

ПРИГЛАШЕННАЯ СТАТЬЯ

PACS 42.55.Px; 42.60.Da; 42.60.Fc; 42.60.Jf; 42.65.Ky

Мощные полупроводниковые дисковые лазеры с преобразованием частоты и синхронизацией мод

О.Г.Охотников

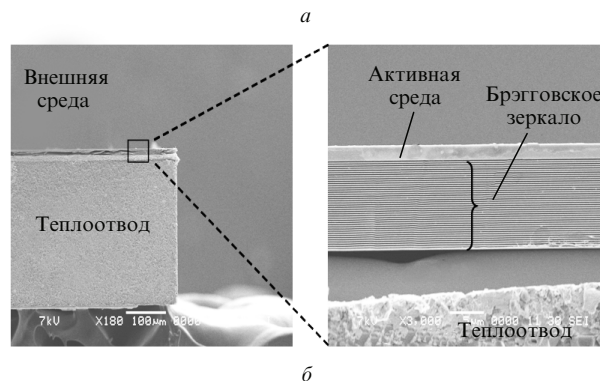
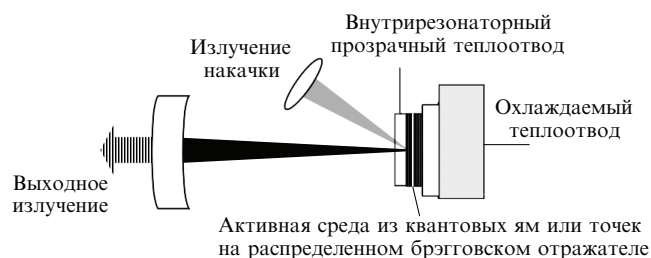
Рассмотрены новые подходы к проблеме увеличения мощности дисковых лазеров, а также вопросы внутрирезонаторного преобразования частоты и синхронизации мод, в частности новая концепция дискового лазера, позволяющая осуществить температурную разгрузку активной среды и, как следствие, увеличить выходную мощность без ухудшения качества лазерного пучка. Схема основана на использовании резонатора с двумя или более активными средами. Лазер с двумя активными элементами позволил получить мощность до 8 Вт, тогда как в одноэлементном резонаторе в результате температурного ограничения мощность не превысила 4 Вт. Оранжево-красное излучение мощностью 2.68 Вт было получено путём удвоения частоты лазера на основе GaInNAs ($\lambda = 1224$ нм) с эффективностью преобразования 7.4%. Преобразованное излучение вводилось в одномодовый световод с эффективностью 70%–78%, что подтверждает хорошее качество лазерного пучка. С помощью эталона Фабри–Перо видимое излучение перестраивалось по спектру в диапазоне 8 нм. Показано, что полупроводниковые дисковые лазеры с оптической накачкой и насыщающимся поглотителем являются перспективными источниками коротких импульсов с частотами следования порядка и более 10 ГГц. Полупроводниковые активные среды с различной геометрией, исследованные в данной работе, позволили обнаружить бистабильный режим синхронизации мод и контролировать размер гистерезиса при переключении между различными гармониками фундаментальной частоты резонатора.

Ключевые слова: полупроводниковые лазеры, вертикально-излучающие лазеры с внешним резонатором, полупроводниковые дисковые лазеры, нелинейное удвоение частоты, генерация света видимого диапазона, пассивная синхронизация мод, генерация коротких импульсов с высокими частотами следования, оптическая бистабильность.

1. Введение

В полупроводниковых дисковых лазерах (ПДЛ), известных также как вертикально излучающие лазеры с внешним резонатором, используются отражательные активные среды на основе полупроводников с оптической накачкой, помещённые в резонатор, который состоит из объёмных элементов [1, 2]. Простейшая схема такого лазера (рис. 1, а), как легко видеть, аналогична схеме резонаторов, используемых в твердотельных дисковых лазерах с активными средами на основе стекол и кристаллов. Хотя такие лазеры и не рассматриваются в данной статье, нельзя не отметить существенные успехи в их разработке, достигнутые за последние годы. Современный обзор достижений в этой области, включающий обширную библиографию, содержится в [3]. В дополнение ко многим преимуществам, связанным с дисковой геометрией (например, значительно подавленный эффект тепловой линзы), ПДЛ обладают также достоинством, присущим всем полупроводниковым лазерам, – возможностью в значительных пределах изменять длину волны генерации при изменении состава активной среды. Хорошо известно, что выходной пучок полупроводникового лазера с вертикально излучающей геометрией симметричен и значительно превосходит по качеству пучки

излучения лазеров с волноводной планарной геометрией. В то же время выходная мощность одномодового интегрального лазера с вертикальной геометрией не превышает нескольких милливатт, а выходная апертура ограничена на уровне 10 мкм, поскольку дальнейшее её увели-



О.Г.Охотников. Optoelectronics Research Centre Tampere University of Technology, P.O. Box 692 FIN-333101, Tampere, Finland; e-mail: oleg.okhotnikov@tut.fi

Поступила в редакцию 20 августа 2008 г., после доработки – 3 октября 2008 г.

Рис.1. Схема дискового лазера с линейным резонатором с единственным выходным сферическим зеркалом (а) и фотографии активного элемента, полученные с помощью электронного сканирующего микроскопа (б).

чение неизбежно приводит к возникновению многомодовой генерации.

Увеличение длины резонатора и соответствующее увеличение объёма фундаментальной моды в ПДЛ как раз и способствует решению главной задачи – росту выходной мощности при сохранении высокого качества пучка. Полупроводниковая отражательная структура, служащая активной средой ПДЛ, включает зеркало, усиливающую среду из квантовых ям или точек, а также верхний слой структуры, который осуществляет электронное ограничение, предотвращает диффузию фотогенерированных носителей к поверхности и последующую их безызлучательную рекомбинацию. Толщина этого слоя, прозрачного как для квантов накачки, так и для рабочего излучения, используется для управления толщиной структуры.

Геометрия и состав слоёв структуры определяются условиями соответствия кристаллических решёток образующих её материалов, заданной спектральной областью отражения зеркала и условием совпадения пространственного распределения оптического поля с активной средой. Пример пространственных распределений показателя преломления и поля в структурах такого типа показан на рис.2,*a*. Увеличение усиления в активной среде обычно достигается за счёт помещения её элементов, например квантовых ям, в пучности стоячей волны. При этом формируется так называемая структура с резонансным периодическим усилением, показанная на рис.2,*a* для активной среды с тремя квантовыми ямами [4]. На рис.2,*б* представлены типичные спектры отражения распределённого брэгговского зеркала и фотолуминесценции. Выбор толщины верхнего слоя, препятствующего

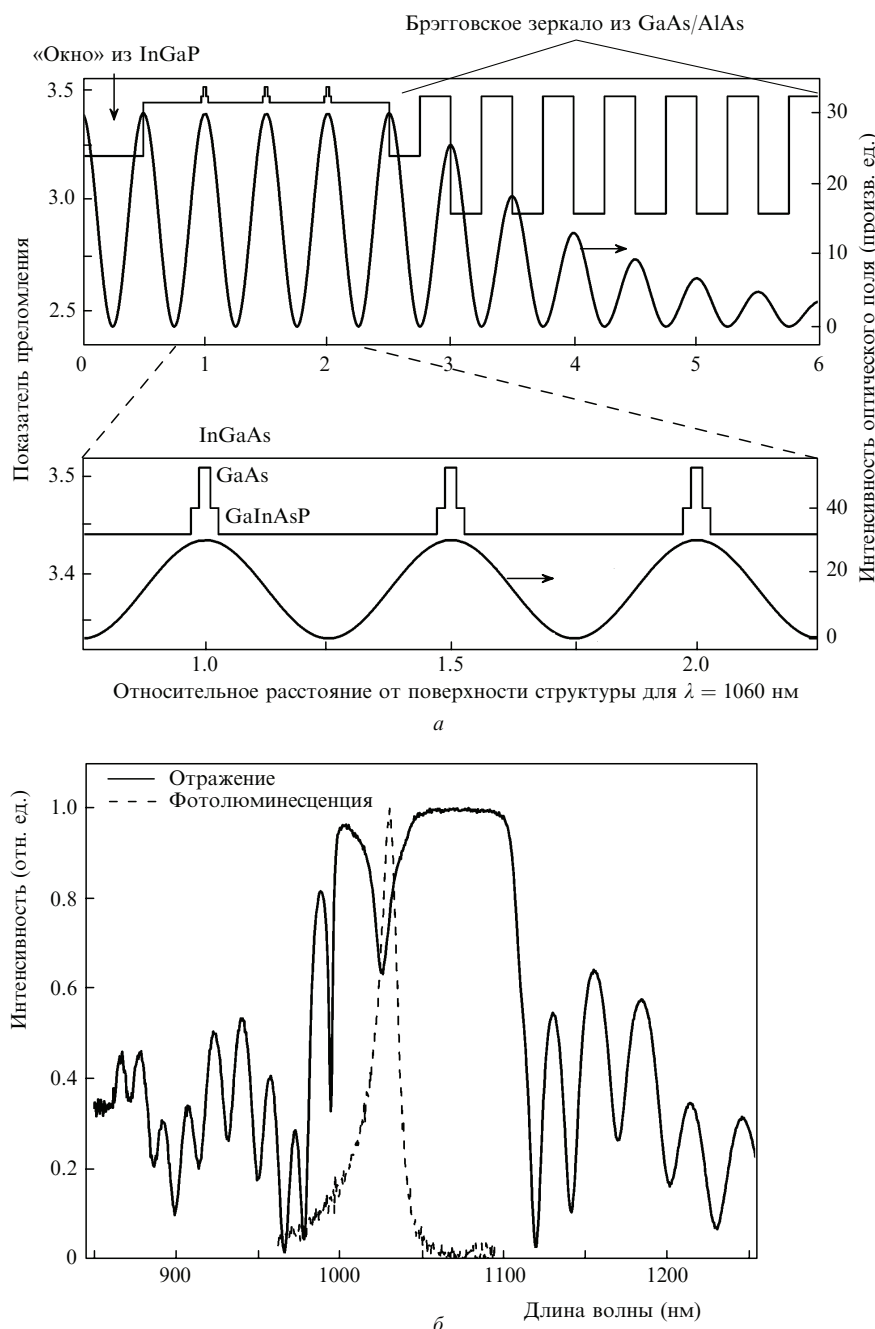


Рис.2. Пространственное распределение показателя преломления и расчётная форма стоячей волны в активной среде ПДЛ из трех квантовых ям (*a*) и спектры малосигнального отражения и фотолуминесценции (*б*).

щего окислению и поверхностной рекомбинации, обеспечивает спектральное позиционирование резонанса микрорезонатора Фабри–Перо, образованного распределённым брэгговским зеркалом структуры и френелевским отражением от поверхности полупроводника.

В настоящей статье представлены результаты последних исследований мощных дисковых лазеров с преобразованием частоты и синхронизацией мод, полученные в Центре оптических исследований Технологического Университета г. Тампере (Финляндия).

