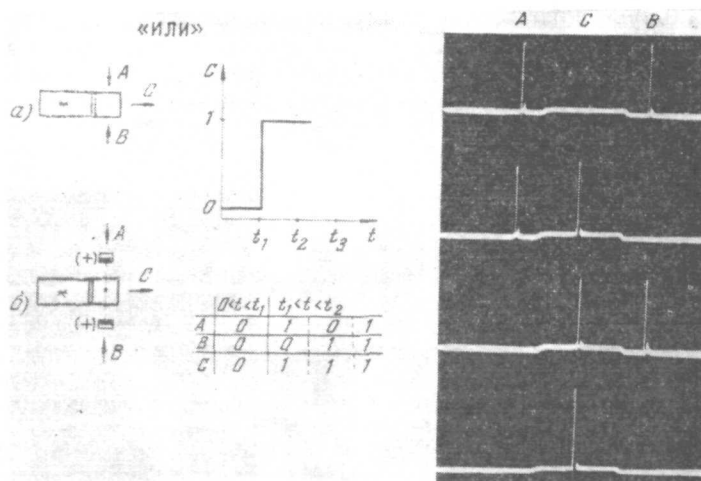


Рис. 23. Схема логического элемента «или».
а) Оптическая схема; б) оптико-электронная схема.

до уровня, близкого к порогу генерации, и выдает кодовый сигнал 0. При подаче на входы A и B одновременно или порознь информационных

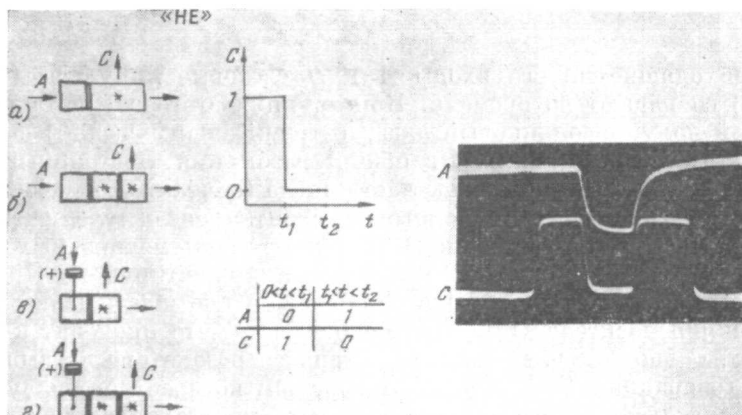


Рис. 24. Схема инвертора «не».
а, б) Оптические схемы; в, г) оптико-электронные схемы.

сигналов 1 происходит просветление поглощающей части и возникает генерация в направлении C, соответствующая кодовому сигналу 1. Таким образом, осуществляется операция логического сложения входных сигналов A и B.

В качестве оптического инвертора с одним входом, реализующего операцию «не», может быть использован полупроводниковый диод, содержащий в общем объеме два взаимно перпендикулярных лазера^{15, 16} (рис. 24, а). При подаче тока инжекции диод работает в направлении C

(кодový сигнал 1), а в перпендикулярном направлении генерация не возникает из-за наличия поглощающей части (в направлении A кодový сигнал 0). Если на вход A диода поступает оптический сигнал, то происходит просветление пассивной части и возникает генерация в направлении A (кодový сигнал 1); при этом в направлении C излучение срывается (сигнал 0). На рис. 24, б приведена другая возможная схема оптического инвертора, содержащего в своем объеме две активные и одну пассивную части. Преимущество такого инвертора заключается в том, что для срыва

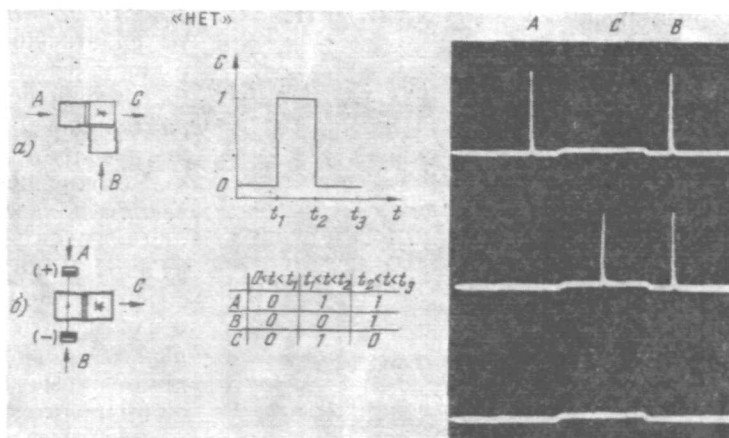


Рис. 25. Схема логического элемента «нет».
а) Оптическая схема; б — оптико-электронная схема.

