

621.378.35

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ

Н. Г. Басов, П. Г. Елисеев, Ю. М. Попов

СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение	35
2. Достижения и проблемы физики инжекционных лазеров	38
2.1. Новые гетероструктуры	39
2.2. Лазерные гетероструктуры с ультратонким активным слоем	40
2.3. Квантово-размерные эффекты	42
2.4. Увеличение мощности излучения инжекционных лазеров	44
3. Полупроводниковые лазеры с электронной накачкой	47
4. Заключение	51
Список литературы	52

1. ВВЕДЕНИЕ

Полупроводниковые лазеры вступили в период их массового практического применения. Непосредственное питание от низковольтных источников тока, высокий к. п. д., простота и компактность устройства инжекционных лазеров, высокое быстродействие предопределяют преимущество их использования в таких областях, как волоконно-оптическая связь, оптические системы памяти (в частности, видеодисковая аппаратура), знакопечатание, автоматика, спектроскопическая диагностика различных сред и материалов (влагометрия, мониторинг окружающей среды и т. д.), а также в научных исследованиях и промышленных испытаниях (спектроскопия высокого разрешения, аттестация фотоприемников, стандарты интенсивности источников излучения, различные виды метрологической калибровки и т. д.).

В последнее время выработались подходы к специализации лазерных конструкций и материалов для определенных применений; например, можно говорить о наиболее перспективном «коммуникационном» лазере на основе полосковой конструкции диода с волоконно-оптическим выводом излучения, работающим в непрерывном или импульсном режиме на длинах волн, согласованных с оптимальным диапазоном пропускной способности волоконных световодов (1,3 или 1,55 мкм). Спектроскопические задачи решают перестраиваемые одночастотные лазеры главным образом на основе халькогенидных кристаллов (A^4B^6); для получения большой мощности в целях засветки, оптической накачки, дальномерии преимущество имеют неполосковые («широкие») диоды или наборные излучатели (решетки и линейки лазерных диодов).

Промышленность технически передовых стран освоила выпуск целого ряда разновидностей полупроводниковых лазеров, а также более сложных специализированных модулей, включающих такие лазеры. Они функционируют в многочисленных линиях лазерной связи, суммарная протяженность которых превысила многие тысячи километров. Наибольшая доля серийного выпуска приходится на инжекционные лазеры на основе двух типов лазерных гетероструктур: GaAlAs/GaAs и InGaAsP/InP, перекрывающих диапазоны длин волн 0,67—0,91 и 1,06—1,67 мкм соответственно. Полупровод-

никовые лазеры можно охарактеризовать и как наиболее миниатюрные, и как наиболее надежные и долговечные изделия квантовой электроники, обладающие замечательными динамическими и спектральными свойствами.

Среди первоочередных задач — освоение массового выпуска и применения длинноволновых ИК лазеров для контроля окружающей среды в городах, на производствах, в шахтах и других рабочих местах. К проблемам практического применения мы еще вернемся. Здесь следует заметить, что вплоть до последнего времени продолжали нарастать темпы и масштабы физических исследований полупроводниковых лазеров, включая работы фундаментального характера. Это свидетельствует о наличии больших потенциальных возможностей данного направления квантовой электроники и лазерной техники.

В зависимости от методов создания инверсной населенности классифицируются различные типы полупроводниковых лазеров:

- инжекционные, в которых осуществляется инверсия путем встречной диффузии электронов и дырок в диоде при приложении к нему прямого напряжения;

- с электронной или оптической накачкой, когда инверсия создается быстрыми электронами или фотонами соответственно;

- стримерные, когда сильное электрическое поле за счет лавины создает в узком канале (стримере) инверсную населенность.

Возможно также использовать и другие виды ионизирующего излучения (гамма, ионное), которые физически дают те же закономерности, что и электронное возбуждение.

История создания всех типов полупроводниковых лазеров неразрывно связана с работами советских ученых, которые именно с этих лазеров начали исследования по освоению генерации оптического диапазона¹, предложили и разработали различные виды полупроводниковых лазеров (инжекционных², с электронной^{3, 4} и оптической⁵ накачкой), первыми получили признаки вынужденного излучения из диода на арсениде галлия⁶. И в дальнейшем развитии полупроводниковых лазеров советские ученые сделали решающие шаги — создали полупроводниковые лазеры на гетеропереходах и многокомпонентных твердых растворах, впервые получили генерацию при «продольной» накачке полупроводника электронным пучком и создали лазерную электронно-лучевую трубку, теоретически и экспериментально исследовали динамику излучения полупроводниковых лазеров, создали с их помощью оптические логические элементы и т. д. Позднее в соответствующих разделах статьи мы более подробно скажем об этих работах.

Первое обоснованное предложение о создании прибора, получившего в дальнейшем название инжекционного лазера, появилось в научной литературе в 1961 г.². Речь шла о полупроводниковом диоде, включенном в прямом (пропускном) направлении, в котором благодаря известному явлению инжекции избыточных носителей через р — п-переход, создавалось необычное, так называемое инвертированное состояние заполнения энергетических уровней на краях зон проводимости и валентной зоны. Это состояние необходимо для получения усиления при вынужденных межзонных излучательных переходах, на чем основан принцип действия всех известных полупроводниковых лазеров. Идея работы² состояла в том, чтобы применить вырожденные полупроводники для облегчения достижения нужного уровня инжеции, что послужило верной ориентацией для экспериментаторов. Вскоре после этого такие лазеры на основе «вырожденного» р — п-перехода в арсениде галлия (GaAs) были осуществлены⁷⁻¹⁰. В работе² также было упомянуто и о целесообразности применения гетеропереходов для снижения порога генерации инжекционного лазера. Как известно, в дальнейшем эта идея воплотилась в так называемых «гетеролазерах».

Первое сообщение о практической реализации полупроводникового лазера поступило от группы лаборатории «Дженерал электрик»⁷ и несколько

позже от ряда других групп⁸⁻¹⁰. Осуществление лазера на гетеропереходах потребовало значительно большего времени — первые удачные опыты провели сотрудники Ленинградского физико-технического института им. А. Ф. Иоффе АН СССР в 1970 г.¹¹. Дело в том, что прежде нужно было найти подходящие материалы и разработать технику изготовления совершенных («бездефектных») полупроводниковых гетеропереходов между монокристаллами разного химического состава. Решению этой задачи на первом этапе помогло то обстоятельство, что два известных полупроводника, арсениды галлия и алюминия, имеют очень близко совпадающие периоды решетки. Изготовление смешанного кристалла GaAlAs позволило уменьшить различие периодов до значений (менее 10^{-3} в относительном выражении), при которых дислокации несоответствия и другие сопутствующие дефекты не образуются. Более общее решение задачи бездефектного сопряжения кристаллических границ в гетеропереходах было найдено позднее на основе использования четверных и других многокомпонентных систем твердых растворов полупроводниковых соединений¹². В таких системах существуют непрерывные «изопериодические» последовательности составов, т. е. соответствующие одинаковому периоду решетки при изменении состава и электрофизических свойств. В принципе любая пара составов в рамках одной изопериодической системы пригодна для создания бездефектного гетероперехода. Вопрос остается в способе изготовления такого гетероперехода и гетероструктуры (структуры, включающей один или более гетеропереходов). Потребовалось развитие тонких технологических приемов, основанных на эпитаксиальных методах кристаллизации, чтобы получить совершенно новые полупроводниковые материалы, многокомпонентные смешанные кристаллы, существующие и поныне лишь в форме эпитаксиальных пленок. Это не мешает некоторым из них стать в ряд наиболее важных и наиболее исследуемых полупроводниковых материалов. Здесь в первую очередь надо указать четверную систему InGaAsP. На ее основе полупроводниковый лазер был создан в 1974 г.¹² в совместной работе Физического института АН СССР и ГИРЕДМЕТ. Сейчас это наиболее распространенный лазер инжекционного типа для дальних и сверхдальних линий оптической связи.

Не только инжекция, но и другие способы накачки полупроводников оказались эффективными в целях получения лазерного излучения. Оптический метод, впервые осуществленный в работе⁵, дает достаточно простой и универсальный метод испытания «лазерной пригодности» материалов.

Его ограниченное, лабораторное применение объясняется необходимостью использовать какой-либо другой лазер в качестве источника накачки. Перспективные схемы с полупроводниковым лазером при оптической накачке предполагают практически интересные варианты преобразования одного лазерного излучения в другое, например с целью получения когерентного суммирования излучения отдельных лазеров, широкой спектральной перестройки, укорочения оптических импульсов и т. д.