2. Увеличение мощности дисковых лазеров путём использования резонатора с несколькими активными элементами

Концепция метода. Способность ПДЛ генерировать мощный выходной пучок излучения дифракционного качества, доказанная во многих исследованиях, существенно зависит от эффективности отвода тепла из активного элемента, подвергающегося накачке излучением с большой плотностью мощности [4–7]. Порог температурного ограничения мощности, неизбежного при высоких уровнях накачки, может быть существенно повышен путём использования теплоотводов с высокой теплопроводностью, например SiC, алмазов и т. п. Другая возможная температурная разгрузка активной среды состоит в увеличении размера моды, приводящем к ожидаемому снижению плотности мощности. Однако возможности такого подхода ограничены, поскольку это увеличение сопровождается постепенной деградацией качества лазерной моды [4]. Тепловая и оптическая разгрузка активного элемента может быть также достигнута путём создания параллельной «решёточной» структуры, позволяющей распределить поглощённую накачку между множеством модовых «пятен» на усилительной среде. Эта структура может быть сформирована с помощью как многолучевой накачки [2], так и многократных отражений в резонаторе [8]. Однако такие структуры довольно сложны и в них по-прежнему используется единственный теплоотвод, что неизбежно приводит к температурным ограничениям.

Эта проблема может быть решена путём применения нескольких активных элементов, каждый из которых имеет индивидуальный теплоотвод. Такая геометрия может применяться как для полупроводниковой, так и для твёрдотельной системы [9–10]. В последнем случае выходная мощность достигает уровня 1 кВт. Ниже иллюстрируется плодотворность такого подхода для построения мощных дисковых лазеров.

Структура активного элемента и геометрия резонатора. Монолитный полупроводниковый отражательный усилитель – центральный элемент дискового лазера – включает в себя распределённый отражатель, состоящий из 30,5 слоёв GaAs/AlGaAs, и собственно усилитель, имеющий 13 квантовых ям из Ga_{0,74}In_{0,26}As. Данная структура была выращена на подложке из GaAs с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии. Чтобы увеличить эффективность съёма тепла из активного элемента, поверх полупроводниковой структуры с использованием капиллярных сил был помещён алмаз толщиной 300 мкм и размером 2,5 × 2,5 мм [11, 12]. Основной теплоотвод, на котором монтировался усилитель, был сделан из меди и охлаждался водой. Для уменьшения оптических потерь и потерь накачки на верхнюю поверхность структуры

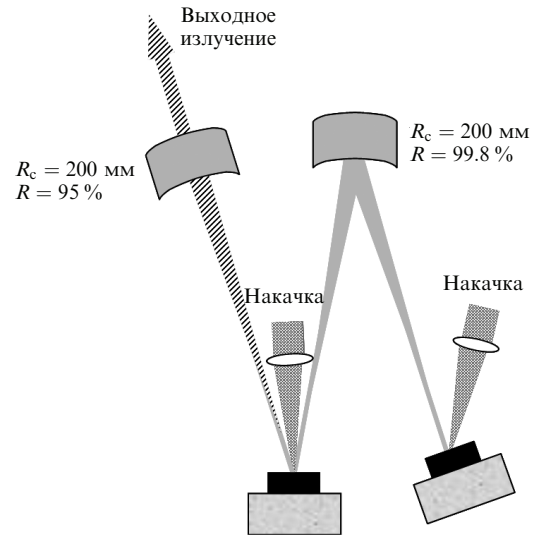


Рис.3. Полупроводниковый дисковый лазер с двумя отдельными усилительными средами (R_c – радиус кривизны, R – коэффициент отражения зеркал).

было нанесено антиотражающее покрытие из TiO₂–SiO₂. Лазерный резонатор Z-конфигурации содержал два сферических зеркала, одно из которых было высокоотражающим, а другое имело 5%-ное пропускание и служило в качестве выходного.

В резонаторе размещались два идентичных усилителя (рис.3). Они накачивались на длине волны $\lambda = 800$ нм под углом 35° к нормали полупроводниковой структуры. Диаметр пучка накачки на активных элементах составлял 180 мкм и совпадал с размером лазерной моды. Температура усилителей поддерживалась на уровне 15 °С.

Характеристики лазера с двумя активными средами. Измеренные выходные параметры лазера были сопоставлены с характеристиками одноэлементных лазеров на основе каждого усилителя в отдельности (рис.4). Суммарная выходная мощность лазеров с одной активной средой имела ярко выраженное температурное ограничение мощности, тогда как выходная характеристика двухэлементного лазера не насыщалась. Таким образом, распределение оптической накачки между двумя активными элементами и сопутствующее уменьшение тепловой нагрузки на отдельный усилитель позволяют суще-

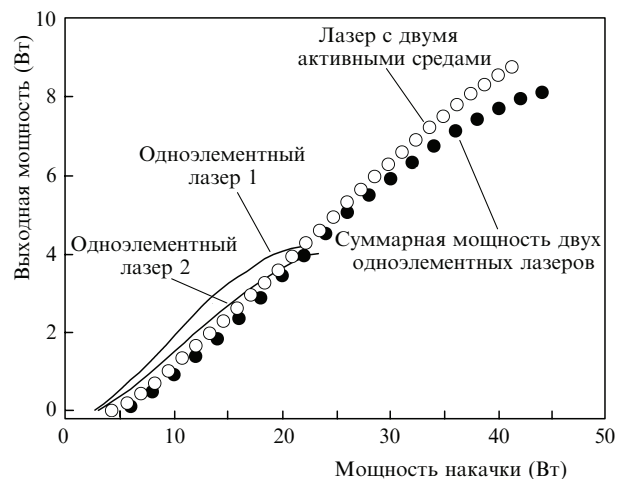


Рис.4. Выходные характеристики лазеров с двумя и одной активными средами.

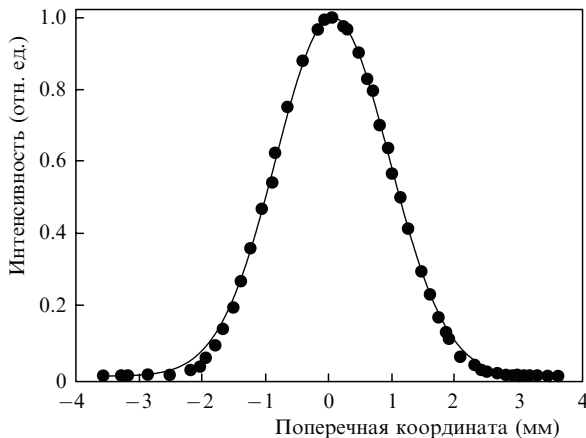


Рис.5. Пространственное распределение интенсивности на выходе лазера с двумя активными средами (точки) и соответствующее гауссово распределение (сплошная кривая).

ственно повысить порог температурного ограничения выходной мощности.

Параметр качества выходного пучка M^2 был измерен для ортогональных направлений (x , y) с использованием автоматической системы со сканирующей щелевой диафрагмой. Для одноэлементных лазеров он был ограничен значением $M_{x,y}^2 = 1.2$ при максимальной выходной мощности. Для двухэлементного лазера параметр качества M^2 несколько увеличился (на 15%–20%) и составил $\sim 1.28/1.45$ при выходной мощности 8 Вт. Пространственное распределение излучения на выходе показано на рис.5.

3. Генерация видимого излучения путём внутрирезонаторного удвоения частоты в ПДЛ

Излучение в видимом диапазоне играет большую роль в целом ряде приложений, включая оптическую накачку, технологию дисплеев, биологию и медицину. К настоящему времени существует целый ряд сообщений о генерации мощного синего [13], зелёного [14] и жёлтого [15] света путём удвоения частоты в ПДЛ на основе InGaAs/GaAs. Недавно была реализована [16] генерация красного излучения с $\lambda = 674$ нм непосредственно полупроводниковым лазером (структура GaInP–AlGaP/GaAs) при оптической накачке в зелёном диапазоне. Тем не менее получение излучения с $\lambda < 635$ нм с использованием многокомпонентных полупроводников на основе GaInP сопряжено с серьёзными затруднениями из-за отсутствия подходящего прямозонного материала, способного обеспечить эффективное электронное ограничение носителей в квантовых ямах.

С другой стороны, возросшее рассогласование кристаллических решёток между InGaAs и GaAs для $\lambda > 1180$ нм не позволяет использовать эту материальную систему для получения видимого излучения в диапазоне 590–635 нм. Следует отметить, что получение красно-оранжевого излучения с $\lambda = 610$ нм также возможно путём удвоения частоты полупроводникового лазера на основе GaAsSb/GaAs [17]. Продвижение в сторону длинных волн с использованием материалов в системе InGaAs возможно при добавлении в них незначительного количества азота ($\sim 1\%$ – 3%). Получаемый четырехкомпонентный полупроводник GaInNAs (dilute nitride) спосо-

бен генерировать излучение вплоть до $\lambda = 1.3$ мкм [18]. Использование дискового GaInNAs-лазера с удвоением частоты позволяет, таким образом, получать излучение в диапазоне 605–617 нм [19–21]. В настоящей работе мы представляем дисковый лазер на основе этой четырехкомпонентной системы, генерирующий излучение мощностью свыше 2.5 Вт на $\lambda = 610$ нм при удвоении частоты. Результаты, представленные ниже, подтверждают эффективность комбинации вертикально излучающих полупроводниковых активных сред и внутрирезонаторного нелинейного преобразования частоты для получения излучения видимого диапазона.

Структура активной среды. Для создания активного элемента на основе GaInNAs использовался реактор молекулярно-лучевой эпитаксии, оснащённый источником СВЧ плазмы для введения азота в полупроводниковую структуру. Кроме специфического состава квантовых ям и барьерных слоёв из GaAs, осуществляющих основное поглощение накачки и электронное ограничение, в остальном данная структура была аналогична описанной выше. Распределённый брэгговский отражатель состоял из 30.5 слоёв GaAs/AlGaAs четвертьволновой толщины, а 10 квантовых ям из GaInNAs имели толщину 9 нм и были сгруппированы парами, каждая из которых помещалась в пучность стоячей волны. Слои из GaNAs толщиной 4 нм выращивались с обеих сторон каждой квантовой ямы для компенсации напряжений, возникающих из-за некоторого несоответствия кристаллических решеток. Структура завершалась слоем из AlGaAs, осуществляющим электронное ограничение носителей, и слоем из GaAs, препятствующим окислению. Чтобы увеличить эффективность съёма тепла из активного элемента, поверх полупроводниковой структуры был помещён алмаз размером $2.5 \times 2.5 \times 0.3$ мм, для чего использовалось капиллярное притяжение [11, 12]. Основной теплоотвод, на котором монтировался усилитель, был сделан из меди и охлаждался водой. Температура усилителей поддерживалась на уровне 7°C .