генерации в направлении C требуется меньшая мощность управляющего сигнала вследствие наличия в резонаторе усиливающей части. В качестве инвертора может быть также использован диод с просветленными гранями резонатора в направлении A ⁸⁰.

Элемент «запрета», логическая схема «нет» (рис. 25, а), состоит из двух взаимно перпендикулярных полупроводниковых лазеров, имеющих общую часть, в которую подается ток инжекции, и по одной пассивной части, электрически изолированных друг от друга. Уровень инжекционного тока выбирается таким, что в отсутствие сигналов 1 на выходах A и B лазер в направлении C работает в спонтанном режиме (сигнал 0). При подаче на вход сигнала 1 диод начинает работать в направлении C в лазерном режиме — сигнал 1, т. е. элемент пропускает информацию от A к C без изменения. Если подать на вход B сигнал 1 одновременно с сигналом 1 на входе A , то лазер начинает работать в направлении, перпендикулярном C , вследствие большей активной части в этом резонаторе; при этом излучение в направлении C гаснет (состояние 0). Вход B называется запрещающим, так как при поступлении на этот вход управляющих сигналов 1 передача информации от A к C через элемент «запрета» прекращается.

Элемент «память». Устройства хранения информации в ЦВМ делятся на два типа: оперативное, или внутреннее, и внешнее запоминающее устройство. По быстродействию оперативное запоминающее устройство должно соответствовать быстродействию арифметических устройств. Внешние запоминающие устройства имеют значительно меньшую скорость работы и во время работы непосредственно не связаны с быстродействующими устройствами машины. Большая скорость обработки информации

вычислительными устройствами на ПКГ требует соответствующего быстродействия оперативной памяти. В качестве логического элемента, выполняющего операцию «память», можно использовать ПКГ с двумя устойчивыми состояниями, одно из которых является выключенным состоянием — спонтанный режим излучения, второе — включенным состоянием — когерентный режим излучения. Переключение лазера из одного состояния в другое осуществляется внешним световым сигналом малой интенсивности и длительности. В настоящее время полученное время хранения информации составляет 10 мксек⁶⁵, и оно лимитируется температурным режимом работы ПКГ. Используя бистабильные элементы, работающие в непрерывном режиме генерации, можно реализовать длительное хранение информации.

Важнейшим техническим показателем запоминающего устройства на ПКГ является его способность принимать и запоминать информацию со скоростью, сравнимой с быстродействием вычислительных элементов. Это время для элемента «память» на лазерах определяется временем переключения бистабильного диода из одного состояния в дру-

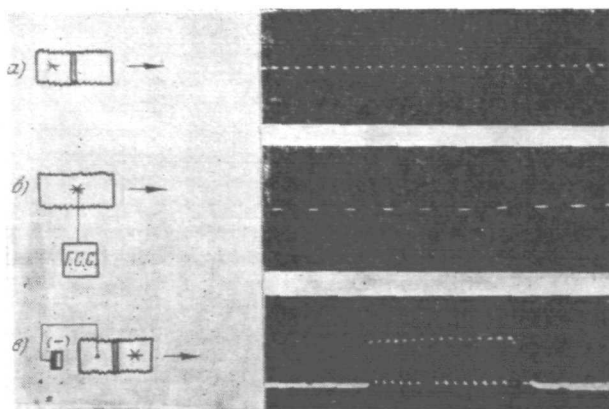


Рис. 26. Схема оптического генератора тактовой частоты.

а, б) Оптические схемы; в) оптико-электронная схема.

гое. Измеренное время переключения составляет $\sim 10^{-10}$ сек⁶⁸. В качестве генератора тактовых световых импульсов, подающего тактовые сигналы на все логические элементы вычислительного устройства для синхронного действия элементов, может быть применен полупроводниковый лазер с неоднородным возбуждением, работающий в режиме регулярных световых импульсов, или обычный диод, засинхронизированный внешним высокочастотным генератором (рис. 26, а, б). При использовании диодов различной длины и при различном уровне тока инжекции в них тактовую частоту генератора световых импульсов можно выбирать в пределах от $3 \cdot 10^8$ до 10^{10} гц, причем мощность синхронизирующего сигнала от внешнего генератора составляет несколько процентов мощности излучения лазера.