Полупроводниковые лазеры с накачкой быстрыми электронами хотя пока и не используются так широко, как инжекционные лазеры, но обладают целым рядом важных свойств, которых инжекционные лазеры вообще не могут иметь или же достижение которых для инжекционных лазеров пока весьма проблематично. Это — возможность быстрого, в том числе и двумерного, сканирования лазерного излучения в случае накачки быстрыми электронами, возможность получения генерации с большой площади (т. е. высокой мощности), а также генерация во всем видимом спектре, включая инфракрасный и ультрафиолетовый диапазоны.

Еще один способ накачки полупроводникового лазера, который исторически был предложен первым¹, основан на обратном электрическом пробое в твердом теле, сопровождающемся лавинным увеличением концентрации носителей. Хотя быстрый рост энергии носителей в сильном электрическом поле является препятствующим фактором для получения инвертированного

заполнения зон, резкое снятие сильного поля все же дает возможность получить необходимые для лазерной генерации условия. Они реализуются в ганновских диодах¹³, а также при так называемом стримерном пробое высокомных кристаллов^{14, 15}.

2. ДОСТИЖЕНИЯ И ПРОБЛЕМЫ ФИЗИКИ ИНЖЕКЦИОННЫХ ЛАЗЕРОВ

Публикации, касающиеся инжекционных полупроводниковых лазеров, подразделяются в основном на три группы. Во-первых, это исследования принципиального характера, дающие вклад в теорию лазеров этого типа и открывающие новые направления их функциональных возможностей. Во-вторых, большую часть сообщений составляют работы по новым разновидностям структур и материалов для лазеров, по которым уже выработался определенный стандарт требований к характеристикам (возможность и порог непрерывной генерации, одномодовость, предельная мощность, линейный диапазон зависимости мощностей от тока, ресурсные характеристики, модуляция и спектр). Наконец, в-третьих, много публикаций относится к прикладным разработкам. Это главным образом осуществление новых схем практического применения или существенное улучшение известных вариантов.

Важнейшими принципиальными результатами последнего времени можно считать следующие:

1) Выяснение факторов быстрой деградации и их успешное устранение. Это позволило перейти рубеж ресурса работы 10^4 часов для массовых изделий и приблизиться к решению задачи получения ресурса $10^5 - 10^6$ часов.

2) Создание новых гетеролазерных систем для широкого диапазона длин волн главным образом за счет разнообразных смешанных кристаллов (твердых растворов). Предложено и успешно осуществлено принципиальное решение проблемы бездефектных гетеропереходов на основе использования многокомпонентных твердых растворов полупроводниковых соединений. Наиболее яркий пример новых «изопериодических» гетеросистем — четверная система галлий — индий — фосфор — мышьяк, перекрывающая оптимальные длины волн волоконно-оптической связи.

3) Развитие лазерной оптики в применении к полупроводниковым средам с учетом их «гигантской» нелинейной рефракции; выявление ряда новых эффектов, таких, как рефрактивная бистабильность, нелинейная конкуренция мод и обращение фазы мод сателлитов, самофокусировка и т. д. В этой же связи нужно упомянуть развитие теории и техники селекции мод (получение одномодового режима, оптическое гетеродинирование на полупроводниковых лазерах, автостабилизация одночастотной генерации).

4) Создание ультратонких квантово-размерных структур и сверхрешеток для лазерных применений, дальнейшее улучшение пороговых и мощностных характеристик на основе новой прецизионной технологии.

Эти направления находятся еще в стадии становления и расширения фронта работ. Более проблематичными направлениями являются:

- повышение рабочей температуры инжекционных, особенно длинноволновых ($\lambda > 1$ мкм), лазеров, уменьшение роли безызлучательных переходов (рекомбинации Оже, утечки через гетеробарьеры и т. д.);

- создание «интегрально-оптических схем» с полупроводниковыми лазерами; осуществление их эффективных связей и развязок, миниатюризации схем и т. д.;

- освоение коротковолнового ($\lambda < 0,6$ мкм) диапазона длин волн и улучшение ресурсных характеристик лазеров в диапазоне $0,6 < \lambda < 0,8$ мкм;

- разработка методов стабилизации длины волны, подвергающейся, в общем случае, влиянию многих внешних факторов, осуществление когерентных методов приема сигналов.

Приходится считаться с традиционными требованиями компактности, простоты и надежности, которым всегда удовлетворяли инжекционные лазеры. Новые разработки оказываются тем ценнее, чем меньшее отступление по этим позициям они заставляют сделать. Поэтому выглядят непривлекательными громоздкие системы контроля (стабилизации, модуляции и т. д.), оправданные в применении к другим лазерам, но не подходящие к полупроводниковым. Одно из часто необходимых усовершенствований конструкции полупроводникового лазера состоит в термостабилизации корпуса. Для когерентной оптической связи требуется стабильность температуры $\pm 0,001$ °С или выше. Чтобы прибор с таким уровнем стабилизации не утратил компактности, разрабатываются полупроводниковые термоэлектрические устройства, совместимые с корпусом лазера или размещаемые внутри корпуса.

2.1. Новые гетероструктуры

Преимущества гетероструктур в инжекционных лазерах хорошо доказаны на примере гетеросистемы GaAlAs/GaAs ($\lambda = 0,64$ — $0,90$ мкм) и сводятся к двум характерным явлениям — электронному «ограничению» (удержанию инжектированных носителей в активной области, образующей для них потенциальную яму) и оптическому «ограничению» (удержанию фотонов в пределах той же области за счет ее волноводных свойств).

В ответ на потребность в лазерах более широкого диапазона (в частности, для длин волн 1,06; 1,27 и 1,55 мкм, применяемых в оптической технике) около 10 лет назад появилась четверная гетеросистема InGaAsP¹² и затем другие многокомпонентные системы. Решающим обстоятельством в выборе четверных и других многокомпонентных систем является жесткое требование изопериодичности гетероструктуры с подложкой (т. е. соблюдение равенства периодов решетки). Это ограничивает выбор пригодных материалов. В рамках многокомпонентных систем с достаточным числом степеней свободы химического состава такая задача имеет общее решение: любая пара вдоль изопериодической кривой пригодна для формирования бездефектного гетероперехода.

Изготовление слоев и изопериодических гетероструктур на основе четверных систем освоено с помощью жидкофазной эпитаксии, а также успешно осваивается другими эпитаксиальными методами. Это относится к избранным четверным системам, образуемым элементами-соседями в Периодической таблице Д. И. Менделеева. К ним относятся GaAlAsP, InGaAsP, GaAlSbAs, InGaSbAs. Смешивание соединений, содержащих более далеких соседей, например приготовление смешанного кристалла InAlSbP и целого ряда других, не удается методами, близкими к равновесным («химическими» методами эпитаксии). Возможно, успешным будет применение к ним «физических» методов эпитаксии из молекулярного пучка и атомарной эпитаксии. Во всяком случае, первые результаты с применением молекулярно-пучковой эпитаксии получены по таким гетеросистемам, как AlGaInP, и др.¹⁶.

Наибольшее внимание привлекли гетероструктуры InGaAsP/InP для лазеров на длины волн 1,3 мкм (активная среда In_{0,72}Ga_{0,28}As_{0,6}P_{0,4}) и 1,55 мкм (In_{0,60}Ga_{0,40}As_{0,88}P_{0,12}). Из них лазеры на 1,3 мкм уже имеются в массовом промышленном производстве (например, прибор ИЛПН-202).

Изучение лазерных гетероструктур на основе InGaAsP/InP показало, что при общности принципов действия в этих и более традиционных гетероструктурах GaAlAs/GaAs имеется целый ряд особенностей, в частности в отношении чувствительности излучательных свойств к температуре и в отношении деградационных процессов. Уже в первых работах по гетеролазерам InGaAsP/InP¹² было замечено, что температурная зависимость порогового тока в области температур вблизи комнатной и выше идет круче, чем это типично для лазеров на основе GaAlAs/GaAs. Обычно эти зависимости приближенно описываются экспоненциальной функцией $\exp(T/T_0)$, причем

параметр T_0 составляет в GaAlAs/GaAs около 150 К. В отличие от этого, в лазерах InGaAsP/InP, например, T_0 находится в области 40—60 К (при $T \geq 250$ К), что соответствует весьма быстрому росту порога и ограничению сверху области рабочих температур. Наивысшая температура непрерывной генерации в лазерах на длине волны 1,3 мкм составляет около 100 °C, тогда как в лазерах на 0,83 мкм она превышает 200 °C. Эта повышенная чувствительность к температуре в новых гетероструктурах сочетается с такой особенностью, как тенденция к насыщению интенсивности спонтанного излучения при высокой плотности тока. Эта тенденция также усиливается с ростом температуры. Для ее объяснения привлекаются механизмы безызлучательных потерь, которые, во-первых, ускоряются с ростом температуры, и, во-вторых, при увеличении тока накачки увеличивается скорость потерь быстрее, чем растет скорость излучательной рекомбинации. В результате излучательные характеристики гетероструктур этого типа ухудшаются с ростом температуры выше комнатной гораздо быстрее, чем в гетероструктурах более коротковолнового диапазона. Это создает технические проблемы в прикладных разработках, где, как правило, требуется высокая работоспособность аппаратуры в широком температурном диапазоне. Например, излучатель приходится оборудовать термостабилизирующей системой, не допускающей перегрева диода.