Результаты эксперимента. Лазерный резонатор Z-конфигурации был образован тремя сферическими зеркалами и полупроводниковым рефлектором (рис.6). Все три сферических зеркала имели высокое ($\sim 99\%$) отражение на фундаментальной длине волны 1.2 мкм и пропускание свыше 90% для излучения на второй гармонике. Активная среда накачивалась оптически на $\lambda = 788$ нм под углом 35° к поверхности полупроводника. Пара-

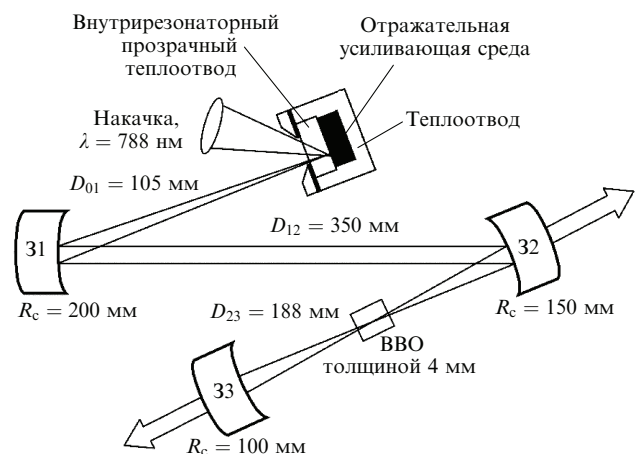


Рис.6. Геометрия лазера с внутрирезонаторной генерацией второй гармоники (D – расстояние между зеркалами).

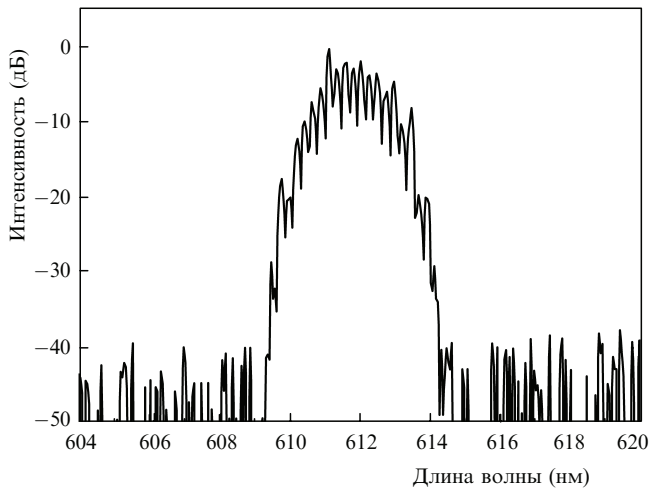


Рис.7. Оптический спектр излучения с удвоенной частотой.

метры накачки и резонатора были рассчитаны так, чтобы размер моды на активном элементе (290 мкм) совпадал с диаметром пучка накачки. Нелинейный кристалл ВВО длиной 4 мм помещался между зеркалами 32 и 33 в месте, где лазерная мода имеет минимальное поперечное сечение. Кристалл ВВО, относящийся к первому типу, имел просветляющие покрытия как на 1220 нм, так и на 610 нм. Излучение второй гармоники детектировалось на выходе зеркал 32 и 33.

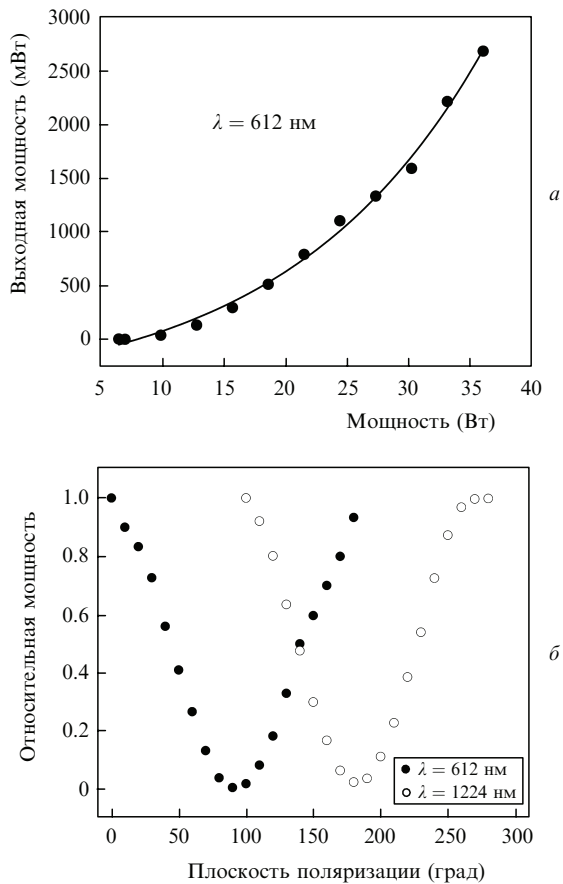


Рис.8. Зависимость выходной мощности частотно-преобразованного красного излучения от мощности накачки (а) и поляризационные характеристики фундаментального и преобразованного излучений, показывающие их линейную поляризованность в ортогональных направлениях (б).

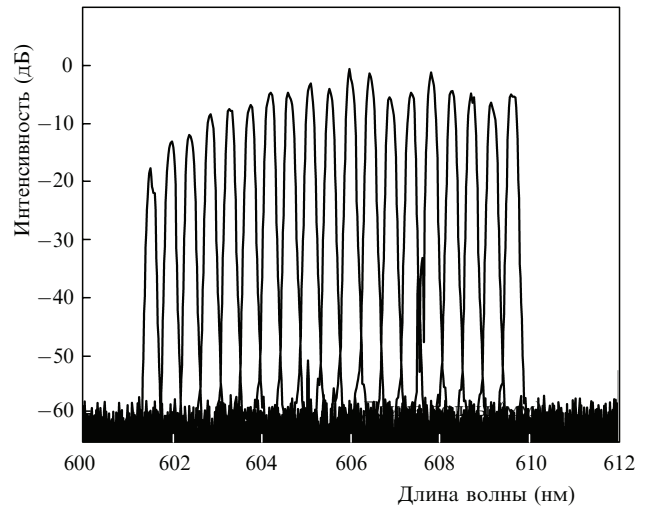


Рис.9. Перестройка спектра излучения в красном диапазоне с помощью кварцевого эталона Фабри – Перо.

Спектр преобразованного видимого излучения показан на рис.7, а поведение мощности на выходе – на рис. 8,а. Суммарная мощность красного излучения ($\lambda = 612$ нм) достигала 2.7 Вт при поглощённой мощности накачки 36 Вт. Таким образом, эффективность преобразования составляла 7.4 %. Установлено, что выходное излучение на основной и удвоенной частотах линейно поляризовано во взаимно ортогональных плоскостях.

Для получения узкополосного перестраиваемого излучения кварцевый эталон толщиной 25 мкм помещался

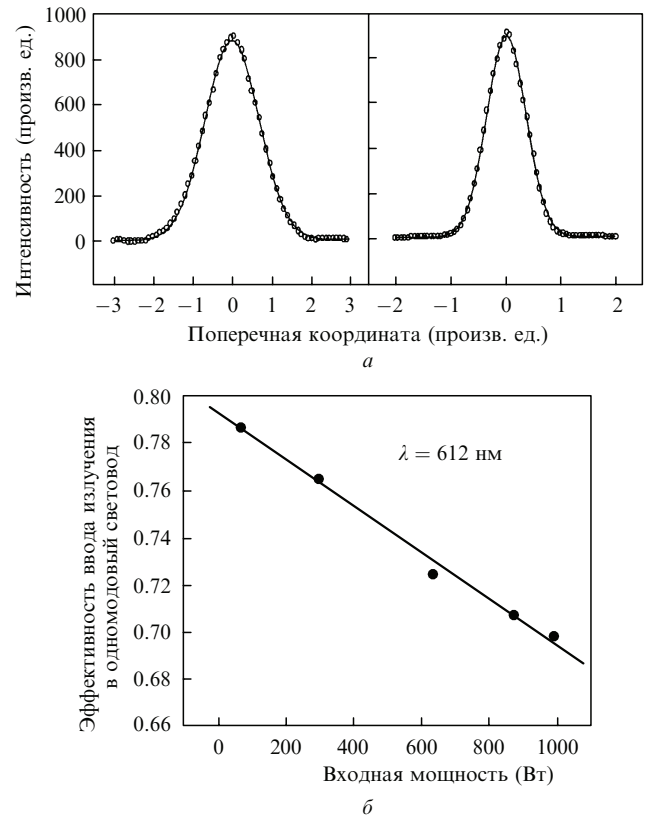


Рис.10. Пространственный профиль видимого излучения в вертикальной и горизонтальной плоскостях (а) и эффективность ввода излучения в одномодовый волоконный световод в зависимости от мощности видимого излучения с $\lambda = 612$ нм на входе (б).

между зеркалами 31 и 32. Диапазон перестройки на основной длине волны 1.2 мкм составлял 16 нм и был ограничен областью свободной дисперсии эталона. Соответствующая перестройка видимого излучения (рис.9) достигала 8 нм.

Пространственные характеристики излучения изучались с помощью CCD-камеры. Профили пучков для ортогональных направлений (рис.10,*a*), имели практически идеальное гауссово распределение. Его небольшая эллиптичность была вызвана пространственным разбеганием в нелинейном кристалле. Высокое качество пространственного распределения выходного излучения подтверждалось высокой эффективностью его ввода в одномодовый световод, достигающей 78 % при малых мощностях и незначительно уменьшающейся (до 70%) при максимальной мощности (рис.10,*b*).

4. Гармоническая синхронизация мод ПДЛ с целью генерации импульсов с частотами следования в гигагерцевом диапазоне

Наличие у ПДЛ широкой полосы усиления и резонатора сравнительно малой длины (5–10 см) позволяет осуществлять генерацию коротких импульсов с высокой частотой следования, особенно если удаётся использовать преимущества гармонической синхронизации мод. Импульсы излучения ПДЛ с частотами следования в несколько десятков гигагерц могут найти множество применений в сверхскоростной оптической связи, в быстрых оптических переключателях, в стробировании и т.д. ПДЛ имеют одно принципиальное преимущество перед твёрдотельными лазерами и волоконными лазерами на основе кварцевого стекла, которым присущи сравнительно низкие сечения вынужденного излучения и высокие значения энергии насыщения и которые вследствие этого имеют ярко выраженную тенденцию к работе в режиме модуляции добротности. В отличие от них ПДЛ обладают большим коэффициентом дифференциального усиления и малой энергией насыщения, а потому свободны от низкочастотных нестабильностей даже при малых энергиях импульсов.

Высокие (10–100 ГГц) частоты следования импульсов были получены ранее либо с резонаторами малой длины [22, 23], либо при использовании внешней обратной связи для инициирования режима гармонической синхронизации мод [24]. Однако достижение стабильного и контролируемого режима высоких частот повторения требует тщательного исследования, особенно когда дело касается работы на гармониках фундаментальной частоты резонатора. В этом разделе представлены результаты систематических исследований режима гармонической синхронизации мод в ПДЛ и рассмотрены связанные с ним особенности.