Динамический триггер (рис. 27, а) представляет собой элемент для запоминания единичного кодового сигнала. Ток инжекции в лазере 1 подбирается таким образом, чтобы при отсутствии на входе А сигнала 1 лазер 1 работал в направлении С в спонтанном режиме (сигнал 0). В лазере 2 ток инжекции и нелинейные потери выбираются таким образом, чтобы ватт-амперная характеристика его имела два устойчивых состояния — спонтанное и когерентное излучение. При подаче на вход А сигнала 1 лазер 2 включается и своим излучением просветляет пассивную часть элемента. Потери в лазере 1 выбираются из условия, необходимого для работы лазера в режиме регулярных пичков. Следовательно, при поступлении одного сигнала 1 на вход А включается лазер 2, своим излучением он запускает лазер 1, который начинает работать в режиме регулярных пичков, и на выходе С появляется серия сигналов 1, т. е. триггер

становится сам генератором единиц. Лазер 1 продолжает генерировать световые импульсы до тех пор, пока на вход B не поступит управляющий сигнал 1, который выключает лазер 2, что в свою очередь приведет к срыву

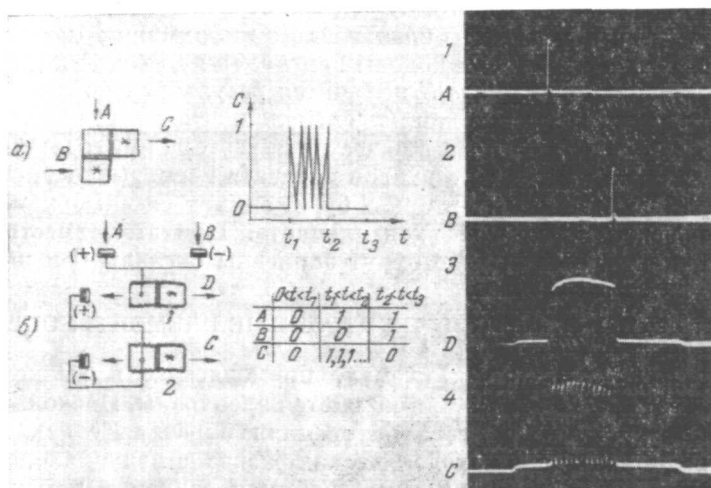


Рис. 27. Схема динамического триггера.
а) Оптическая схема; б) оптико-электронная схема.

генерации лазера 1 и на его выходе, следовательно, будет сигнал 0. Таким образом, триггер имеет два устойчивых состояния, соответствующих 1 и 0. Вход A триггера пусковой, вход B запрещающий.

Одноразрядный двоичный сумматор предназначен для проведения элементарных арифметических действий над одним разрядом числа. Схема сумматора приведена на рис. 28, а. Конструктивно он представляет собой сложную структуру, состоящую из трех электрически изолированных лазеров, каждый из которых имеет активную и пассивную области. Уровень инжекции тока во все три лазера таков, что в отсутствие сигнала 1 на входах A и B , на выходах S и C появляется сигнал 0.

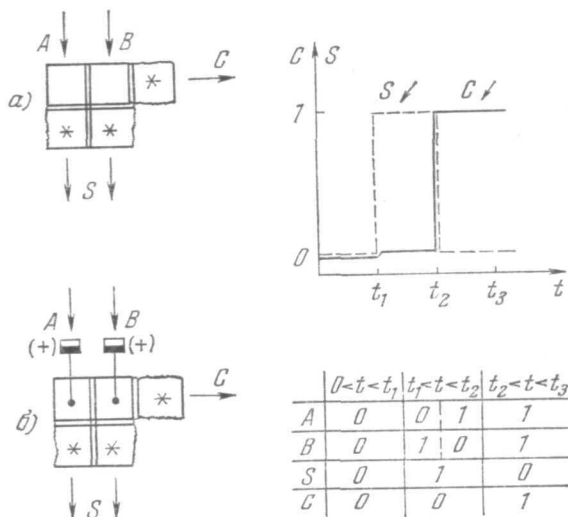


Рис. 28. Схема сумматора.
а) Оптическая схема; б) оптико-электронная схема.

При подаче сигнала 1 только на вход A или на вход B начинает работать или лазер 1, или лазер 2, на выходе S снимается сигнал 1, а на выходе C снимается 0 из-за потерь в резонаторе лазера 3. При одновременной подаче оптических сигналов 1 на входы A и B потери в резонаторе лазера 3 уменьшаются и возникает генерация в направлении C (сигнал 1),

а с выхода S снимается сигнал 0, поскольку излучение лазера 3 гасит излучение лазеров 1 и 2. Для большей эффективности гашения следует, чтобы длина волны излучения лазера 3 была больше длины волны излучения лазеров 1 и 2.

Функции элемента разноименности может выполнять описанный выше сумматор. Для этого прием обработанной информации осуществляется с выхода S . При поступлении кодовых сигналов на вход A и другой совокупности на вход B на выходе S получится результат сложения (по модулю 2) каждой пары приходящих сигналов. Элемент разноименности может быть также использован в качестве инвертора приходящих кодовых сигналов. Если на один из его входов подавать непрерывно управляющие сигналы 1, то на выходе инвертора S будет сниматься информация, обратная поступающей на другой вход элемента. При этом вместо входных кодовых сигналов 1 на выходе будут записаны сигналы 0 и наоборот.