С другой стороны, новые системы нередко обнаруживают выгодные физико-химические особенности по сравнению с более традиционными системами. Стоит упомянуть некоторые из таких особенностей системы InGaAsP/InP в сравнении с GaAlAs/GaAs. К ним относятся:

- более высокие химическая, фотохимическая и электрохимическая стойкости поверхностей кристалла;
- более высокая оптическая прочность;
- отсутствие быстрых деградационных процессов, например так называемой «болезни темных линий», связанной с присутствием исходных дислокаций;
- хорошая смачиваемость при жидкофазной эпитаксии (что обусловлено отсутствием такого химически активного элемента, как алюминий, легко образующего тугоплавкие окислы).

Благодаря этому некоторые проблемы, такие, как повышение долговечности, избежание оптического разрушения, применение многоэтапных эпитаксиальных процессов и др., оказываются не столь острыми, как в случае, например, GaAlAs/GaAs.

Недавно к числу лазеров, работающих в непрерывном режиме (при 300 К), добавились лазеры на новой системе GaAlAsSb/GaSb с длиной волны около 1,8 мкм¹⁷, впервые полученной в 1976 г.¹⁸. В области ИК излучения является успехом получение генерации на длине волны 40—45 мкм¹⁹.

2.2. Лазерные гетероструктуры с ультратонким активным слоем

Наиболее впечатляющие достижения последнего времени были связаны с освоением методик изготовления гетероструктур с ультратонкими слоями с применением новых эпитаксиальных процессов. В частности, металлоорганический вариант газофазной эпитаксии (MOC-гидридный метод) позволил получить однородные по толщине и достаточно планарные слои в системе GaAlAs/GaAs, в которых воспроизводятся квантово-размерные эффекты. Ранее газофазная эпитаксия почти не применялась из-за трудностей с контролем толщин и несовершенной морфологией гетерограниц. Высококачественные структуры получены также с применением молекулярно-пучковой эпитаксии.

На целесообразность уменьшения толщины активного слоя в лазерных гетероструктурах до 200—500 Å было указано ранее²⁰ в связи с расчетной

оптимизацией на минимум пороговой плотности тока. В рамках модели идеально плоской двусторонней гетероструктуры (с однослойным волноводом) уменьшение толщины даже без учета «квантово-размерных» эффектов целесообразно лишь тогда, когда рост усиления с увеличением тока накачки происходит быстрее, чем вторая степень плотности тока. В противном случае утоньшение активного слоя либо не ведет к снижению порога, либо ведет к его росту из-за дифракции излучения. Лазерная мода характеризуется

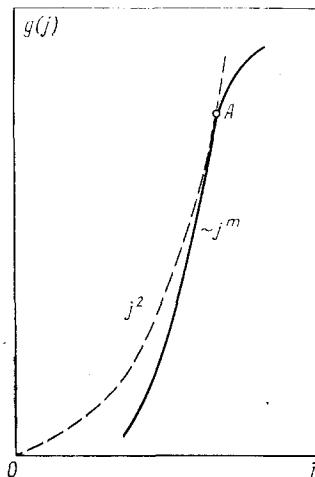


Рис. 1. Зависимость локального показателя оптического усиления g от плотности тока j (сплошная кривая) и квадратичная зависимость j^2 (штриховая кривая).

Точкой A обозначена верхняя граница диапазона сверхквадратичного роста $g(j)$.

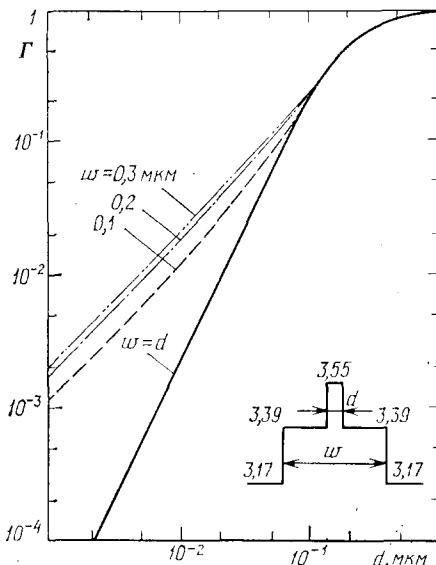


Рис. 2. Величина параметра оптического ограничения Γ в зависимости от толщины активного слоя d в обычной двусторонней гетероструктуре (сплошная кривая, $w = d$) и в гетероструктурах с трехслойным волноводом (штриховая и штрих-пунктирные кривые) при разных значениях суммарной толщины w (в мкм).

На вставке — профиль показателя преломления рассчитанного трехслойного волновода для лазера на длине волны 1,55 мкм.

параметром Γ оптического ограничения, который соответствует относительной доле оптического потока, приходящейся на активный слой. Усиление для моды пропорционально Γ , поскольку вне активного слоя усиление не происходит. Когда толщина активного слоя d меньше длины волны излучения, Γ быстро уменьшается (пропорционально d^2) вследствие, во-первых, расширения пучка излучения в силу ослабления волноводного эффекта и, во-вторых, уменьшения d . Отсюда следует, что уменьшение Γ должно компенсироваться достаточно быстрым ростом коэффициента усиления (для плоской волны) в активном слое, при этом пороговая плотность тока в общем случае проходит минимум и возрастает с уменьшением d , как только ослабевает рост усиления с накачкой. В общем случае кривая зависимости показателя усиления $g(j)$ от тока имеет «сверхквадратичный» участок, как это показано на рис. 1. При этом оптимум соответствует верхнему концу этого участка (точка A). По величине объемного усиления g в точке A и по необходимому модовому усилинию g_m на пороге можно определить Γ и предполагаемую оптимальную толщину d_0 . Такой расчет был представлен еще в работе²⁰, где и были указаны малые значения d_0 (~ 200 Å) для комнатно-

температурных лазеров на основе GaAlAs/GaAs (с порогом ~ 500 A/cm² и менее).

Двусторонние гетероструктуры с более сложным волноводом — градиентным или многослойным — позволяют снизить порог генерации до значений 100—200 A/cm² в GaAlAs/GaAs^{21, 22} и 400—500 A/cm² в InGaAsP/InP^{23, 24}. Расчет Г для трехслойного волновода (активный слой между двумя пассивными слоями промежуточного состава, окруженные следующими,

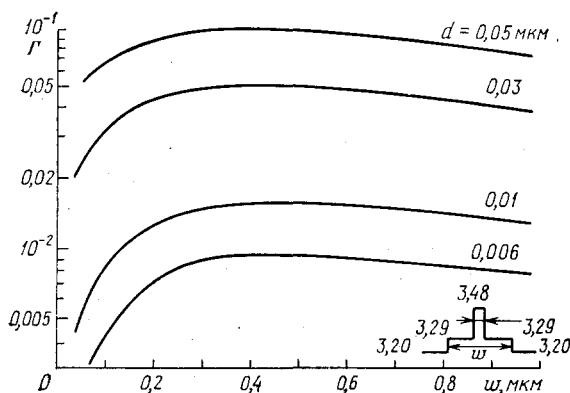


Рис. 3. Величина параметра оптического ограничения Г в зависимости от толщины w трехслойного волновода при нескольких значениях толщины d активного слоя (в мкм).

На вставке — профиль показателя преломления рассчитанного трехслойного волновода для лазера на длине волны 1,3 мкм

более широкозонными материалами) показал, что зависимость Г(d) видоизменяется (рис. 2), и Г заметно увеличивается при малых d при той же суммарной величине гетеробарьера²⁵. Это происходит вследствие того, что дополнительные ступеньки профиля показателя преломления в трехслойном волноводе частично приостанавливают расширение оптического пучка с уменьшением d . В результате становится возможным увеличить усиление моды при том же токе накачки или понизить пороговый ток.