Характеристики активной среды, насыщающегося поглотителя и структура резонатора. Активный элемент ПДЛ, предназначенного для работы в режиме синхронизации мод, несколько отличается по конструкции от используемого для работы в непрерывном режиме. В частности, в таком ПДЛ нежелателен внутрирезонаторный теплоотвод, поскольку он может вызвать паразитный эталонный эффект и, как следствие, чрезмерно ограничить ширину оптического спектра. Чтобы обеспечить эффективный отвод тепла без дополнительного верхнего теплоотвода (см. рис.1,*a*), используется специальный под-

ход (Flip-Chip), который позволяет максимально приблизить активную среду к охлаждаемому теплоотводу. Активный элемент в этом случае располагается между распределённым брэгговским отражателем и слоем из GaInP, ограничивающим глубину травления. Усиливающая часть состоит из 15 квантовых ям из GaInAs, каждая из которых располагается между барьерными слоями GaAs толщиной 5 нм. Между каждой квантовой ямой и барьерным слоем выращивался слой GaInAsP, который компенсирует механические напряжения, возникающие вследствие несоответствия кристаллических решёток. Толщина верхнего «выходного» слоя используется для позиционирования каждой из квантовых ям в пучности стоячей оптической волны. Длина микрорезонатора активного элемента, образованного брэгговским зеркалом и поверхностью полупроводника, составляла 8.75λ. В противоположность стандартной технологии 27.5 пар четвертьволновых слоёв GaAs/AlAs, образующих брэгговский отражатель, выращивались в последнюю очередь, поверх активной среды. Монолитная структура, выращенная за один цикл в процессе молекулярно-лучевой эпитаксии, монтировалась подложкой вверх с помощью индиевого припоя на алмазный теплоотвод размером 2 × 2 × 0.3 мм, который в свою очередь располагался на металлическом охлаждаемом теплоотводе с использованием припоя AuSn. После посадки структуры на теплоотвод подложка удалялась химическим травлением. Заключительной стадией приготовления активного элемента было нанесение двухслойного антиотражающего покрытия из SiO₂–TiO₂. Для накачки активной среды использовался диодный лазер с многомодовым волоконным выходом, излучающий на длине волны 808 нм. Диаметр пятна накачки, сфокусированной на активном элементе, составлял 165 мкм. Излучение накачки поглощалось, в основном, барьерными слоями, а затем фотогенерированные носители захватывались квантовыми ямами.

Отражательный насыщающийся поглотитель, выращенный также с использованием молекулярно-лучевой эпитаксии, состоял из двух квантовых GaInAs-ям толщиной 9 нм, разделённых барьерными слоями из GaAs толщиной 5 нм, и брэгговского отражателя на основе 27.5 пар четвертьволновых слоёв из GaAs/AlAs. Спектр малосигнального отражения поглотителя приведен на рис.11. Время релаксации поглотителя, подвергнутого

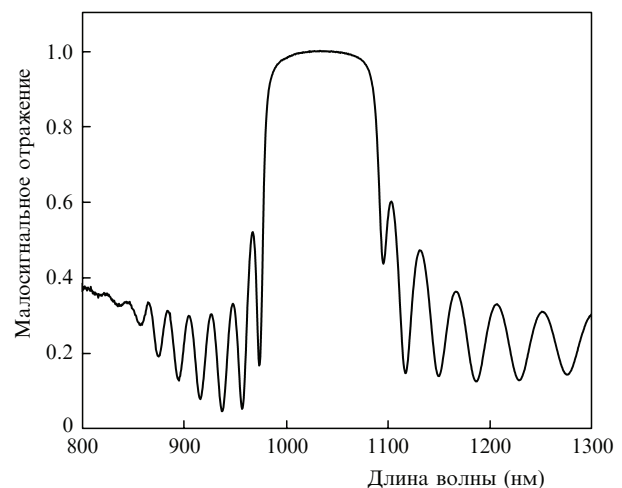


Рис.11. Спектр малосигнального отражения поглотителя.

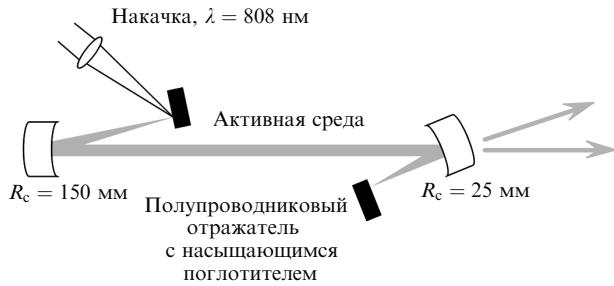


Рис.12. Схема резонатора ПДЛ с синхронизацией мод.

облучению тяжёлыми ионами, было сокращено до 2 пс. Из-за малости однопроходного усиления, характерной для ПДЛ, глубина модуляции нелинейного отражения составила всего 1 %, тем не менее этого хватало для надёжной инициации режима синхронизации мод. Энергия насыщения поглотителя составляла 50 мкДж/см².

Резонатор лазера имел Z-конфигурацию и включал в себя отражательный усилитель и поглотитель (рис.12). Выбор сферических зеркал диктовался условием опережающего насыщения поглотителя по отношению к насыщению усилительной среды [25], поэтому размер моды на поглотителе был более чем на порядок меньше, чем на активном элементе. Оптический изолятор, установленный на выходе лазера, предотвращал нежелательные отражения от внешних элементов, способные существенно деформировать режим синхронизации.

Характеристики режима синхронизации мод. В зависимости от мощности накачки и числа импульсов в резонаторе лазер генерировал импульсы длительностью 10–20 пс в спектральном интервале 1036–1040 нм. На рис.13 показаны радиочастотные спектры выходного излучения, соответствующие синхронизации мод на различных гармониках основной частоты резонатора. Важно отметить, что работа на гармонических частотах характеризуется сильным (свыше 50 дБ) подавлением частотных компонент, что свидетельствует о высокоупорядоченной периодичности выходной последовательности импульсов, присущей ПДЛ.

Поскольку последовательности коротких импульсов с высокой периодичностью требуются во многих практи-

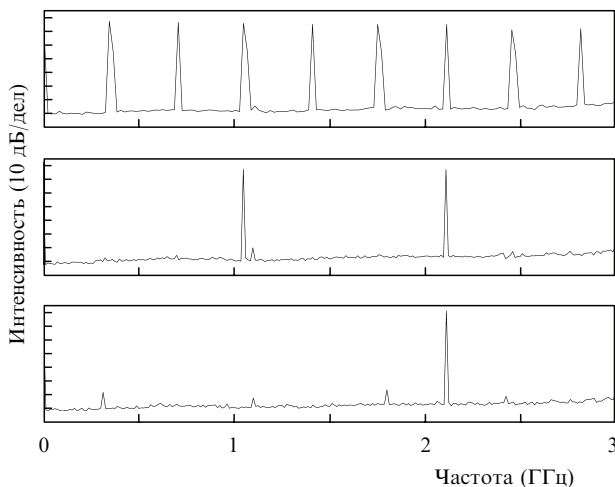


Рис.13. Радиочастотные спектры выходного сигнала для последовательности импульсов на фундаментальной частоте (верхняя диаграмма) и на её третьей и шестой гармониках. Спектры измерялись фотодиодом с полосой 12 ГГц.

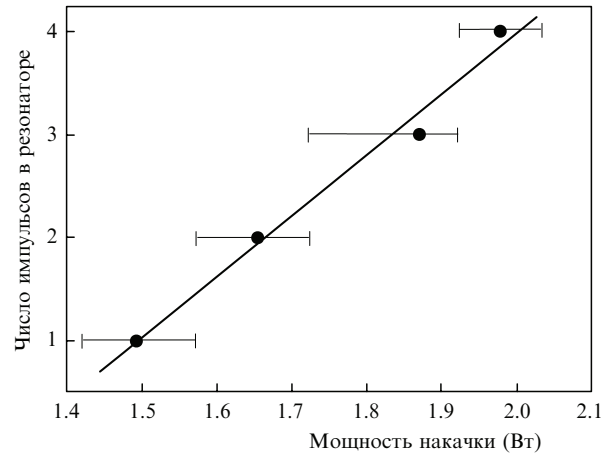


Рис.14. Число импульсов в резонаторе ПДЛ в зависимости от мощности накачки.

ческих приложениях, наблюдаемое в ПДЛ усиление режима временного упорядочения импульсов имеет существенное значение. Порядок гармоник синхронизации мод (или число импульсов в резонаторе) возрастал линейно с мощностью накачки (рис.14), что согласуется с выводами теоретической модели ПДЛ с синхронизацией мод (см. ниже). Диапазон мощностей, соответствующий устойчивой синхронизации на заданной гармонике, показан на рис.14 отрезками горизонтальных линий. Автокорреляционные измерения длительности импульсов для разных гармоник (рис.15) показали, что длительность импульса сравнительно слабо (от 16.3 до 14.8 пс) уменьшается с порядком гармоник (рис.16). Соответствующие оптические спектры импульсов, показанные на рис.17, позволяют сделать вывод о том, что произведение длительности импульса на спектральную полосу (ПДИСП) превышает таковое для спектрально ограниченных импульсов в 5–6 раз. Энергия импульса возрастала от 38 до 42 пДж с увеличением номера гармоник с 1-го по 4-й.

В целом ряде исследований было показано, что качество импульсов ПДЛ зависит от комбинации фазовых эффектов и динамики насыщения усиления и насыщающегося поглощения [25], определяющей формирование квазисолитонного режима в резонаторе ПДЛ с нормальной дисперсией.

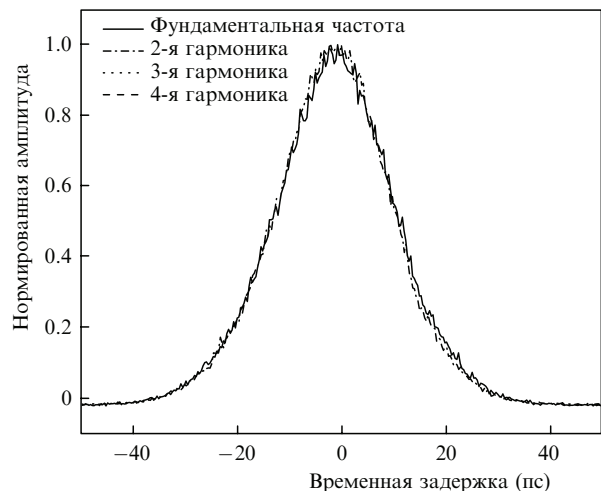


Рис.15. Длительности импульсов для различных гармоник синхронизации мод.

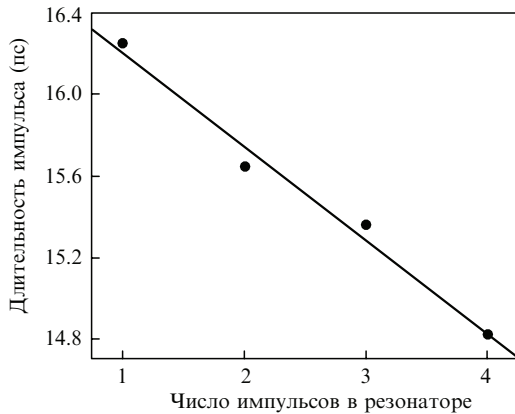


Рис. 16. Зависимость длительности выходных импульсов от их числа в резонаторе.