Х. ОСНОВНЫЕ ОПТИКО-ЭЛЕКТРОННЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ ОЦВМ

В обычных электронных схемах, применяемых в вычислительной технике, носителями информации являются электроны. Поскольку в электронных приборах имеет место внутренняя обратная связь, в схемах не обеспечивается хорошая электрическая развязка между входом и выходом и эти схемы чувствительны к внешним наводкам и помехам.

В случае использования оптико-электронных элементов, в которых связь между отдельными участками схемы осуществляется при помощи света, недостатки электронных схем, обусловленные паразитными связями, могут быть в значительной мере исключены. Высокая эффективность развязки, достигаемая при оптической связи, объясняется отсутствием электрической связи между входом и выходом схемы. Сопротивление между источником света и фотоприемником в оптико-электронном элементе может составлять 10^{16} ом при емкости между ними $\sim 10^{-4}$ пф²⁹.

Успехи, достигнутые в последнее время в разработке и исследовании свойств полупроводникового лазера на арсениде галлия, позволяют считать, что именно такие лазеры наиболее перспективны для использования их в качестве излучающих элементов в оптико-электронных схемах. Созданные ныне фотоприемники имеют время ответа, составляющее доли наносекунды, высокий квантовый выход и спектральные характеристики, пригодные для использования фотоприемников в ближнем инфракрасном и видимом диапазонах спектра, в которых работает большинство инжекционных полупроводниковых лазеров. Таким образом, на основе полупроводникового лазера на арсениде галлия и скоростного фотоприемника можно создать основные логические оптико-электронные элементы с быстродействием, составляющим доли наносекунды.

Рассмотрим схемы некоторых возможных вариантов связи «лазер + фотодиод», позволяющих реализовать основные логические элементы оптико-электронной ЦВМ *). Исследование работы таких оптико-электронных логических элементов было проведено в работе⁸¹.

Схема оптико-электронного элемента, выполняющего логическую операцию «и», представлена на рис. 22, б. В этой схеме на входах A и B стоят фотодиоды, преобразующие входные световые сигналы в электрические и соединенные с пассивной частью лазера. В активную часть диода инжектируется ток, обеспечивающий пороговое возбуждение (контакт обозначен звездочкой *). В отсутствие сигналов 1 на входах A

*) Основные логические элементы могут быть также реализованы на основе полупроводниковых лазеров, связанных с фотосопротивлением³⁴.

и B или при наличии сигнала 1 только на одном из выходов лазер работает в спонтанном режиме (на выходе C сигнал 0). При одновременной подаче сигналов 1 на входы A и B диод начинает работать в лазерном режиме (сигнал 1) благодаря инжекции фототоков в пассивную часть диода.

Схема элемента «или» приведена на рис. 23, б. Диод возбуждается током инжекции до уровня, близкого к порогу генерации, и в отсутствие на входах A и B сигналов 1 выдает на выходе C кодовый сигнал 0. При подаче на вход A и B одновременно или порознь оптических сигналов 1 возникает генерация в направлении C (сигнал 1).

В качестве оптико-электронного инвертора можно использовать конструкцию диода, приведенную на рис. 24, в, г. Амплитуды токов в части диода таковы, что диод работает в направлении C (сигнал 1). При подаче на вход A сигнала 1 фототок просветляет пассивную часть диода и возникает генерация когерентного излучения в направлении I , которая гасит лазерное излучение в направлении C (сигнал 0). Инвертор может быть создан на основе диода с двумя или тремя изолированными частями, однако при наличии средней усиливающей части гашение излучения в направлении C будет более эффективным.

На рис. 25, б представлена схема элемента «запрета». Уровень инжекции тока в активную часть двойного диода обеспечивает работу диода в спонтанном режиме (сигнал 0). При подаче на вход A оптического сигнала 1 фототок с фотоприемника, стоящего на входе, включает когерентное излучение лазера — на выходе C кодовый сигнал 1. Информация от A к C проходит без изменения. При подаче на вход B сигнала 1 — сигнала «запрета» — отрицательный фототок выключает лазер 1 (на выходе C кодовый сигнал 0).

Оптико-электронный мультивибратор, представленный на рис. 26, в, был реализован в работе⁶⁸. В качестве излучателя использовался полупроводниковый лазер, состоящий из двух изолированных частей и обладающий жесткой ватт-амперной характеристикой. Ток инжекции обеспечивал лазерное действие диода. Излучение лазера, попадая на фотодиод, преобразовывалось в фототок, который подавался в пассивную часть лазера с обратной току инжекции полярностью, что приводило к срыву генерации, в результате чего на выходе C генерировались импульсы света, частота повторения которых определялась временем переключения лазера, временем фототовета фотодиода и расстоянием между лазером и фотодиодом. Подобный прибор может быть использован в качестве оптико-электронного генератора тактовой частоты.