Таким образом, оптимизация по толщине приводит к дальнейшему уменьшению d_0 до значений 40—50 Å, причем одновременно можно уточнить и второй оптимизируемый параметр — суммарную толщину трехслойного волновода w . На рис. 3 показана зависимость Г от w при некоторых значениях d . Из рис. 1—3 выясняется принципиальная картина оптимизации с точки зрения оптической (волноводной) структуры.

2.3. Квантово-размерные эффекты

Созданная за счет узкозонного слоя одномерная потенциальная яма при достаточно малой толщине приводит к перераспределению энергетических уровней (квантованию) и в конечном итоге к модификации функции плотности состояний и матричных элементов для различных квантовых переходов. В этом слое плотность состояний в случае одномерного квантования имеет ступенчатый вид, в квантово-размерных нитях — серии пиков, как видно из рис. 4. Нижний уровень поднимается над номинальным дном зоны на величину «кинетической энергии локализации» $h^2/2md^2$, где m — эффективная масса, d — толщина потенциальной ямы. Квантово-размерный эффект в энергетическом спектре приобретает значение при условии, что характерные энергии квантования (порядка упомянутой кинетической энергии локализации) превышают размытие энергетических уровней в силу затухания соответствующих квантовых состояний (порядка h/τ , где τ — время внутризонной релаксации). В ряде исследований ультратонких структур, выполненных в работе²⁶, было показано, что спектральные признаки квантово-размерного эффекта в гетероструктурах GaAlAs/GaAs, GaInPAs/InP

начинают обнаруживаться при толщине менее 300 Å. Выявлено также, что в однослойных структурах захват носителей на нижние квантовые уровни замедляется с уменьшением толщины, так что при малых толщинах (менее ~150 Å) интенсивность люминесценции с нижних уровней сильно ослабевает). Соответственно можно предположить ослабление эффекта электронного ограничения, поскольку большинство захваченных носителей пребывает на уровнях заметно выше дна потенциальной ямы.

Определенные надежды на улучшение температурной зависимости порогового тока (т. е. на снижение порога при повышенной температуре) вызваны

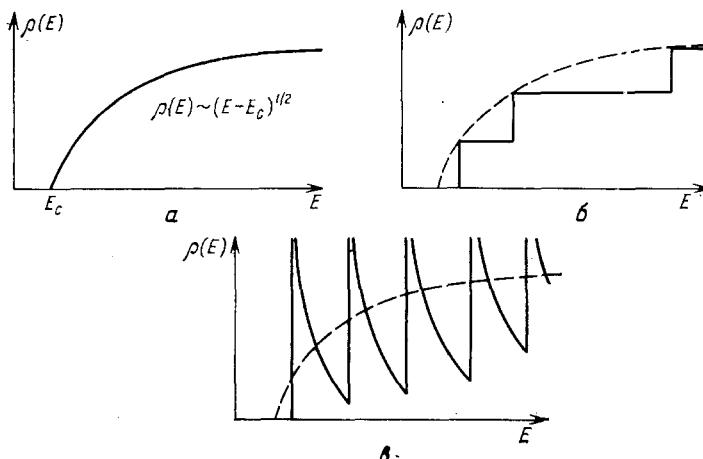


Рис. 4. Функция $\rho(E)$ плотности состояний в электронной зоне полупроводника: в объеме (a), в тонком слое (сплошные линии) (б) и в нитевидной структуре (сплошные линии) (в)²⁶

благоприятным изменением формы плотности состояний $\rho(E)$ в квантово-размерных слоях. В принципе использование дискретного спектра типа показанного на рис. 4 может устраниć влияние такого важнейшего фактора температурной зависимости порога, как «тепловое» заполнение зон в полупроводнике, и тем самым позволит избавиться от трудностей, связанных с быстрым (экспоненциальным) температурным ростом порога генерации в инжеционных лазерах. В случае ступенчатой формы спектра $\rho(E)$ также ожидается ослабление температурного влияния. Можно, однако, сразу указать на границы возможного улучшения. Качественно ясно, что нежелательным является заполнение «нерабочих» уровней выше области рабочих уровней; если начинается тепловое заполнение следующей ступеньки (или пика $\rho(E)$), то это соответствует ускорению роста порога, даже по сравнению с лазером с толстым активным слоем. Таким образом, возможность уменьшить пороговый ток за счет модификации $\rho(E)$ ограничивается сверху температурой, при которой характерная энергия квантования становится недостаточно большой по отношению к тепловой энергии kT .

Что касается захвата носителей в ультратонкий узкозонный слой, то в обход трудности с замедлением захвата предложены многослойные квантово-размерные структуры типа «сверхрешетка»²⁷, в которых достаточно эффективен туннельный обмен носителями. Показано, что в таких структурах эффективно работают нижние квантовые уровни и относительно легко достигается лазерный режим. В отношении оптической структуры такие лазеры могут быть рассчитаны по аналогии с обычными двусторонними гетероструктурами (ДГС) с некоторой эффективной (суммарной) толщиной волноводного слоя. Если вернуться к оптимизации по пороговому току, то в данном случае придется оперировать также суммарной толщиной активных слоев,

и, следовательно, можно ожидать, что по сравнению с однослойной структурой пороговый ток будет больше во столько раз, сколько активных слоев подлежит накачке (при прочих равных условиях). Это означает, что без использования каких-либо особенностей квантово-размерных эффектов в многослойной структуре минимальный пороговый ток едва ли может быть ниже, чем в однослойной (за исключением высокой температуры, где в однослойной структуре быстрее нарушается электронное ограничение). Другой путь, по-видимому, реализуется в структурах с трехслойным (ступенчатым или градиентным) волноводом, где потенциальная яма имеет ступенчатую или «воронкообразную» форму. Возможно, что двухэтапное улавливание носителей более эффективно. Во всяком случае, в работах с низкопороговыми ультратонкими лазерными структурами²¹⁻²³ проблема захвата носителей не упоминается даже при толщине единственного активного слоя, равной 60—80 Å.

Актуальными задачами в этих исследованиях и разработках следует считать распространение техники ультратонких и квантово-размерных структур на практически важные диапазоны длин волн 1,3 и 1,55 мкм, выяснение влияния квантово-размерного эффекта на различные излучательные и безызлучательные механизмы, а также на другие процессы, играющие роль в физике инжекционного лазера, дальнейшую оптимизацию структуры лазера (с учетом бокового ограничения, интегрально-оптических элементов, техники изоляции и т. д.).

2.4. Увеличение мощности излучения инжекционных лазеров

Увеличение мощности излучения необходимо в целях расширения областей применений (букопечатание и другие способы оптической записи, нелинейная спектроскопия, дальняя связь, подсветка и т. д.). Однако речь

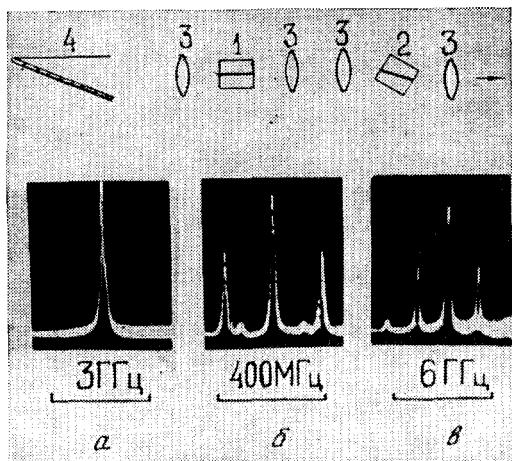


Рис. 5. Схема двухкаскадного передатчика на инжекционных лазерах с модулятором-усилителем мощности (сверху) и спектры излучения в стационарном режиме (а) при модуляции тока усилителя на частоте 190 МГц (б) и

2 ГГц (в)⁴³.

1 — активный элемент (лазерный диод) одночастотного генератора оптической несущей; 2 — усилитель бегущей волны (лазерный диод с наклонной полосковой структурой); 3 — коллиматор внешнего резонатора генератора; 4 — спектральный голограммический селектор

идет об увеличении с сохранением высокого качества (когерентности) излучения. Например, для «побитовой» записи на видеодисках имеется в виду фокусирование 20—40 мВт в пятно диаметром порядка 10^{-4} см. Для этого требуется когерентное излучение с малыми искажениями волнового фронта, т. е. одномодовое излучение. В технике когерентной связи требуется модулированное излучение со спектром, соответствующим модуляции (а не с шумовым, когда ширина полосы генератора превышает частоту модуляции).