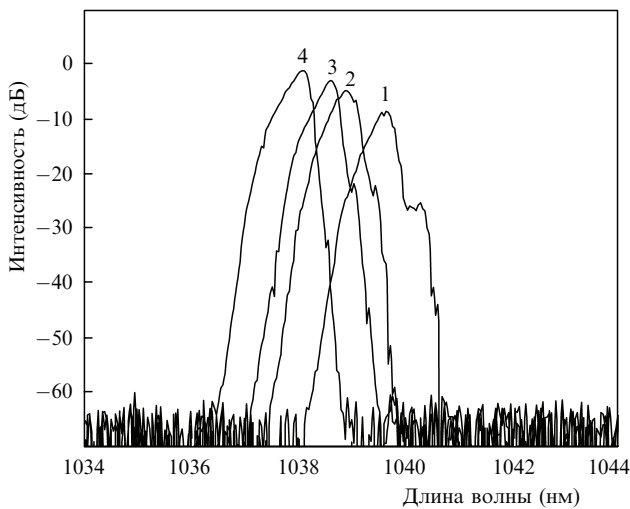


Рис. 17. Оптические спектры для различных (1–4) гармоник фундаментальной частоты резонатора в режиме синхронизации мод.

Спектральный сдвиг в коротковолновую сторону с увеличением номера гармоники (рис. 17) был объяснён на основе модели динамики насыщения усиления и насыщающегося поглощения [26]. Для частот следования свыше 1 ГГц, при которых усиление не способно полностью релаксировать в течение периода следования импульсов, наблюдалось заметное уменьшение ПДИСП

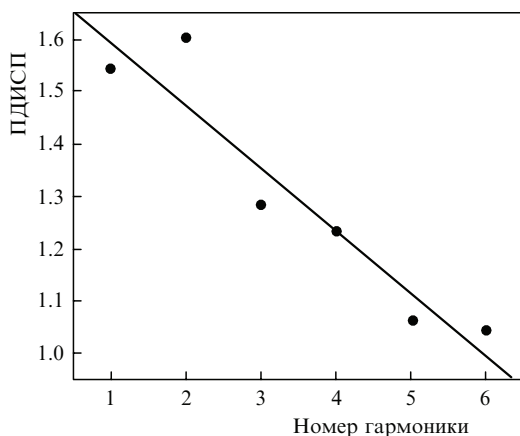


Рис. 18. Произведение длительности импульсов на спектральную полосу в зависимости от порядка гармоники синхронизации мод (или числа импульсов, циркулирующих в резонаторе лазера).

(рис. 18), свидетельствующее об улучшении качества импульсов. Уменьшение частотной девиации в спектре импульсов в процессе насыщения усиления говорит о его ограниченной релаксации при больших частотах следования.

Моделирование ПДЛ с синхронизацией мод. Наблюдавшийся в эксперименте эффективный механизм, приводящий к высокоупорядоченной периодичности импульсов в режиме гармонической синхронизации мод, предполагает сильное взаимодействие между импульсами. Этот механизм, базирующийся прежде всего на быстрой динамике насыщения усиления, был рассмотрен численно на основе скоростных уравнений. В модели используется предположение о полном насыщении насыщающегося поглотителя, что соответствует экспериментальным условиям.

Скоростное уравнение, описывающее динамику усиления ПДЛ, было взято в стандартной форме [25]:

$$\frac{dg(t)}{dt} = -\frac{g(t) - g_0}{\tau_g} - \frac{g(t)P(t)}{E_{\text{sat},g}}. \quad (1)$$

Аналогичное уравнение для насыщающегося поглощения имело вид [25]

$$\frac{dq(t)}{dt} = -\frac{q(t) - q_0}{\tau_a} - \frac{qP(t)}{E_{\text{sat},q}}, \quad (2)$$

где q_0 – глубина модуляции поглотителя; g_0 – усиление слабого сигнала; τ_g и τ_a – времена релаксации; $E_{\text{sat},g}$ и $E_{\text{sat},q}$ – энергии насыщения усиления и поглощения соответственно; P – мощность излучения накачки.

В модель входит элемент, учитывающий хроматическую дисперсию второго порядка и спектральную фильтрацию вследствие ограниченной полосы усиления. В частотном формате свойства этого элемента представлены в виде

$$\tilde{E}_b(\omega) = \exp\left(\frac{i}{2}D_2\omega^2\right) \exp\left[-\left(\frac{\omega}{\omega_g}\right)^2\right] \tilde{E}_a(\omega),$$

где $\tilde{E}_a(\omega)$ и $\tilde{E}_b(\omega)$ – фурье-преобразования медленной огибающей амплитуды электрического поля на входе и выходе этого элемента; ω – частота; D_2 – дисперсия; ω_g – полоса усиления. В качестве затравочного сигнала при численном счёте использовалось шумовое поле с малой амплитудой. Ширина полосы усиления, определяющая спектральную фильтрацию, использовалась как подстроечный параметр для согласования с экспериментальными значениями длительности импульсов $\tau_{\text{pulse}} \sim 0.0015 \times T_r^{-1}$, где T_r – время обхода резонатора; при этом полоса усиления полагалась равной $5000T_r^{-1}$. Поскольку время релаксации усиления по порядку величины совпадает с временем обхода резонатора (~ 1 нс), полагалось, что $\tau_g = T_r$. Время релаксации поглощения τ_a было взято равным $T_r/100$. Энергия насыщения усиления на два порядка превышала такую для насыщающегося поглощения. Глубина модуляции поглотителя (2%) и полные потери резонатора (6%), включающие потери на выходном зеркале, были взяты в соответствии с экспериментальными данными. И наконец, в модель ПДЛ были включены α -параметры, ответственные за фазовые эффекты: для усиления взято $\alpha_{\text{gain}} = 2$, для поглощения – $\alpha_{\text{SESAM}} = 1$ [22]. На рис. 19 приведены результаты численного расчёта временных зависимостей выходного излу-

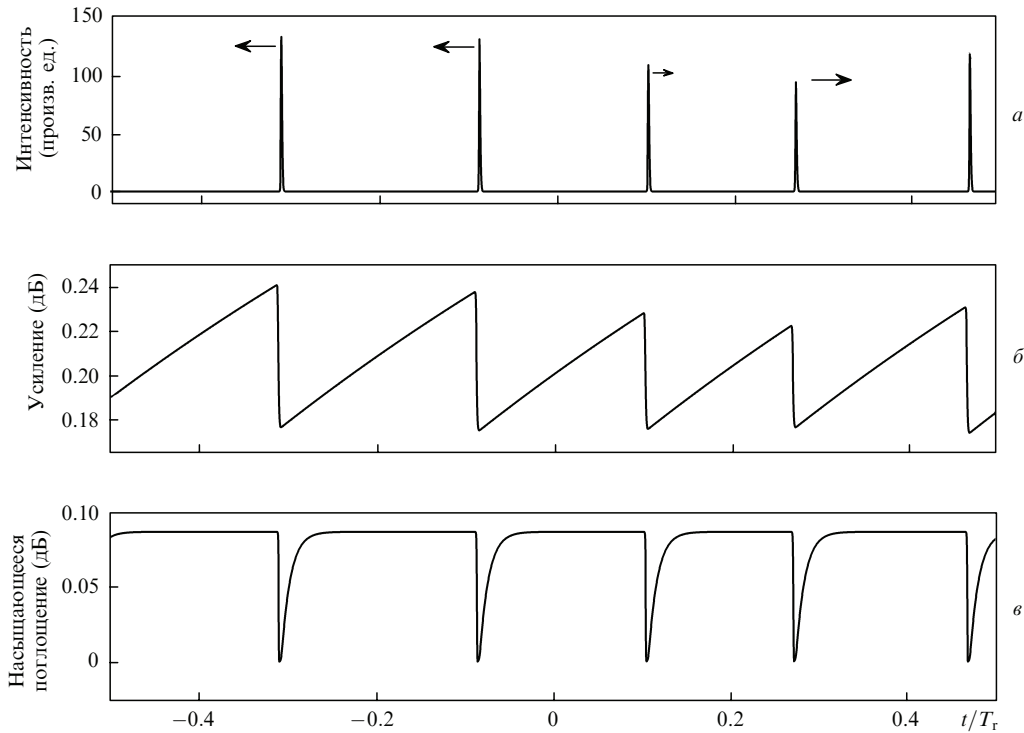


Рис.19. Временная эволюция параметров ПДЛ. Полная временная шкала соответствует времени одного обхода резонатора T_r . Стрелками показано направление временного сдвига импульса, длина стрелки пропорциональна силе механизма упорядочения периодичности импульсов.

чения, усиления и насыщающегося поглощения после 40×10^3 обходов резонатора.

Моделирование показывает, что релаксация усиления приводит к временному сдвигу импульса, равному $3 \times 10^{-6} T_r$ за один проход по резонатору, причем для мощного и слабого импульсов разность сдвигов составляет $\sim 1 \times 10^{-6} T_r$. Таким образом, можно заключить, что после 40×10^3 проходов гармоническая синхронизация мод к равновесному состоянию не приходит. Детальное изучение показало, что равновесие наступает только после 60×10^3 проходов по резонатору, когда временные сдвиги импульсов за один проход становятся предельно малыми. На рис.19,а стрелками показаны направление временного сдвига и его относительная амплитуда для различных импульсов. Необходимо отметить, что основной вклад в этот процесс вносит усиление, поскольку насыщающееся поглощение не способно оказать существенного влияния на упорядочение периодичности импульсов, т. к. период импульсов намного превышает время релаксации поглощения.

Влияние дисперсии резонатора было изучено путём учета аномальной или нормальной дисперсии величиной $2.0 \times 10^{-9} T_r^2$. В отсутствие формирования солитоноподобных импульсов длительность импульсов, как было показано, не зависит от знака дисперсии из-за сравнительной малости фазовых эффектов в полупроводниках, зависящих от амплитуды поля [25, 27].

Увеличение дисперсии резонатора приводило к уширению импульса τ_{pulse} от $0.0015 T_r$ до $0.003 T_r$, однако не оказывало заметного влияния на механизм их временного упорядочения. Необходимо отметить, что, в отличие от модели [28], представленный здесь ПДЛ работает в существенно несолитонном режиме, что следует из значительной величины ПДИСП, наблюдавшейся в эксперименте. В результате этого эффекты «квантизации»,

присущие солитонным импульсам, здесь отсутствуют, и равновесная энергия импульсов определяется исключительно насыщением усиления и потерями в резонаторе [29]. На рис.20 показана зависимость числа импульсов в периодической последовательности от мощности накачки. В согласии с экспериментом (см. рис.14), частота следования импульсов, пропорциональная номеру гармоники, линейно возрастает с накачкой. Оценки нелинейных фазовых эффектов в резонаторе ПДЛ показывают, что нелинейные эффекты, связанные с насыщением усиления и поглощения, влияют на длительность импульса и его качество, однако не вносят вклада в упорядочение периодичности в режиме синхронизации мод со многими импульсами в резонаторе.

Механизм временного упорядочения импульсов может быть качественно понят из следующих рассуждений.