Используя лазер с жесткой характеристикой в комбинации с двумя фотодиодами, включенными в пассивную часть лазера (причем один из них включен положительной полярностью, а другой — отрицательной), можно реализовать элемент «память». Схема его аналогична приведенной на рис. 25, б. Ток инжекции в лазере обеспечивает работу его в первом устойчивом состоянии — спонтанное излучение. При подаче на вход A внешнего оптического сигнала 1 лазер переключается во второе оптическое состояние — когерентное излучение и продолжает работать в этом состоянии до прихода выключающего импульса на вход B фотодиода, включенного обратной полярностью. Время обращения элемента памяти определяется инерционностью составляющих его компонентов.

Оптический динамический триггер (рис. 27, б) представляет собой комбинацию логического элемента «память» и оптико-электронного мультивибратора. В активные части двойных диодов инжектируются токи, обеспечивающие припороговое излучение лазеров (кодовый сигнал 0 на выходах C и D). При поступлении на пусковой вход A одного сигнала 1

на выходе *D* появляется сигнал «память» (осциллограмма 3). Электрический сигнал «память» с фотодиода инжектируется в пассивную часть лазера 2 и обеспечивает включение диода в лазерный режим; при этом диод, включенный по схеме мультивибратора, выдает серию сигналов 1. Воспроизведение единиц на выходе *C* (осциллограмма 4) продолжается до тех пор, пока на запрещающий вход *B* не поступит управляющий сигнал 1, который прекращает генерацию последовательности единичных сигналов.

Оптико-электронный сумматор, представленный на рис. 28, б, состоит из трех электрически изолированных лазеров, каждый из которых имеет активную и пассивные области. Ток инжекции во все три лазера обеспечивает спонтанное излучение в направлениях *S* и *C* (сигнал 0). При подаче на вход *A* или *B* сигнала 1 работает соответствующий лазер в направлении *S*. При одновременной подаче световых импульсов на входы *A* и *B* возникает генерация в направлении *C* (сигнал 1), а в направлении *S* лазерное действие прекращается.

В работе ^{82, 83} описаны некоторые конструкции полупроводниковых лазеров, выполняющих ряд логических операций. Управление элементами осуществлялось при помощи внешних электрических импульсов. Однако, как уже отмечалось выше, схемы с электрическим импульсным управлением обладают существенным недостатком, обусловленным высоким уровнем электрических помех. Поэтому наиболее интересными представляются исследования логических элементов с оптическим управлением ⁸².

XI. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Решение проблемы существенного повышения производительности вычислительных машин может быть достигнуто как за счет построения вычислительных устройств на основе новых сверхбыстродействующих элементов, так и на основе увеличения параллельности выполнения большого числа операций. Высокопроизводительную вычислительную машину с быстродействием порядка 10^9 операций в секунду можно создать на основе объединения 1000 параллельно действующих ЦВМ с быстродействием порядка 10^6 операций в секунду у каждой ⁸⁴, однако такой метод повышения производительности ЦВМ связан со значительным усложнением структуры машин, увеличением объема ее оборудования и уменьшением надежности.

Как уже указывалось выше, быстродействие электронных элементов в значительной степени ограничивается свойствами электрических цепей. Использование оптических элементов позволяет значительно повысить быстродействие отдельного элемента и вести параллельную обработку большого объема информации.

Преимущества инжекционных полупроводниковых лазеров перед другими оптическими приборами (быстродействие, к. п. д., габариты и пр.) позволяют считать в настоящее время, что именно на их основе целесообразно разрабатывать сверхбыстродействующие логические элементы. Наилучшие параметры из всех инжекционных ПКГ имеют полупроводниковые лазеры из арсенида галлия. Современные лазеры имеют при температуре жидкого азота пороговую плотность тока $\sim 10^2$ а/см², а к. п. д. их достигает 50%. Если первые образцы лазеров работали в непрерывном режиме только при температуре жидкого гелия, то в настоящее время реализован непрерывный режим работы при $T = 200^\circ \text{K}$ и есть предпосылки к тому, что полупроводниковый лазер будет работать в непрерывном режиме и при комнатной температуре. Достижение высоких параметров работы ПКГ на арсениде галлия связано с улучшением

технологии их изготовления, с получением более совершенных монокристаллов, развитием новых методов создания $p-n$ -переходов (газовая и жидкостная эпитаксия).

В настоящее время основные логические элементы на ПКГ с быстродействием порядка 10^{-10} сек практически реализованы, однако для построения из этих элементов вычислительного устройства необходимо решить целый ряд технологических и технических проблем, связанных с созданием отдельных элементов в общей структуре материала (например, разработка метода печатной технологии применительно к лазерным диодам), что в свою очередь предъявляет дополнительные требования к совершенству и однородности исходного материала в большом объеме. Вследствие достаточно большой расходимости излучения диодов следует располагать отдельные элементы на расстояниях в несколько микрон друг от друга или осуществить оптическую связь между ними с помощью стекловолнока, что достаточно сложно технологически.