В полупроводниковых лазерах имеет место явление вынужденного рассеяния на «волнах» инверсной населенности²⁸, приводящие к «аномальному»

взаимодействию спектральных мод, как это впервые было показано в 1975 г.²⁹. Пространственно-временные биения мод в инвертированной среде порождают колебания электронной плотности на разностных частотах. Взаимодействие «сильной» моды с соответствующей динамической решеткой диэлектрической проницаемости среды приводит к деформации спектрального контура усиления в основном в пользу длинноволновых мод, причем в окрестности «сильной» моды образуется спектральный провал, т. е. происходит подавление слабых мод. Если резонатор обеспечивает подавление дальних мод, то подавление ближних мод осуществляется за счет внутреннего нелинейного механизма в интервале частот $\Delta\omega \leqslant \tau^{-1}$, где τ — время жизни неравновесных носителей. Иначе говоря, могут быть созданы условия для автостабилизации одночастотного режима, как показано в³⁰. Механизм этого эффекта сводится к тому, что в ответ на возможное увеличение интенсивности соседней «слабой» моды ее взаимодействие с «сильной» модой, согласно уравнениям устойчивости стационарного режима, гасит это увеличение. Таким образом, в некотором диапазоне рост мощности одночастотной генерации в полупроводниковом лазере сопровождается его стабилизацией относительно скачкообразных переключений на другие частоты, что существенно облегчает получение более высокой степени когерентности мощного излучения.

Рассмотрим некоторые пути повышения мощности когерентного излучения инжекционных лазеров.

2.4.1. Каскадное усиление

Оптические усилители на основе лазерных диодов пока не получили распространения. За последние годы интерес к ним повысился в связи с их возможным использованием в качестве предусилителей на приеме и в каскадном передатчике. Основное препятствие состоит в малой эффективности ввода внешнего излучения в активную область усилителя. Для компенсации потерь на вводе нужно усиление 10—20 дБ, следовательно, здесь перспективны только усилители с очень большим коэффициентом усиления. Это можно получить в усилителе бегущей волны (УБВ), если существенно снизить отражение на торцевых гранях, или в регенеративном усилителе (РУ) ценой резкого сужения полосы сигнала (и ухудшения устойчивости работы) и увеличения инерционности.

В недавней работе по режимам кольцевого лазера нами был разработан и изучен лазерный активный элемент с наклонными (к активной полоске) зеркалами, обеспечивающий генерацию в кольцевом резонаторе (т. е. зарядом дающий «внешнее» усиление более единицы). Анализ показал, что остаточное отражение на торцах было снижено до 10^{-4} (при угле 10°). Это позволило получить «внутреннее» усиление в режиме УБВ до 40 дБ. УБВ, работающий в непрерывном режиме, был включен в двухкаскадную схему лазерного передатчика (рис. 5), позволяющую получить узкополосное излучение (с полосой 10 МГц), сохраняющее когерентность при модуляции УБВ (но с поддержанием стабильного одночастотного режима в задающем генераторе). При модуляции УБВ на частотах 0,1—1 Гц получена четкая картина боковых линий на соответствующем расстоянии от несущей. Заметим, что при модуляции генератора накладываются два эффекта — уширение линии за счет « chirping » частоты и возбуждение новых продольных мод. В данном случае при умеренном «внешнем» усилии (~ 5 —10 дБ) получено увеличение доступной мощности излучения «радиотехнического» качества.

2.4.2. Синхронизация в многополосковой структуре

Явление взаимного захвата колебаний в инжекционных лазерах при наличии между ними оптической связи изучалось теоретически³¹ и экспериментально³² довольно давно. Для расширения работ в этом направлении не

было достаточного стимула, поскольку необходимая оптическая связь могла быть создана только за счет громоздкой внешней оптики. Что касается дифракционной связи за счет близкого расположения элементов, то ее не удавалось эффективно использовать из-за взаимного теплового влияния диодов. Репитительный поворот произошел совсем недавно, после того как за счет оптимизации (утоньшения) активного слоя удалось снизить пороговые токи. В многослойной структуре (период 10 мкм, ширина активной полоски 3–4 мкм), описанной в³³, удалось получить непрерывный режим при значительном превышении порога и при наличии эффективной синхронизации оптических колебаний (в режиме синфазности или противофазности соседних полосок). Как известно, в таких диодах максимальная мощность была доведена до 2,6 Вт, причем до 0,8 Вт сохранилась высокая степень взаимной когерентности колебаний, т. е. практически однодомовый характер генерации. Объективной оценкой качества излучения является возможность сконцентрировать его в пятно малого размера. Такие измерения в работе³⁴ показали возможность сфокусировать до 90 мВт в пятно диаметром 2,5 мкм (на длине волны 770 нм).

2.4.3. Различие материалов. Перспективные импульсные структуры

Опыт показывает, что ограничения пиковой мощности в полупроводниковых лазерах существенно зависят от материалов. В GaAs предельные потоки, зависящие от длительности импульсов, составили 1–2 МВт/см²³⁵. Для лазеров на 1,3 мкм эти пределы до сих пор не установлены окончательно. Сообщалось, что катастрофическая деградация не наблюдается при плотности потока в 3–5 раз больше, чем указанные значения. Таким образом, возможен выбор наиболее оптимального полупроводника для увеличения импульсной мощности. С точки зрения механизма оптического разрушения (модели теплового «микровзрыва»³⁵) причина различия может быть заключена в состояниях поверхности (поверхностной рекомбинации), предопределяющих исходный «затравочный» источник тепловыделения.

Мы полагаем, что с точки зрения техники импульсных лазеров с улучшенным коллимированием выходного луча представляют интерес «неволноводные» резонаторы³⁶, в которых активная плоскость наклонена к зеркалам на угол 10–12°, что предотвращает обычный вывод излучения вдоль волноводного слоя. Такого рода инжекционные лазеры получены в работе³⁷ с генерацией при 300 К в импульсном режиме при пороговой плотности тока 18 кА/см² (на длине волны 1,3 мкм). Улучшение расходимости составляло 5–8 раз в плоскости, перпендикулярной к активному слою (5–7° вместо 40–50°). Сообщалось о «продольной» генерации в инжекционном лазере (т. е. при угле 90°, когда активный слой параллелен зеркалам резонатора³⁸).

Заметим, что из четверых систем пока одна GaInAsSb/GaSb, по-видимому, наиболее благоприятна для таких применений, поскольку активный слой обладает антиволноводными свойствами, и, следовательно, легче предотвратить нежелательную генерацию вдоль него. Помимо этих вариантов, изучены лазерные структуры с так называемыми «вытекающими модами»³⁹, обладающими сильной дискриминацией поперечных мод высоких порядков.

Из-за краткости обзора мы не смогли рассмотреть целый ряд актуальных проблем, связанных с инжекционными лазерами. Не было уделено место динамике и модуляции излучения, получению ультракоротких импульсов⁴⁰, подавлению релаксационных пульсаций^{41, 42}, бистабильным режимам⁴³, гетеродинированию⁴⁴, ресурсным характеристикам⁴⁵ и др. Инжекционные лазеры существенно обогатились за последнее время как с точки зрения понимания физики происходящих в них процессов, так в еще большей степени с точки зрения технологии их изготовления. Практическое же использование инжекционных лазеров превзошло самые смелые прогнозы.

3. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ЛАЗЕРЫ С ЭЛЕКТРОННОЙ НАКАЧКОЙ (ПЛЭН)

Образование неравновесных носителей тока в ПЛЭН происходит за счет многоступенчатой ионизации, производимой быстрыми электронами, входящими в полупроводник. В этом случае образуются «горячие» электроны и дырки, т. е. их кинетическая энергия в соответствующих зонах во много раз превышает энергию равновесных с решеткой носителей. Взаимодействие горячих носителей с решеткой полупроводника приводит к их охлаждению до температур, близких к температуре решетки, т. е. образовавшиеся неравновесные носители, первоначально разбросанные по широкому энергетическому интервалу соответствующих зон, занимают узкий энергетический интервал порядка kT вблизи краев зон (электроны — у дна зоны проводимости, дырки — вблизи потолка валентной зоны). Накачка должна быть такой, чтобы «охлажденные» носители были вырождены в соответствующих

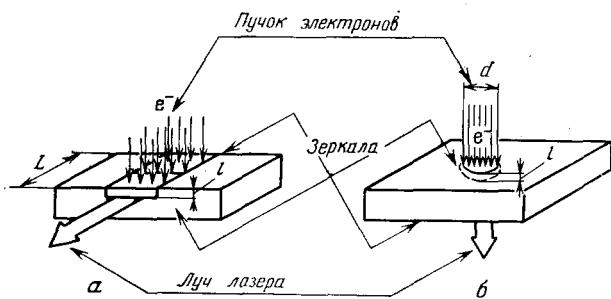


Рис. 6. Полупроводниковые лазеры с поперечной (а) и продольной (б) электронной накачкой

зонах, т. е. расстояние между квазиуровнями Ферми стало бы больше ширины запрещенной зоны. Энергия, переданная решетке кристалла при остывании горячих носителей, составляет неизбежные энергетические потери в методе накачки быстрыми электронами (так же как и при накачке другими ионизирующими излучениями), требует дополнительного по сравнению с инжекционными лазерами охлаждения активной области. Теоретические расчеты и экспериментальные данные говорят о том, что эти энергетические потери не могут быть меньше 64%, т. е. максимально возможный к. п. д. ПЛЭН около 30%.