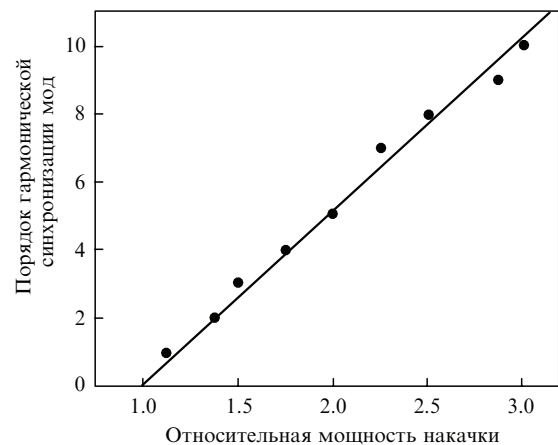


Рис.20. Зависимость порядка гармоники синхронизации мод от относительной мощности накачки P/P_{th} , полученная численным моделированием.

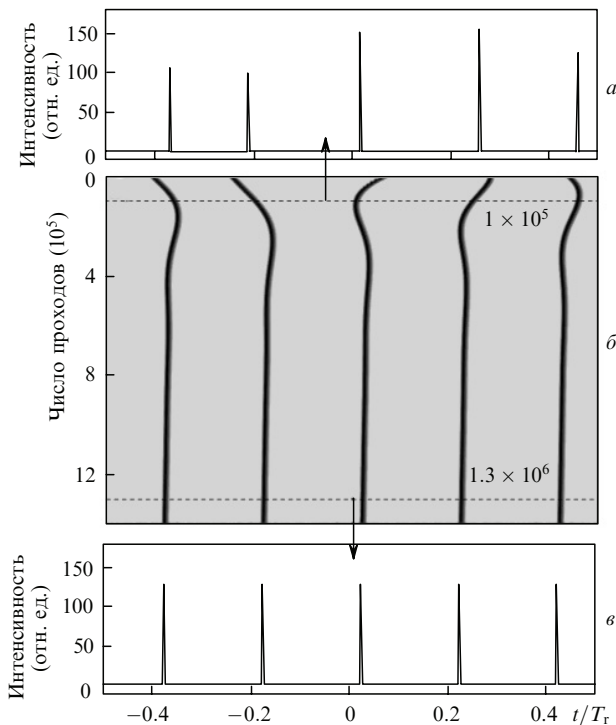


Рис.21. Временная эволюция импульсов, соответствующих пятой гармонике основной частоты. Диаграммы *a* и *в* иллюстрируют положения и относительные (нормированные на $E_{\text{sat.g}}/T_r$) амплитуды импульсов после 10^5 и 1.3×10^6 проходов по резонатору, *б* – эволюцию временного положения импульсов в зависимости от числа проходов.

Поскольку усиление активной среды заметно меняется со временем, импульсы претерпевают временной сдвиг в направлении большего усиления, что и приводит к наблюдаемому улучшению периодичности импульсов в процессе их временной эволюции [25]. Амплитуда этого временного сдвига зависит от временного градиента усиления $\partial g/\partial t$, который, в свою очередь, зависит от величины и времени релаксации усиления и от периода импульсов. Относительные энергии импульсов в резонаторе после 10^5 и 1.3×10^6 проходов по резонатору, соответствующие аperiodичному и упорядоченному режимам, показаны на рис.21,*a* и *в*. Диаграмма, представленная на рис.21,*б*, иллюстрирует динамику временного упорядочения импульсов в зависимости от числа проходов по резонатору. Расчёты показывают, что после 10^6 проходов от начала режима синхронизации мод вариации амплитуды импульсов снижаются от 40 % до 2 %. При этом неопределённость временного положения импульсов также снижается от 40 % до исчезающе малой. Было найдено, что вне зависимости от знака дисперсии резонатора практически идеальная периодичность импульсов достигалась после 10^6 проходов.

Результаты численного моделирования позволяют выявить определённые закономерности режима синхронизации мод со многими импульсами в резонаторе ПДЛ. В частности, увеличение времён релаксации усиления и насыщающегося поглощения приводит к сокращению числа импульсов при сохранении остальных параметров, и наоборот, малые времена релаксации могут приводить к существенному «размножению» импульсов, а значит, к увеличению частоты их следования. Большая энергия импульсов может быть получена для сред с

большими энергиями насыщения, что можно технически реализовать увеличением размера моды на активной среде и поглотителе.

Гистерезис и бистабильность режима синхронизации мод со многими импульсами в резонаторе ПДЛ с насыщающимся поглотителем. Бистабильность выходной характеристики вблизи порога генерации в лазере с насыщающимся поглотителем относится к разряду предсказуемых и ожидаемых явлений [30, 31]. Действительно, суммарные потери резонатора, вначале превышающие усиление, быстро уменьшаются с ростом мощности накачки за счёт просветления насыщающегося поглощения, в результате чего достигаются пороговые условия и возникает лазерная генерация. Иная ситуация имеет место при уменьшении мощности накачки, поскольку насыщающийся поглотитель остаётся в просветлённом состоянии до тех пор, пока в резонаторе лазера сохраняется достаточная плотность оптического излучения. В этом и заключается природа бистабильности в системах подобного типа.

В данном разделе представлены результаты первых наблюдений бистабильности в ПДЛ, работающем в режиме с пассивной гармонической синхронизацией мод, получаемой с помощью насыщающегося поглотителя. Основной акцент был сделан на управлении бистабильностью путём контроля взаимодействия оптического поля с активной средой.

Базовая структура активного элемента и отражательный насыщающийся поглотитель, использованные в этих экспериментах, были аналогичны описанным выше. Резонатор лазера Z-конфигурации имел длину 15 см и ограничивался насыщающимся отражателем и выходным сферическим зеркалом с радиусом кривизны $R_c = 50$ мм. Сферическое поворотное зеркало с $R_c = 30$ мм фокусировало излучение моды на поглотитель (рис.22). Размер пятна поля накачки на активном элементе ($\lambda = 808$ нм) составлял 165 мкм, что соответствовало размеру лазерной моды.

Параметры лазерного резонатора во всех экспериментах, описанных ниже, были неизменными за исключением пропускания выходного зеркала, которое менялось, чтобы обеспечить оптимальные условия для конкретной активной среды. Так, для резонансной периодической структуры активной среды без нанесения диэлектрического покрытия выходное зеркало имело пропускание 3 %. Для этой же структуры с просветляющим покрытием и для структуры усилителя антирезонансного

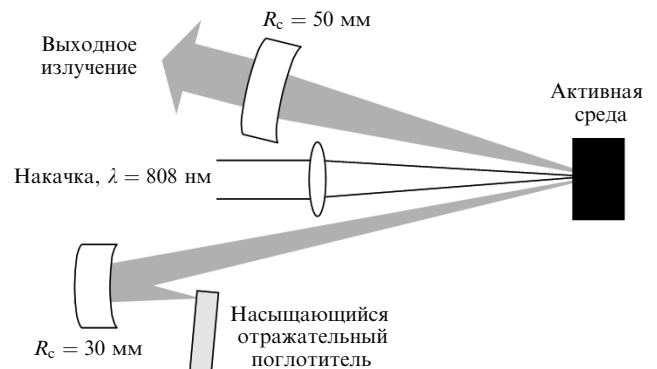


Рис.22. Резонатор лазера с синхронизацией мод длиной 15 см, ограниченный насыщающимся отражателем и выходным сферическим зеркалом.

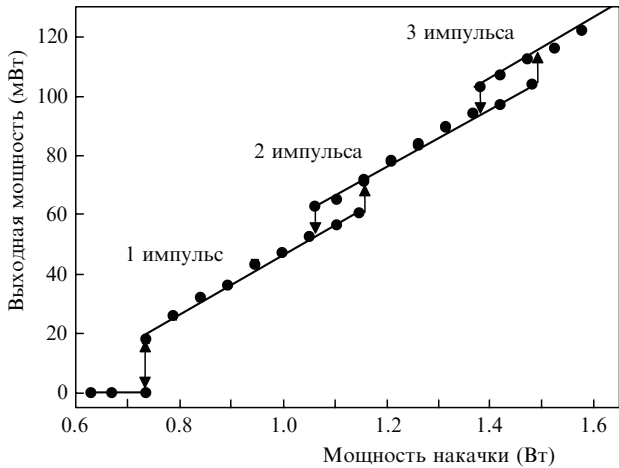


Рис.23. Выходная характеристика ПДЛ с резонансной периодической структурой активного элемента без диэлектрического покрытия с тремя устойчивыми состояниями, соответствующими одному, двум и трём импульсам в резонаторе.

типа пропускание выходного зеркала уменьшалось до 1% и 0.5% соответственно, чтобы компенсировать меньшее значение коэффициента усиления, характерное для этих активных сред.

Типичная длительность импульсов, наблюдавшаяся в экспериментах, лежала в диапазоне 5–35 пс и зависела от мощности накачки и порядка гармонической синхронизации мод [26, 32]. Фундаментальная частота резонатора составляла 1.03 ГГц. Выходная характеристика ПДЛ с резонансной периодической структурой активного элемента без диэлектрического покрытия (рис.23) имела три устойчивых состояния с одним, двумя и тремя импульсами в резонаторе. Временная структура выходного излучения, наблюдавшаяся на скоростном осциллографе (рис.24), представляет собой последовательности коротких импульсов при различных мощностях накачки, отвечающие состояниям с одним, двумя и тремя импульсами, изображёнными на рис.23. Соответствующие радиочастотные спектры выходного импульсного сигнала (рис. 25) демонстрируют сильное (более 45 дБ) подавление по-

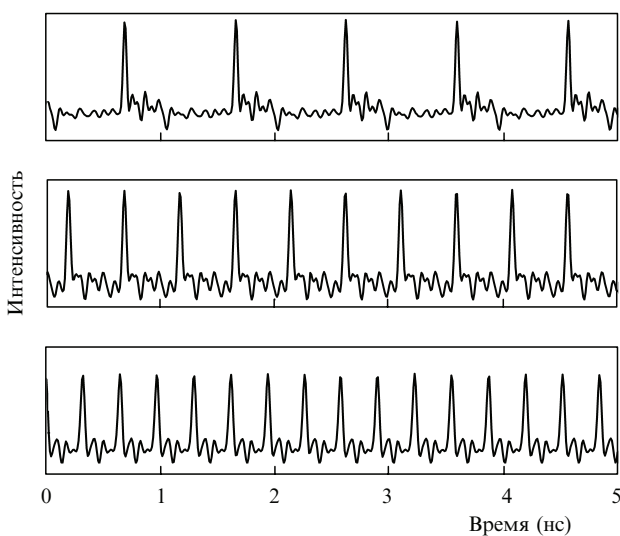


Рис.24. Выходные характеристики ПДЛ с резонансной периодической активной средой и с синхронизацией мод при различных мощностях накачки.

сторонних гармоник для каждого состояния, что свидетельствует о высокой периодичности пуга импульсов.

Переключения между состояниями с различным числом импульсов могли быть получены либо изменением мощности накачки, либо прерыванием оптического пучка в резонаторе. Как видно из рис.23, размер гистерезисных петель был незначителен из-за высокого коэффициента дифференциального усиления в активной среде резонансного типа, приводящего к быстрому возрастанию ненасыщенного усиления с увеличением мощности накачки. Интересно отметить, что в данном ПДЛ непрерывный режим не мог быть получен, и лазер работал исключительно в режиме синхронизации мод, который, очевидно, имел меньший порог генерации. Автокорреляционная функция и оптический спектр импульсов с фундаментальной частотой следования, соответствующие мощности накачки 0.84 Вт, показаны на рис.26.