Трудности, характерные для чисто оптических вычислительных устройств, в значительной степени устраняются при применении оптико-электронных логических элементов. Использование структуры, состоящей из лазера, связанного с малоинерционным фотоприемником, в значительной мере упрощает компоновку элементов, снижает жесткие требования к материалу и технологии, не приводит к существенному уменьшению быстродействия, хотя и несколько уменьшает плотность упаковки элементов. Возможность предварительного отбора оптико-электронных элементов по своим параметрам и более простая компоновка их позволяют уже в настоящее время на базе этих элементов строить отдельные вычислительные устройства.

В работе⁸⁵ приводится сравнение потребляемого тока на один переключающий элемент для кремниевого транзистора с временем срабатывания ~ 1 нсек и оптического инвертора, выполненного на ПКГ. Время переключения инвертора принималось ~ 1 нсек, равным спонтанному времени жизни электронов. При таких значениях инерционностей сравниваемых элементов лазерный инвертор потреблял ток на одно переключение, на порядок больший, чем кремниевый транзистор. Однако, как показали исследования, время переключения инвертора на ПКГ составляет при двукратном превышении порога около 10^{-10} сек. Отсюда следует, что величина тока на одну операцию для обоих элементов практически одинакова, при этом быстродействие лазерного инвертора на порядок больше. Существующие трудности не позволяют в настоящее время построить оптическую вычислительную машину универсального действия на инжекционных лазерах, однако уже сейчас можно приступить к созданию достаточно простых вычислительных устройств специализированного назначения, использующих все преимущества оптической логики перед электронной. В таких системах полупроводниковые лазеры могут быть использованы для построения оперативной памяти с малым временем обращения, для параллельной и быстрой обработки информации, в схемах ввода и вывода информации, для распознавания образов и др.

Проведенные теоретические и экспериментальные исследования динамических процессов, происходящих в инжекционных полупроводниковых лазерах, позволили в настоящее время осуществить практически все основные логические элементы для оптических вычислительных устройств с быстродействием порядка 10^{-10} сек.

Следует отметить, что в области исследования динамики излучения ПКГ получены лишь первые результаты, которые могут быть поняты на основе сравнительно простых представлений. Дальнейшее исследование динамических процессов в ПКГ требует применения регистрирующей

аппаратуры с временным разрешением порядка 10^{-12} — 10^{-13} сек и ставит задачу проведения теоретических и экспериментальных исследований сложных структур, состоящих из нескольких лазерных диодов, что, по-видимому, позволит создать оптические логические элементы на основе полупроводниковых лазеров с быстродействием порядка 10^{-12} — 10^{-13} сек.