Накачка быстрыми электронами — довольно универсальный способ получения лазерной генерации в полупроводниках, пригодный для материалов с любой шириной запрещенной зоны и любым исходным электрическим сопротивлением. Благодаря этому такая накачка к настоящему времени применена к наибольшему числу полупроводниковых материалов. Особенно важным оказалось получение лазерного излучения в видимом диапазоне с длиной волны короче 0,6 мкм, где инжекционные лазеры не работают.

ПЛЭН существуют в двух геометрических разновидностях: с поперечной и с продольной накачкой (рис. 6). В первом случае ось оптического резонатора, а также направление лазерного излучения перпендикулярны направлению падения быстрых электронов. В этом варианте обеспечивается большая длина активной области между зеркалами, что способствует снижению порогового уровня накачки. В продольной геометрии ось резонатора совпадает с направлением падения электронов, так что длина активной области ограничена глубиной проникновения быстрых электронов. Эта глубина зависит от энергии падающих электронов E_0 , которая лежит в пределах от 10 до 300 кэВ. Нижняя граница энергии связана с возможностью проникновения электронов через поверхностный слой, верхняя — с образованием дефектов, ведущих к деградации лазера. Глубина проникновения меняется от нескольких мкм ($E_0 = 10$ кэВ) до 100 мкм ($E_0 = 300$ кэВ). В случае продольной накачки, с одной стороны, возможно двумерное сканирование остро сфокусированного

сированного электронного пятна, а следовательно, и лазерного луча, с другой — можно расширить площадь возбуждения для увеличения полной мощности и уменьшения дифракционной расходимости излучения. Чтобы предотвратить сброс инверсии вдоль большой возбуждаемой площади, приходится делать светопоглощающую сетку, а для взаимной синхронизации отдельных

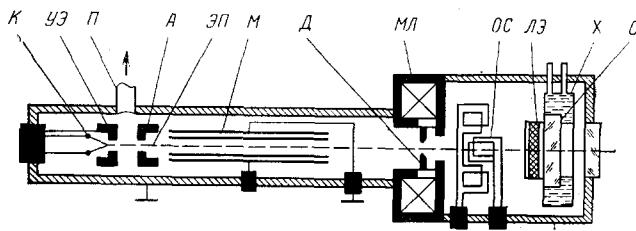


Рис. 7. Схема ЛЭЛТ для проекционного телевидения⁴⁶.

К — катод; *УЭ* — управляющий электрод; *П* — вывод для откачки; *А* — анод; *ЭП* — электронный пучок; *М* — модулирующие пластины; *Д* — диафрагма; *МЛ* — магнитная линза; *ОС* — отклоняющие системы; *ЛЭ* — лазерная мишень; *С* — сапфировая подложка; *Х* — охлаждающая жидкость

элементов такого мозаичного лазера — использовать второе внешнее зеркало, существенно улучшающее направленность излучения.

В настоящее время ряд важных технических применений получила лазерная электронно-лучевая трубка (ЛЭЛТ), которая была предложена и создана советскими учеными⁴⁶.

В ЛЭЛТ осуществляется продольная накачка (рис. 7) быстрыми электронами плоскопараллельной полупроводниковой мишени — пластинки диа-

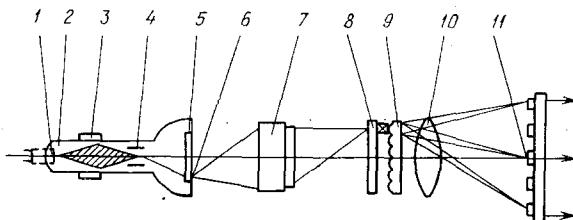


Рис. 8. Схема устройства оптической памяти с ЛЭЛТ⁴⁹.

1 — электронная пушка с модулятором; 2 — анод; 3 — фокусирующая катушка; 4 — отклоняющие пластины; 5 — лазерный экран; 6 — генерирующая точка; 7 — объектив; 8 — фотоноситель; 9 — линзовый растр; 10 — линза; 11 — матрица фотоприемников; справа — выводы к измерительной аппаратуре.

метром в несколько сантиметров и толщиной в несколько десятков микрометров. Со стороны падения электронов на мишень наносится металлическое зеркальное покрытие, легко проницаемое для быстрых электронов. Пятое лазерного излучения имеет диаметр 10—50 мкм и может перемещаться непрерывно или дискретно по пластине. В растровом режиме пятно построчно проходит весь кадр; в режиме произвольной выборки электронный луч отклоняется по адресу в заданную позицию и высвечивает соответствующее пятно. Произвольная выборка позволяет создать на основе ЛЭЛТ различные запоминающие устройства. Например, в изображенном на рис. 8 варианте записанный на фотоносителе соответствующий микрокадр по заданной команде блока управления освещался лазерным лучом и изображение фиксировалось матрицей фотоприемников. Роль микрокадра может играть и микроголограмма. В проведенных экспериментах число бит информации в одном микрокадре (голограмме) составляло 10^2 и могло быть увеличено. Самым близкайшим и многообещающим применением ЛЭЛТ является проекционное телевидение на большом экране⁴⁷. Высокие плотности излучения при значительном

к. п. д., а главное — направленность лазерного луча (угол — в пределах 20°) эквивалентны увеличению яркости экрана обычного телевизора в десять тысяч раз, т. е. спроектированное на 1 м^2 удаленного экрана изображение с 1 см^2 мишени ЛЭЛТ имеет яркость стандартного телевизионного изображения (рис. 9). Как уже упоминалось ранее, при диаметре пятна на мишени $15-40 \text{ мкм}$ в размере строки $3-4 \text{ см}$ может быть получено до 2500 элементов в строке, т. е. осуществлен наивысший телевизионный стандарт (кинокадра), что недостижимо для всех других средств отображения телевизионной информации на большом экране. Характерные параметры работающей ЛЭЛТ: размер мишени $3 \times 2,25 \text{ см}^2$, максимальная мощность 10 Вт , размер экрана $15-20 \text{ м}^2$.

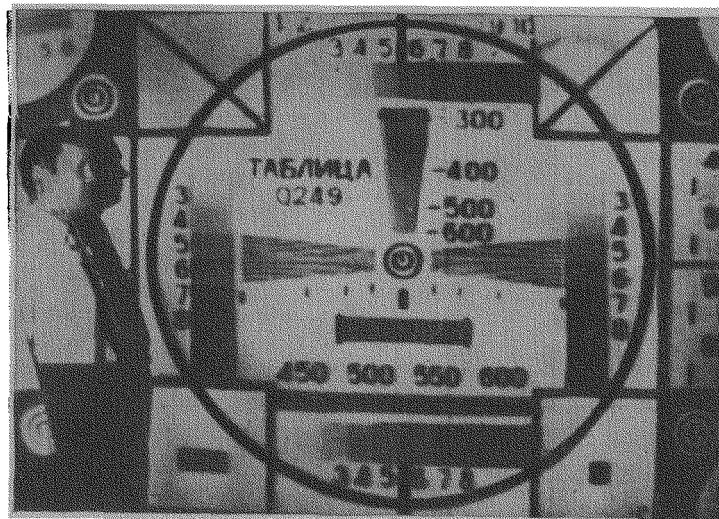


Рис. 9. Телевизионное изображение на экране 6 м^2 , полученное с помощью ЛЭЛТ⁴⁷

Для получения цветного изображения требуются три цвета с соотношением интенсивностей $0,4 : 1 : 0,5$ для красного, зеленого и голубого цветов. К настоящему времени разработаны ЛЭЛТ с рабочими веществами из сульфида кадмия ($496-510 \text{ нм}$) для сине-зеленой области, твердого раствора сульфида-селенида кадмия ($620-630 \text{ нм}$) для красной области. Для голубой компоненты требуется более широкозонный полупроводник, например селенид цинка (460 нм). Длины волн приведены для условий охлаждения мишени жидким азотом. При комнатной температуре длины волн излучения больше на $30-40 \text{ нм}$. В настоящее время освоено изготовление мишней нужного качества для зеленого и красного диапазонов спектра. В принципе на отдельных кристаллах селенида цинка генерация получена, однако для приборов требуется выращивание монокристаллов диаметром 5 см и более при высоком их совершенстве (отсутствие двойников, дефектов и т. д.), что связано пока со значительными технологическими трудностями.