Гистерезис выходной характеристики сопровождался соответствующими гистерезисами длительности импульса и рабочей длины волны. Было также отмечено, что при переходе в состояние с большим числом импульсов их энергия уменьшается, сокращается длительность и улучшается качество. Такая закономерность объясняется уменьшением нелинейных эффектов для импульсов с малыми энергиями [22, 26]. Чтобы подтвердить решающую роль ненасыщенного усиления в формировании гистерезисной петли и в её размере, на активный элемент с резонансным усилением было нанесено диэлектрическое просветляющее покрытие, которое уменьшило френелевское отражение от поверхности полупроводника с 30% до 5%. Выходная характеристика ПДЛ с таким активным элементом приведена на рис.27. Видно, что размер гистерезисной петли значительно увеличился, а это свидетельствует об уменьшении темпа роста ненасыщенного усиления с ростом мощности накачки. Заметный гистерезис наблюдался также в поведении лазера вблизи порога при возникновении и исчезновении генерации в случае моноимпульсного режима. На рис.28 приведены зависимости длины импульса и рабочей длины волны от мощности накачки для одно- и двухимпульсного режимов.

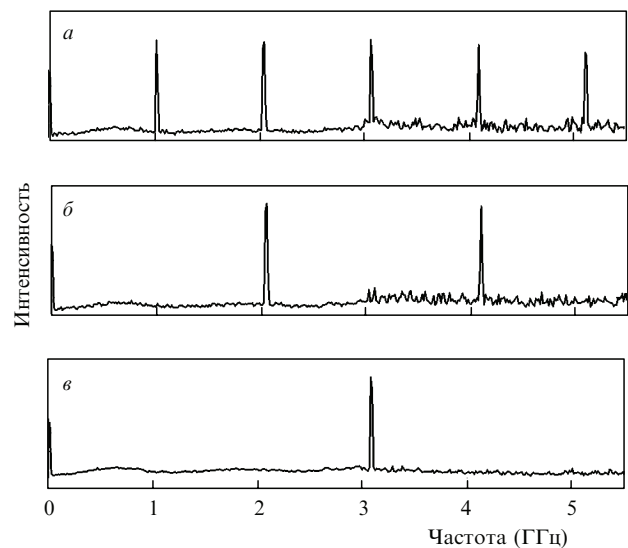


Рис.25. Радиочастотные спектры выходных импульсов, соответствующие синхронизации мод на фундаментальной частоте резонатора (а) и на её второй (б) и третьей (в) гармониках.

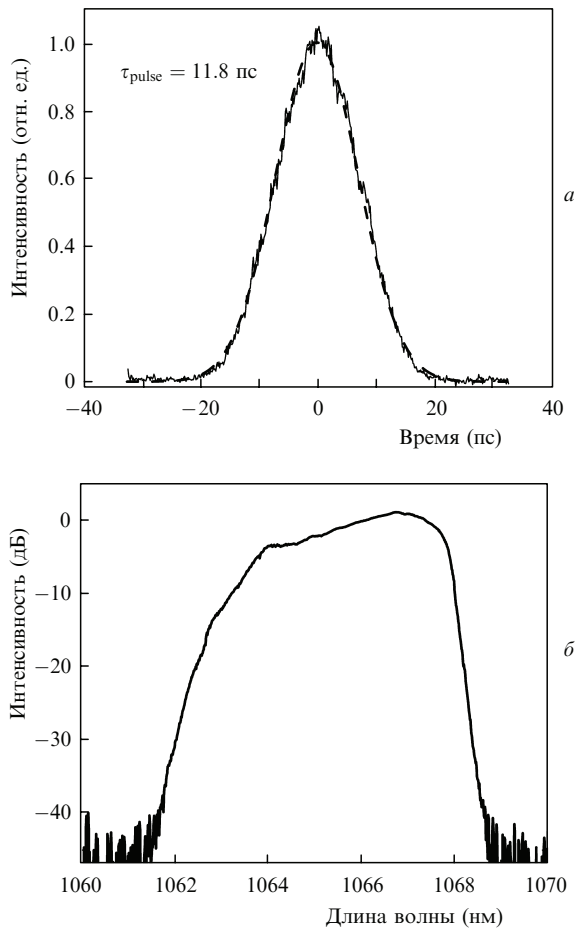


Рис.26. Форма импульса (а) и выходной оптический спектр (б) для режима синхронизации мод с одним импульсом в резонаторе.

Гистерезисное поведение рабочей длины волны и длительности импульсов при переключении из моноимпульсного состояния в двухимпульсное соответствует выходной характеристике на рис.27. Спектральный сдвиг в длинноволновую сторону, вызванный увеличением энергии импульсов при росте мощности накачки, указывает на более полное насыщение усиления. Скачкообразный сдвиг в коротковолновом направлении совпадает с увеличением числа импульсов в резонаторе (см. рис.27). Этот сдвиг возникает вследствие падения энергии импульсов с увеличением их числа и сопутствующего ему ослабления релаксации усиления при уменьшении периода следования импульсов. Увеличение размеров гистерезисной петли при ослаблении взаимодействия оптического поля с активной средой в микрорезонаторе активного элемента с уменьшенной добротностью следует непосредственно из анализа скоростных уравнений, однако может быть также понято из качественных соображений. Действительно, меньшие величины усиления g и коэффициента дифференциального усиления $\eta = \partial g / \partial P$ требуют больших мощностей накачки для достижения порога возникновения заданного режима синхронизации мод. С другой стороны, при уменьшении P ненасыщенное усиление снижается медленнее из-за малости коэффициента η , что приводит к расширению области существования режима синхронизации мод с определённым числом импульсов в резонаторе.

Дальнейшее расширение области существования бистабильного режима было достигнуто при использова-

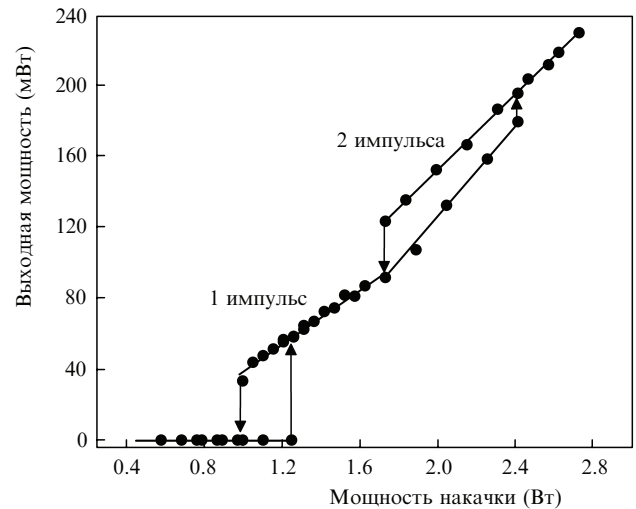


Рис.27. Зависимость выходной мощности от мощности накачки для ПДЛ с резонансной активной средой и просветляющим покрытием на поверхности полупроводника.

нии активного элемента с антирезонансной конфигурацией. Активная область структуры включала в себя пять квантовых ям из InGaAs, расположенных с периодом 3.75λ . Толщина слоя, останавливающего дальнейшего травление, была увеличена с $\frac{1}{2}\lambda$ до $\frac{3}{4}\lambda$ с тем, чтобы удовлетворить условиям антирезонанса. В остальном эта структура была аналогична резонансной структуре, использовавшейся ранее. После помещения структуры на теплоотвод и удаления подложки, как это описывалось выше, она покрывалась двухкомпонентным диэлектрическим слоем $\text{TiO}_2/\text{Al}_2\text{O}_3$, снижавшим отражение от поверхности полупроводника до 10%. ПДЛ с этим активным элементом работал исключительно на фундаментальной частоте следования вплоть до мощности накачки 3Вт. Зависимости средней выходной мощности и длительности импульсов от мощности накачки представлены на рис.29. В этом случае область бистабильности была ограничена в координатах накачки: сверху – порогом возникновения генерации, а при уменьшении накачки – порогом её срыва. Как и ожидалось, порог генерации в этом случае был значительно выше, чем для активных сред с резонансной геометрией (см. рис.23 и 27). По-

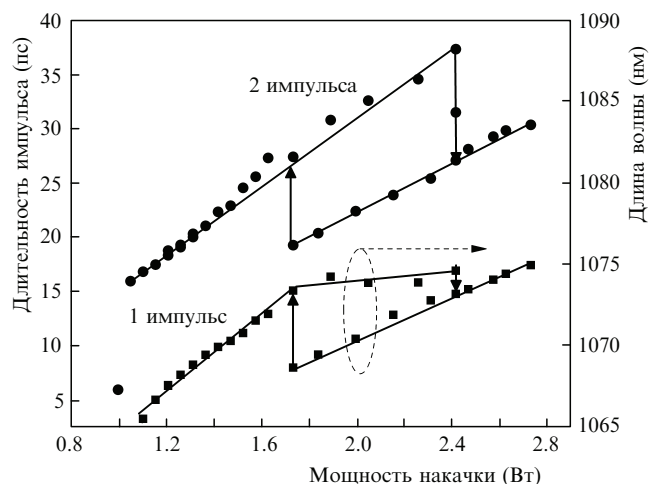


Рис.28. Зависимости длины волны и длительности импульсов от мощности накачки для активного элемента с резонансным усилением и просветляющим покрытием на поверхности полупроводника.

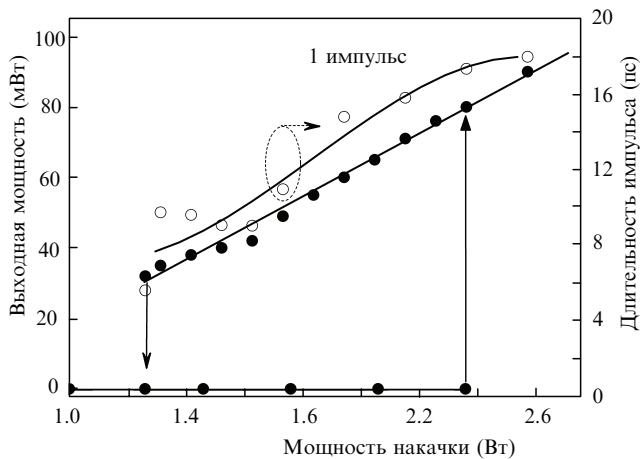


Рис. 29. Зависимость выходной мощности и длительности импульса от мощности накачки для ПДЛ, работавшего в моноимпульсном режиме в области накачек до 2.6 Вт.

сколькo возрастание ненасыщенного усиления с накачкой в этой структуре шло значительно медленнее, многоимпульсный режим для данного уровня оптической накачки не наблюдался.