Физический институт
им. П. Н. Лебедева АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. R. J. Collins, D. F. Nelson, A. L. Schawlow, W. Bond, C. B. Garet, W. Kaiser, Phys. Rev. Lett. 5, 303 (1960).
2. а) Н. Д. Воропаев, А. Н. Ораевский, Известия вузов (Радиофизика) 8, 409 (1965); б) Б. Л. Борович, В. С. Зуев, В. А. Щеглов, ЖЭТФ 49, 1031 (1965).
3. A. J. DeMaria, D. A. Stetser, H. Heyman, Appl. Phys. Lett. 8, 174 (1966).
4. N. G. Basov, V. N. Morozov, A. N. Oraevsky, IEEE J. Quantum Electronics QE-2, 542 (1966).
5. F. J. McClung, R. W. Hellwarth, Proc. IEEE 51 (1), 46 (1963).
6. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, В. С. Летохов, ЖЭТФ 50, 23 (1966); Письма ЖЭТФ 4, 19 (1966).
7. Н. Г. Басов, В. С. Зуев, П. Г. Крюков, В. С. Летохов, Ю. В. Сепатский, С. В. Чекали, ЖЭТФ 54, 767 (1968).
8. A. J. DeMaria, R. Gagosz, H. A. Heyman, A. W. Renney, G. Wisner, J. Appl. Phys. 38 (6), 2693 (1967).
9. M. I. Nathan, J. C. Marinace, R. F. Rutz, A. E. Michel, C. J. Lascher, J. Appl. Phys. 36, 473 (1965).
10. В. Н. Морозов, В. В. Никитин, А. А. Шеронов, Письма ЖЭТФ 7, 327 (1968).
11. В. Д. Курносов, В. И. Магальяс, А. А. Плешков, Л. А. Ривлин, В. Г. Трухан, В. В. Цветков, Письма ЖЭТФ 4, 449 (1966).
12. Ю. А. Дрожбин, Ю. П. Захаров, В. В. Никитин, А. С. Семенов, В. А. Яковлев, Письма ЖЭТФ 5, 180 (1967).
13. A. V. Fowler, Appl. Phys. Lett. 3, 1 (1963).
14. П. Г. Елисеев, А. А. Новиков, В. Б. Федоров, Письма ЖЭТФ 2, 58 (1965).
15. Н. Г. Басов, Ю. П. Захаров, В. В. Никитин, А. А. Шеронов, ФТТ 7, 3 460 (1965).
16. C. E. Kelly, IEEE Trans. Electr. Dev. ED-12 (1), 1 (1965).
17. K. Konnerth, C. Lanza, Appl. Phys. Lett. 4 (7), 120 (1964).
18. Н. Г. Басов, Ю. А. Дрожбин, Ю. П. Захаров, В. В. Никитин, А. С. Семенов, Б. М. Степанов, А. М. Толмачев, В. А. Яковлев, ФТТ 8, 2816 (1966).
19. Н. Г. Басов, В. Н. Морозов, В. В. Никитин, А. С. Семенов, ФТП 1, 1570 (1967).
20. Ю. П. Захаров, И. Н. Компанец, В. В. Никитин, А. С. Семенов, ЖЭТФ 53, 1553 (1967).
21. H. Statz, G. DeMars, в сб. Quantum Electronics (C. H. Townes, Ed.), Columbia Press, N. Y., 1960, стр. 530.
22. В. И. Беспалов, А. В. Гапонов, Изв. вузов (Радиофизика) 8, 70, 1965.
23. N. G. Basov, V. N. Morozov, A. N. Oraevsky, в сб. Physics of Quantum Electronics, McGraw-Hill Book Company, N. Y., 1965, стр. 781.
24. О. Н. Крохин, ФТТ 7 (9), 2612 (1965).
25. О. Н. Крохин, IEEE J. Quantum Electronics QE-2 (9), 605 (1966).
26. В. Ю. Никитин, И. А. Полуэкто, ФТП 3 (1969).
27. Н. Г. Басов, Нобелевская лекция 1964 г., УФН 85 (4), 585 (1965).
28. G. E. Stillman, M. D. Sirkis, J. A. Rossi, M. R. Johnson, N. Holonyak, Appl. Phys. Lett. 9 (7), 268 (1966).
29. Г. В. Веников, Сверхбыстродействующие вычислительные устройства, М., «Энергия», 1966.
30. «Оптическая обработка информации», сборник статей, М., Изд-во «Мир», 1966.
31. R. N. Hall, Sol. St. Elect. 6, 405 (1963).
32. H. C. Casey, R. J. Archer, R. H. Kaiser, J. C. Sarace, J. Appl. Phys. 37, 893 (1966).