Лазерные проекционные телевизоры по качеству изображения — количеству разрешаемых элементов в строке, чистоте цветов, отсутствию ореолов и послесвечений, малому энергопотреблению (к. п. д. превышает 10%) — будут значительно превосходить все другие системы отображения информации на большом экране в реальном масштабе времени.

Ввиду того, что в ПЛЭН по сравнению с инжекционными лазерами большая часть энергии накачки идет на нагревание решетки и условия теплоотвода значительно хуже (охлаждение в случае инжекционного лазера с двух сторон узкого слоя толщиной в доли микрона и охлаждение в ПЛЭН только с одной стороны слоя толщиной до десяти микрон), долгое время не удавалось получить непрерывную генерацию при накачке электронным

пучком одной и той же области полупроводника. Но когда пластинка накачивается остро сфокусированным электронным пучком с уменьшением характерного размера области возбуждения $2r_0$ (r_0 — радиус пучка), температура

остается постоянной при увеличении удельной мощности накачки как r_0^{-2} . Это обстоятельство позволило при острой фокусировке электронного пучка ($r_0 = 2,5; 5$ и 8 мкм при $E_0 = 50; 75$ и 100 кэВ соответственно), возбуждающего арсенид галлия в продольной геометрии, получить режим непрерывной генерации⁴⁸.

На рис. 10 представлены спектры излучения при трех различных токах накачки. До порога генерации ($I = 0,7 I_{\text{пор}}$) ширина спектра спонтанного излучения составляет 20 нм . В спектре четко проявляется структура продольных мод резонатора. При небольшом превышении порогового тока ($I = 1,3 I_{\text{пор}}$) интенсивность одной продольной моды увеличивается более чем в 100 раз. Этому случаю соответствует диаграмма направленности с углом расходимости, близким

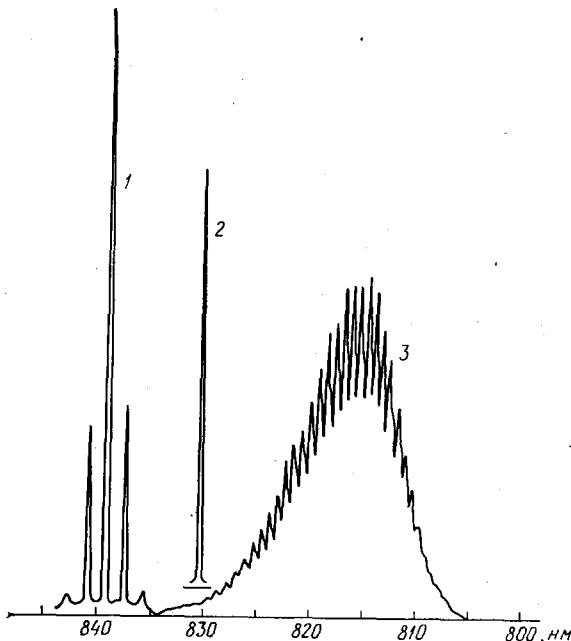


Рис. 10. Спектры излучения непрерывного ПЛЭН в зависимости от мощности накачки⁴⁸.
1 — $I = 0,7 I_{\text{пор}}$; 2 — $I = 1,3 I_{\text{пор}}$; 3 — $I = 3 I_{\text{пор}}$

к дифракционному пределу (5°). Спектр генерации при тройном превышении порогового уровня накачки состоит из нескольких продольных мод, а угол расходимости излучения увеличивается до 10° из-за возбуждения нескольких поперечных типов колебаний резонатора. Наблюдаемый сдвиг максимума в длинноволновую часть спектра излучения с увеличением тока электронного пучка объясняется увеличением температуры активной области. При непрерывной накачке одной точки пластины в течение часа заметных изменений характеристик генерации не наблюдалось. При сканировании в обычном телевизионном режиме лазерные экраны могут работать до 2 тысяч часов⁴⁹.

Кроме описанных выше инжекционных лазеров и лазеров с накачкой быстрыми электронами, как уже упоминалось ранее, в Физическом институте АН СССР были созданы и исследованы стримерные полупроводниковые лазеры, в которых возбуждение осуществляется путем образования лавины неравновесных носителей тока в сильном электрическом поле на фронте бегущего «стримера». Явление стримерного пробоя в полупроводниках во многом аналогично грозовому разряду. При быстром нарастании напряжения на острый контакте, подведенном к образцу (обычно из группы A_2B_6 и A_3B_5), помещенному в диэлектрическую среду, в образце возникает электронно-дырочная лавина. Стремер продвигается по определенным направлениям и создает на своем пути в сравнительно небольшой области высокого поля огромную концентрацию неравновесных электронов и дырок. Скорость продвижения области высокого поля («стримера») близка к скорости света в полупроводнике, так что ионизирующее поле действует в заданном месте канала низкого сопротивления и переносит высокое поле на свой передний фронт,

сами замедляются и образуют инверсную населенность, которая и приводит к генерации света.

В случае стримерных полупроводниковых лазеров и лазеров с мощной оптической накачкой были выяснены многие особенности поведения полупроводников в условиях очень высокой концентрации неравновесных носителей тока (около 10^{20} см⁻³). В частности, были установлены закономерности многоквантового поглощения, когда энергия возбуждающего фотона меньше ширины запрещенной зоны.

Однако целый ряд экспериментально наблюдаемых явлений, например направление развития стримера, огромная скорость его движения, пока не нашли удовлетворительного теоретического объяснения.

4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Полупроводниковые лазеры в наше время стали массовым прибором с разнообразными практическими применениями. Мировое производство их приближается, по-видимому, к 1 млн/год (рис. 11) и имеет тенденцию дальнейшего роста. Важнейшие области применений — оптическая связь, аудио- и видеодисковая техника, знакопечатающие устройства и другие приборы отображения информации — потребляют большую часть полупроводниковых

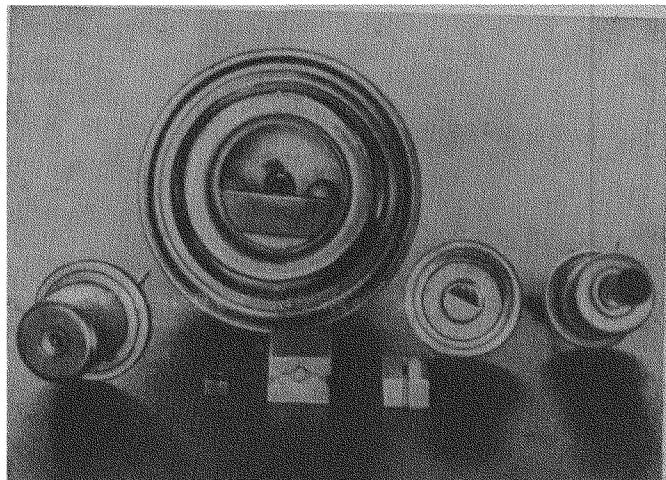


Рис. 11. Различные виды инъекционных лазеров⁶⁰

лазеров. Имеются, однако, и области эффективных применений, где потребление этих приборов не столь велико в настоящее время, но, несомненно, существенно расширится в будущем. Это такие области, как научные исследования, в первую очередь спектроскопия высокого разрешения и нелинейная спектроскопия, аттестация фотоприемников, спектральный анализ и мониторинг загрязнений атмосферы, оптическая автоматика, дальномерия и т. п. По-видимому, полупроводниковые лазеры будут постепенно вытеснять гелий-неоновые лазеры из таких применений, как визирование в строительном и горном деле, голография, прецизионные станки и испытательная аппаратура, юстировочная оснастка и испытания оптических элементов, лазерная допплеровская и другая велосиметрия и т. п. Этому способствует быстрый прогресс в улучшении излучательных характеристик лазеров, удешевлении технологий, увеличении выхода годных в производстве.