5. Заключение

Полупроводниковые дисковые лазеры, появившиеся сравнительно недавно, обладают целым рядом достоинств. Хотя эти лазеры, в отличие от планарных волноводных или вертикально излучающих диодных лазеров, концептуально близки скорее к твердотельным дисковым лазерам, поскольку в них используется оптическая накачка полупроводникового усилителя, помещенного в объёмный резонатор, они, в отличие от твердотельных лазеров, позволяют значительно варьировать рабочую длину волны. Полупроводниковая структура активной среды ПДЛ, создающая усиление в направлении, нормальном к поверхности, содержит зеркало, усиливающую среду, состоящую из квантовых ям или слоёв с квантовыми точками, слой, осуществляющий электронное ограничение носителей, и наконец, венчающий структуру слой, предназначенный для защиты от внешнего воздействия, например окисления, и для предотвращения поверхностной рекомбинации фотогенерированных носителей. Состав и толщины слоёв, образующих структуру, рассчитываются на основе зонной диаграммы, спектра отражения и оптического поля в активном элементе. С целью роста усиления структуры образующие её компоненты, например квантовые ямы, обычно располагаются в пучностях стоячей волны, образуя, таким образом, так называемый резонансный периодический усилитель.

Представленные в настоящей статье результаты демонстрируют плодотворность подхода, основанного на комбинации вертикально излучающего полупроводника и внутрирезонаторного преобразования частоты, для генерации мощного излучения в видимом диапазоне.

Перед ПДЛ, как и перед любым другим типом лазеров, стоит проблема повышения выходной мощности. Её нельзя решить простым увеличением апертуры активной среды, поскольку это неизбежно приведёт к ухудшению качества выходного пучка. В данной статье обсуждается перспективный вариант такого лазера с двумя или более активными средами в едином резонаторе, открывающий

возможности существенного увеличения выходной мощности. Такая геометрия, помимо снижения риска катастрофического разрушения полупроводниковой активной среды излучением большой мощности, позволяет также осуществить тепловую разгрузку и уменьшить влияние термической линзы, приводящей к деформированию выходного пучка. Концепция лазеров со многими активными элементами естественным образом адаптируется к конфигурации ПДЛ в силу специфики его резонатора. Кроме того, такая схема позволяет существенно увеличить суммарную мощность излучения накачки, которое может быть поглощено лазерной системой.

Хорошо известно, что полупроводниковый материал GaInNAs способен создавать значительное усиление в спектральном диапазоне 1.2–1.3 мкм, причём поскольку он базируется на технологии GaAs, а не InP, то обладает всеми её преимуществами. Этот материал, используемый в ПДЛ в качестве активной среды, позволяет за счёт удвоения частоты получать излучение в красном и оранжевом диапазонах видимого спектра, что очень важно для целого ряда применений; при этом структура резонатора ПДЛ исключительно подходит для эффективного внутрирезонаторного преобразования частоты. Полученные недавно и представленные в настоящей статье экспериментальные результаты подтверждают плодотворность этого подхода: была достигнута мощность излучения 2.7 Вт на длине волны 612 нм с эффективностью преобразования 7.4 %.

Другая рассмотренная здесь привлекательная особенность ПДЛ – это возможность генерации коротких импульсов с большими частотами следования. Важное свойство, присущее ПДЛ, связано с наличием внутреннего механизма упорядочения периодичности последовательности импульсов, что особенно важно при использовании режима синхронизации мод на высших гармониках фундаментальной частоты резонатора. Было обнаружено, что моно- и многоимпульсная генерация в ПДЛ сопровождается образованием гистерезиса с сопутствующей бистабильностью в выходной характеристике. Нами было показано, что диапазоном мощностей накачки, в котором существует бистабильность, можно управлять, используя активные среды различной геометрии. Другая возможность генерации коротких импульсов состоит в использовании синхронной накачки. Этот метод был недавно применён к ПДЛ и также представлен здесь.

Способность генерировать излучение в широком спектральном диапазоне за счёт изменения состава активной среды – важное преимущество полупроводниковых лазеров, которое в полной мере относится и к ПДЛ. Иллюстрацией этого является демонстрация многоваттного ПДЛ, излучающего на длине волны 2 мкм [33–35].

Использование активных сред на основе квантовых точек вместо квантовых ям позволяет обеспечить их широкую спектральную полосу усиления и высокую температурную стабильность. Такие лазеры были недавно продемонстрированы в [36–38], что открывает широкие перспективы для дальнейших исследований.

В заключение подчеркнем, что целью настоящей статьи является демонстрация последних достижений в области исследования и разработок ПДЛ. Основное внимание здесь было уделено проблемам увеличения мощности, удвоения частоты и генерации коротких импульсов посредством синхронизации мод. Полупроводнико-

вые дисковые лазеры, имеющие целый ряд достоинств, представляют собой чрезвычайно интересный объект для исследований.

Автор выражает благодарность своим бывшим и настоящим аспирантам Ю.Раутиайнену, А.Харконену, Э.Сааринену, Я.Люттикайнену, Р.Херде и М.Гуине за участие в исследованиях, результаты которых здесь представлены. Отдельной благодарности заслуживает Е.В.Охотникова за помощь в подготовке статьи к печати.

- Basov N.G., Bogdankevich O.V., Grasiuk A.Z. *IEEE J. Quantum Electron.*, **2**, 594 (1966).
- Kuznetsov M., Hakimi F., Sprague R., Mooradian A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **5**, 561 (1999).
- Giesen A., Speiser J. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **13**, 598 (2007).
- Raja M.Y.A., Brueck S.R.J., Osinski M., Schaus C.F., McInerney J.G., Brennan T.M., Hammons B.E. *IEEE J. Quantum Electron.*, **25**, 1500 (1989).
- Lutgen S., Albrecht T., Brick P., Reill W., Luft J., Späth W. *Appl. Phys. Lett.*, **82**, 3620 (2003).
- Härkönen A., Suomalainen S., Saarinen E., Orsila L., Koskinen R., Okhotnikov O., Calvez S., Dawson M. *IEE Electron. Lett.*, **42**, 693 (2006).
- Hastie J.E., Hopkins J.-M., Calvez S., Jeon C.W., Burns D., Abram R., Riis E., Ferguson A.I., Dawson M.D. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **15**, 894 (2003).
- Hastie J.E., Morton L. G., Calvez S., Dawson M.D., Leinonen T., Pessa M., Gibson G., Padgett M.J. *Opt. Express*, **13**, 7209 (2005).
- Saarinen E., Härkönen A., Suomalainen S., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **14**, 12868, (2006).
- Stewen C., Contag K., Larionov M., Giesen A., Hugel H. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **6**, 650 (2000).
- Alford W.J., Raymond T.D., Allerman A.A. *J. Opt. Soc. Am. B*, **19**, 663 (2002).
- Liau Z.L. *Appl. Phys. Lett.*, **77**, 651 (2000).
- Fan L., Hsu T.-C., Fallahi M., Murray J.T., Bedford R., Kaneda Y., Hader J., Zakharian A.R., Moloney J.V., Koch S. W., Stolz W. *Appl. Phys. Lett.*, **88**, 251117 (2006).
- Lee J.H., Lee S.M., Kim T., Park Y.J. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 241107 (2006).
- Hilbich S., Seelert W.R., Ostroumov V.G., Kannengiesser C., von Elm R., Mueller J., Weiss E.S., Zhou H., Chilla J.L.A. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **6451**, 64510C (2007).
- Hastie J.E., Calvez S., Dawson D., Leinonen T., Laakso A., Lyytikäinen J., Pessa M. *Opt. Express*, **13**, 77 (2005).
- Gerster E., Ecker I., Lorch S., Hahn C., Menzel S., Unger P. *J. Appl. Phys.*, **94**, 7397 (2003).
- Hopkins J.-M., Smith S.A., Jeon C.W., Sun H.D., Burns D., Calvez S., Dawson M.D., Jouhti T., Pessa M. *Electron. Lett.*, **40**, 30 (2004).
- Härkönen A., Rautiainen J., Guina M., Konttinen J., Tuomisto P., Orsila L., Pessa M., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **15**, 3224 (2007).
- Rautiainen J., Härkönen A., Tuomisto P., Konttinen J., Orsila L., Guina M., Okhotnikov O.G. *Electron. Lett.*, **43**, 980 (2007).
- Rautiainen J., Härkönen A., Tuomisto P., Konttinen J., Orsila L., Guina M., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **15**, 18345 (2007).
- Hoogland S., Garnache A., Sagnes I., Roberts J.S., Tropper A.C. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **17**, 267 (2005).
- Lorensen D., Unold H.J., Maas D.J.H.C., Aschwanden A., Grange R., Paschotta R., Ebling D., Gini E., Keller U. *Appl. Phys. A*, **79**, 927 (2004).
- Zhang Q., Jasim K., Nurmikko A. V., Mooradian A., Carey G., Ha W., Ippen E. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **16**, 885 (2004).
- Paschotta R., Häring R., Garnache A., Hoogland S., Tropper A.C., Keller U. *Appl. Phys. B*, **75**, 445 (2002).
- Saarinen E., Herda R., Okhotnikov O.G. *Opt. Soc. Am. B*, **24**, 2784 (2007).
- Mollenauer L.F., Stolen R.H. *Opt. Lett.*, **9**, 13 (1984).
- Nathan Kutz J., Collings B., Bergman K., Knox W.H. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 1749 (1998).
- Grudinin A.B., Richardson D.J., Payne D.N. *Electron. Lett.*, **28**, 1391 (1992).
- Sanders S., Yariv A., Paslaski J., Ungar J.E., Zarem H.A. *Appl. Phys. Lett.*, **58**, 681 (1991).
- Saarinen E. J., Lyytikäinen J., Okhotnikov O.G. *Phys. Rev. E*, **78**, 016207 (2008).
- Saarinen E., Härkönen A., Herda R., Suomalainen S., Orsila L., Hakulinen T., Guina M., Okhotnikov O.G. *Opt. Express*, **15**, 955 (2007).
- Härkönen A., Rautiainen J., Orsila L., Guina M., Rößner K., Hümmer M., Lehnhardt T., Müller M., Forchel A., Fischer M., Koeth J., Okhotnikov O.G. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **20**, 1332 (2008).
- Härkönen A., Guina M., Okhotnikov O., Rößner K., Hummer M., Lehnhardt T., Müller M., Forchel A., Fischer M. *Opt. Express*, **14**, 6479 (2006).
- Härkönen A., Guina M., Rößner K., Hümmer M., Lehnhardt T., Müller M., Forchel A., Fischer M., Koeth J., Okhotnikov O.G. *Electron. Lett.*, **43**, 457 (2007).
- Germann T. D., Strittmatter A., Pohl J., Pohl U.W., Bimberg D., Rautiainen J., Guina M., Okhotnikov O.G. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 101123 (2008).
- Germann T. D., Strittmatter A., Pohl J., Pohl U.W., Bimberg D., Rautiainen J., Guina M., Okhotnikov O.G. *Electron. Lett.*, **44**, 290 (2008).
- Germann T. D., Strittmatter A., Pohl J., Pohl U.W., Bimberg D., Rautiainen J., Guina M., Okhotnikov O.G. *Appl. Phys. Lett.*, **93**, 051104 (2008).