33. Н. Г. Басов, П. Г. Елисеев, И. Исмаилов, И. Э. Пинскер, В. П. Страхов, ЖТФ 37 (2), 349 (1967).
34. Н. Г. Басов, Вест. АН СССР 9, 19 (1964).
35. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов, ЖЭТФ 40, 1879 (1961).
36. G. Lasher, F. Stern, Phys. Rev. 133, A533 (1964).
37. M. H. Pilkuhn, H. S. Rupprecht, 7th Intern. Conf. of Phys. Semicond., Radiat. Recomb. in Semicond., Paris, Dunod, 1965, стр. 195.
38. П. Г. Елисеев, И. Исмаилов, А. И. Красильников, М. А. Манько, ФТП 1, 951 (1967).
39. G. C. Dousmanis, H. Nelson, Appl. Phys. Lett. 5, 174 (1964).
40. M. H. Pilkuhn, Physica Status Solidi 25 (1), 9 (1968).
41. J. C. Dument, L. A. D'Asaro, Appl. Phys. Lett. 11 (9), 292 (1967).
42. M. H. Pilkuhn, H. S. Rupprecht, Proc. IEEE 51, 1243 (1963).
43. Н. Г. Басов, П. Г. Елисеев, С. Д. Захаров, Ю. П. Захаров, И. П. Ораевский, И. Э. Пинскер, В. П. Страхов, ФТТ 8 (9), 2616 (1965).
44. W. P. Dumke, Phys. Rev. 132 (5), 1998 (1963).
45. H. Riese, Sol. St. Elec. 8, 83 (1965).
46. G. Winstel, K. Mettler, 7th Intern. Conf. of Phys. Semicond., Radiat. Recomb. in Semicond., Paris, Dunod, 1965.
47. Ю. А. Дрожин, В. В. Никитин, А. С. Семенов, Б. М. Степанов, А. М. Толмачев, В. А. Яковлев, Измерительная техника, 11, 92 (1966).
48. Ю. А. Дрожин, Ю. П. Захаров, В. В. Никитин, А. С. Семенов, В. А. Яковлев, ФТП 1 (10), 1575 (1967).
49. G. Guekos, M. J. O. Strutt, Electronics Lett. 3 (6), 276 (1967).
50. B. S. Goldstein, R. M. Weigand, Proc. IEEE 53, 195 (1965).
51. R. O. Carlson, J. Appl. Phys. 38 (2), 661 (1967).
52. G. J. Lasher, Sol. St. Elect. 7, 707 (1964).
53. A. Kawaji, Japan. J. Appl. Phys. 3, 425 (1964).
54. В. П. Морозов, В. В. Никитин, В. Д. Самойлов, ЖЭТФ 55 (5), 1019 (1968).
55. О. В. Богданкевич, В. А. Гончаров, Ю. А. Дрожин, Б. М. Лаврушин, А. Н. Местверидзе, В. А. Яковлев, ЖЭТФ 53, 785 (1967).
56. П. Г. Басов, А. З. Грасюк, В. Ф. Ефимков, В. А. Катулин, ФТТ 9, 1, 88 (1967).
57. D. M. Sinnet, J. Appl. Phys. 33, 1578 (1962).
58. Ю. П. Захаров, И. Н. Компанеец, В. В. Никитин, А. С. Семенов, ФТП 3 (1969).
59. А. Ф. Сучков, ЖЭТФ 49, 1495 (1965).
60. О. В. Богданкевич, В. С. Летохов, А. Ф. Сучков, ФТП 1, 1 (1967).
61. А. Г. Аллахвердян, А. Н. Ораевский, А. Ф. Сучков, ФТП 3 (1969).
62. В. Д. Курносков, А. А. Плешков, Г. С. Петрухина, Л. А. Ривлин, В. Г. Трухан, В. В. Цветков, Письма ЖЭТФ 5 (3), 77 (1967).
63. Л. А. Ривлин, Письма ЖЭТФ 6 (11), 966 (1967).
64. В. Н. Магальяс, А. А. Плешков, Л. А. Ривлин, А. Т. Семенов, В. В. Цветков, Письма ЖЭТФ 6 (3), 550 (1967).
65. Ю. П. Захаров, В. В. Никитин, В. Д. Самойлов, А. В. Успенский, А. А. Шеронов, ФТП 2, 750 (1968).
66. В. В. Никитин, А. Н. Ораевский, В. Д. Самойлов, А. В. Успенский, ФТП 2 (11), 1662 (1968).
67. Ю. П. Захаров, В. В. Никитин, В. Д. Самойлов, ФТП 2 (7), 1064 (1968).
68. В. В. Никитин, В. Д. Самойлов, ФТП, № 8, 1204 (1968).
69. M. DiDomenico, J. Appl. Phys. 35, 2870 (1964).
70. D. A. Stetser, A. J. DeMaria, Appl. Phys. Lett. 8, 118 (1966).
71. В. С. Летохов, В. Н. Морозов, ЖЭТФ 52, 1296 (1967).
72. A. B. Fowler, J. Appl. Phys. 35, 2275 (1964).
73. Н. Г. Басов, Ю. П. Захаров, В. В. Никитин, А. А. Шеронов, ФТТ 7, 3128 (1965).
74. A. Kawaji, H. Yonezu, Y. Yasuoka, Japan. J. Appl. Phys. 4, 1062 (1965).
75. Ю. П. Захаров, В. В. Никитин, А. С. Семенов, А. В. Успенский, А. А. Шеронов, В. А. Щеглов, Препринт ФИАН, 1966.
76. А. А. Шеронов, ФТП 3 (3), (1969).

77. Ю. П. Захаров, В. В. Никитин, А. С. Семенов, А. В. Успенский, В. А. Щеглов, ФТТ 8 (7), 2087 (1966).
 78. Н. Yonezu, А. Kawaji, Y. Yasuoka. Japan. J. Appl. Phys. 6, 1018 (1967).
 79. G. J. Lasher, A. B. Fowler. IBM J. Res. and Develop. 8 (4), 471 (1964).
 80. O. A. Reiman, W. F. Kosonovsky. IEEE Spectrum. 2 (3), 181 (1965).
 81. Н. Г. Басов, В. Н. Морозов, В. В. Никитин, В. Д. Самойлов, Препринт ФИАН № 119, 1968.
 82. J. Nishizawa, Electronics 40 (25), 117 (1967).
 83. A. Kawaji, Н. Yonezu, Т. Nemoto, Proc. IEEE 55 (10), 1766 (1967).
 84. Э. В. Евреинов, Ю. Г. Косарев, Однородно-универсальные вычислительные машины высокой производительности, Изд-во «Наука», Новосибирск, 1966.
 85. W. V. Smith, Proc. IEEE 54 (10), 1295 (1966).
-