Вместе с тем нужно отметить, что как научное направление полупроводниковые лазеры продолжают быть весьма плодотворной областью, порождающей новые идеи и пути развития. Эти идеи и достижения оказывают стимулирующее влияние на родственные направления, такие, как интегральная

оптика, переключающаяся теперь на полупроводниковые среды, светодиоды и фотодиоды, использующие тройные и четверные гетероструктуры лазерного типа, физика надежности полупроводниковых приборов, обогатившаяся опытом и физическими представлениями в ходе решения проблемы рабочего ресурса инжекционных лазеров. Сюда можно отнести важные разделы твердотельной физики и техники, в частности квантоворазмерные структуры и сверхрешетки, когерентное взаимодействие света со средой, свойства гетеропереходов, нелинейная оптика полупроводников и т. п.

Активные исследования продолжаются в направлениях, связанных с новейшими технологическими приемами, в особенности с молекулярно-пучковой и металлоорганической технологиями изготовления гетероструктур. Мы отметили также актуальные направления по лазерам с электронной накачкой и стримерным лазерам.

Есть все основания для того, чтобы в ближайшее время полупроводниковые лазеры с накачкой быстрыми электронами широко применялись для высококачественного отображения информации, в том числе телевизионной, в реальном масштабе времени на большом экране.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Басов Н. Г., Вул Б. М., Попов Ю. М.— ЖЭТФ, 1959, т. 37, с. 587.
2. Басов Н. Г., Крохин О. Н., Попов Ю. М.— ЖЭТФ, 1961, т. 40, с. 1879.
3. Басов Н. Г., Крохин О. Н., Попов Ю. М.— Вестн. АН СССР, 1961, № 3, с. 61.
4. Басов Н. Г., Богданович О. В., Девятков А. Г.— ДАН СССР, 1964, т. 155, с. 783.
5. Басов Н. Г., Грасюк А. З., Катулин В. А.— Ibidem, 1965, т. 161, с. 1306.
6. Наследов Д. Н., Рогачев А. А., Рывкин С. М., Царенков Б. В.— ФТП, 1962, т. 4, с. 1062.
7. Hall R. N., Fenner G. E., Kingsley J. D., Soltys T. J., Carlson R. O.— Phys. Rev. Lett., 1962, v. 9, p. 366.
8. Nathan M. I., Dumke W. D., Burns G., Dill F. H., Lasher Q. Q.— Appl. Phys. Lett., 1962, v. 1, p. 62.
9. Quist T. M., Rediker R. H., Keyes R. J., Krag W. E., Lax B., McWhorter A. L., Zeiger H. V.— Ibidem, p. 91.
10. Басов Н. Г., Багаев В. С. и др.— ДАН СССР, 1963, т. 150, с. 275.
11. Алферов Ж. И., Андреев В. М., Гарбузов Д. З. и др.— ФТП, 1970, т. 4, с. 1825.
12. Богатов А. П., Долгинов Л. М., Дружинина Л. В., Елисеев П. Г. и др.— Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 2294.
13. Southgate P. D.— Appl. Phys. Lett., 1968, v. 12, p. 61.
14. Nicoll F. H.— Ibidem, 1973, v. 23, p. 465.
15. Басов Н. Г., Молчанов А. Г., Насибов А. С. и др.— ЖЭТФ, 1976, т. 70, с. 1751.
16. Kawamura Y., Asahi H., Nagai H., Ikegami T.— Electron. Lett., 1983, v. 19, p. 163.
17. Аарик Я., Бергман Я., Вирро А., Лыук П., Розенталь А., Саммельсельг В., Фридентал Я.— Изв. АН ЭССР. Физ.-мат. сер., 1983, № 3/4.
18. Долгинов Л. М., Дружинина Л. В., Елисеев П. Г., Мильвидский М. Г., Свердлов Б. Н.— Квант. электрон., 1976, т. 3, с. 465.
19. Курбатов Л. Н., Бритов А. Д., Караваев С. М., Сиваченко С. Д., Максимовский С. Н., Овчинников Н. И., Раев М. М., Старицкий П. М.— Письма ЖТФ, 1983, т. 9, с. 424.
20. Елисеев П. Г.— В кн.: Квантовая электроника.— М.: Сов. радио, 1971, вып. 3, с. 120.
21. Tsang W. T., Logan R. A., Ditzenberger J. A.— Electron Lett., 1982, v. 18, p. 845.
22. Tsang W. T.— Appl. Phys. Lett., 1981, v. 39, p. 786.
23. Долгинов Л. М., Дракин А. Е., Елисеев П. Г., Свердлов Б. Н., Скрипкин В. А., Шевченко Е. Г.— Квант. электрон., 1984, т. 11, с. 645.

24. Drakin A. E., Eliseev P. G., Sverdlov B. N., Dolginov L. M., Shevchenko E. G.—Electron. Lett., 1984, v. 20, p. 559.
25. Дракин А. Е., Елисеев П. Г.—Квант. электрон., 1984, т. 11, с. 178.
26. Darkus P. D., Coleman J. J., Holonyak N., Jr.—In: Intern. Electronic Devices Meeting, Washington, D.C. Techn. Dig.—N.Y., 1981, p. 436.
27. Келдыш Л. В.—ФТТ, 1962, т. 4, с. 2265.
28. Богатов А. П., Елисеев П. Г.—Квант. электрон., 1983, т. 10, с. 826.
29. Богатов А. П., Eliseev P. G., Sverdlov B. N.—IEEE, J. Quantum Electron., 1975, v. QE-11, p. 510.
30. Богатов А. П., Елисеев П. Г., Охотников О. Г., Рахвалинский М. П., Хайретдинов К. А.—Квант. электрон., 1983, т. 10, с. 1851.
31. Басов Н. Г., Беленов Э. М., Летохов В. С.—ФТТ, 1965, т. 7, с. 237.
32. Бахерт Х. Ю., Елисеев П. Г., Манько М. А., Рааб З.—ЖПС, 1970, т. 13, с. 232.
33. Scifres D. R., Streifer W., Burnham R. D. et al.—Appl. Phys. Lett., 1983, v. 42, p. 495.
34. Scifres D. R., Sprague R. A., Streifer W., Burnham R. D.—Ibidem, 1982, v. 41, p. 1121.
35. Eliseev P. G.—J. Luminescence, 1973, v. 7, p. 338.
36. Богатов А. П., Eliseev P. G. et al.—Proc. IEEE, 1982, v. 124, pt. 1, p. 252.
37. Богатов А. П., Елисеев П. Г., Микаелян Г. Т., Свердлов Б. Н.—Квант. электрон., 1980, т. 7, с. 2487.
38. Okuda H., Soda H., Mogiki K., Motegi Y., Igaki K.—Japan. J. Appl. Phys., 1981, v. 20, p. 563.
39. Безотосный В. В., Eliseev P. G. et al.—Proc. IEEE, 1980, v. 122, pt. 1, p. 199.
40. Bachert H., Eliseev P. G.—IEEE J. Quantum Electron., 1975, v. QE-11, p. 507.
41. Богатов А. П., Елисеев П. Г., Манько М. А., Чан Минь Тхай.—Кр. сообщ. физ. (ФИАН СССР), 1971, № 9, с. 60.
42. Елисеев П. Г., Лавров В. Н., Морозов В. Н.—Письма ЖТФ, 1978, т. 4, с. 1160.
43. Баженов В. Ю., Богатов А. П., Елисеев П. Г., Охотников О. Г., Пак Г. Т., Рахвалинский М. П., Соскин М. С., Тараненко В. Б., Хайретдинов К. А.—Квант. электрон., 1981, т. 7, с. 853.
44. Баженов В. Ю., Богатов А. П., Гуров Ю. В., Елисеев П. Г., Охотников О. Г., Пак Г. Т., Рахвалинский М. П., Соскин С. М., Тараненко В. Б., Хайретдинов К. А.—Ibidem, 1980, т. 7, с. 2510.
45. Безотосный В. В., Дураев В. П., Елисеев П. Г., Неделин Е. Т., Свердлов Б. Н., Шепекина Г. В., Шишкян И. Н.—Ibidem, 1981, т. 8, с. 1985.
46. Насибов А. С., Козловский В. Н., Папуша В. П.—Радиотехн. и электрон., 1973, т. 18, с. 2151.
47. Басов Н. Г., Богданкевич О. В., Насибов А. С., Козловский В. Н., Папуша В. П., Печенов А. Н.—Квант. электрон., 1974, т. 1, с. 2521.
48. Козловский В. Н., Насибов А. С., Попов Ю. М., Резников А. В.—Письма ЖТФ, 1980, т. 6, с. 463.
49. Насибов А. С., Печенов А. Н., Попов Ю. М., Решетов В. И.—Квант. электрон., 1980, т. 7, с. 1058.
50. Басов Н. Г., Попов Ю. М.—В кн.: Наука и человечество,—М.: Знание, 1982, с. 269.