

# Влияние режима сверхизлучения на ближнее и дальнее поля излучения в гетероструктурах GaAs/AlGaAs

П.П.Васильев, Х.Кан, Т.Хирума

*Экспериментально исследовано ближнее и дальнее поля излучения в гетероструктурах GaAs/AlGaAs в режимах лазерной генерации, а также генерации фемтосекундных импульсов сверхизлучения. Продемонстрировано в явном виде, что, в отличие от лазерной генерации, в режиме сверхизлучения отсутствуют такие явления, как самофокусировка, нестабильность и деформация ближнего и дальнего полей излучения. Наблюдаемые явления могут быть объяснены свойствами когерентного кооперативного электронно-дырочного состояния, обнаруженного ранее.*

**Ключевые слова:** сверхизлучение, ближнее поле излучения, дальнее поле излучения, кооперативное состояние.

## 1. Введение

Проблема взаимодействия оптических полей с активной средой полупроводниковых лазеров в течение многих лет привлекает внимание исследователей. Сильная нелинейность полупроводниковой среды приводит к появлению различного рода нелинейно-оптических явлений, включая самофокусировку, комбинационное рассеяние, обращение волнового фронта [1, 2]. Большинство из них играет отрицательную роль в практических устройствах, ограничивая их предельные характеристики. В настоящее время общепризнано, что самофокусировка и нестабильность ближнего поля излучения существенно сужают области применения полупроводниковых лазеров с оптическим волноводом, обусловленным усилением [3–5]. Поперечная неустойчивость оптического потока в активной области, особенно в лазерах с широким (более 4–5 мкм) контактом, приводит к появлению нитевидной структуры (филаментации) ближнего поля излучения, что в свою очередь ведет к деформации и усложнению структуры дальнего поля излучения [6, 7]. Для получения пространственно однородной и одномодовой структуры оптического поля в полупроводниковых лазерах были разработаны структуры с улучшенными характеристиками излучения, такие, например, как лазеры с расширяющимся волноводом [8] или  $\alpha$ -РОС-лазеры [9, 10].

В то же время существуют многочисленные эксперименты по генерации фемтосекундных импульсов в полупроводниковых структурах в режиме сверхизлучения [11–15]. В них был изучен режим кооперативной рекомбинации в сильнонеравновесной системе электронов и дырок высокой ( $\sim 6 \times 10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) плотности в объемных GaAs/AlGaAs-структурах при комнатной температуре. Было показано, что все свойства кооперативного излуче-

ния могут быть адекватно объяснены в рамках коллективного спаривания электронов и дырок, их конденсации на дно зон и образования неравновесного когерентного БКШ-подобного состояния, время жизни которого в среднем составляет 200–400 фс. Также в явном виде было экспериментально продемонстрировано, как на начальном этапе развития импульса сверхизлучения электроны и дырки переходят с уровней, находящихся в глубине зон, на самое дно, т. е. на уровне энергии вблизи запрещенной зоны [13].

Стоит обратить внимание на то, что использованные лазерные структуры накачивались мощными импульсами тока, многократно превышающими порог лазерной генерации. К тому же структуры не имели встроенного волновода в плоскости p–n-перехода. Поэтому, казалось бы, следует ожидать развития сильной поперечной неустойчивости оптического потока в активной области, появления филаментации и других сопутствующих явлений, характерных для лазерной генерации. Однако, как показали эксперименты, этого не происходило.

Данная работа посвящена сравнительному экспериментальному исследованию ближних и дальних полей излучения в режимах сверхизлучения и лазерной генерации. Продемонстрировано качественное отличие излучательных свойств импульсов сверхизлучения от свойств обычного лазерного излучения, не исследованных ранее в наших экспериментах.

## 2. Эксперимент

В эксперименте использовались GaAs/AlGaAs-гетероструктуры с объемной (не квантоворазмерной) активной областью, детальное описание которых можно найти в [15, 16]. Активный слой состоял из чистого GaAs толщиной 0.1–0.2 мкм, встроенный волновод в плоскости p–n-перехода отсутствовал. Для ограничения растекания тока в верхнем сильнолегированном контактном слое p-GaAs вытравливались мезаструктуры различной ширины. Использовались два типа устройств. Первые имели активные области в виде стандартных прямоугольных полосок шириной 5–6 мкм и длиной 250–350 мкм, активная область вторых представляла собой рас-

П.П.Васильев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: peter@lebedev.ru  
Н.Кан, Т.Хирума. Central Research Laboratory, Hamamatsu Photonics K.K., 5000 Hirakuchi, Hamamatsu City, 434-8601 Japan

Поступила в редакцию 27 августа 2007 г., после доработки – 17 января 2008 г.

труб, ширина которого увеличивалась вдоль оси структуры от 5 до 20–40 мкм [8]. Это было сделано для облегчения наблюдения эффектов самофокусировки и деформации оптического поля в активной области.

На рис.1 показана фотография (вид сверху) одной из использовавшихся лазерных структур с расширяющейся активной областью, верхний контактный слой которых с помощью фотолитографии разделялся вдоль оси резонатора на три электрически изолированные части. Две из них, включая секцию с увеличивающейся шириной, служили оптическими усилителями и были расположены на концах резонатора. Они накачивались импульсами тока длительностью 7–10 нс с амплитудой, изменяющейся в диапазоне 500–800 мА. Частота следования импульсов тока составляла 10–15 Гц либо 10–40 МГц в зависимости от того, какое поле излучения измерялось – ближнее или дальнее. Центральная часть лазерной структуры подключалась к источнику постоянного напряжения и на нее подавалось постоянное запирающее напряжение до –8 В. Данная секция лазерной структуры служила для подавления лазерной генерации и создания условий для получения режима генерации фемтосекундных импульсов сверхизлучения [11, 15]. Длина резонатора лазера составляла 350 мкм.

Ближнее и дальнее поля излучения измерялись следующим образом. В первом случае лазеры работали в импульсном режиме с малой частотой следования импульсов накачки. Изображение торца активной области лазерной структуры с увеличением в десятки раз переносилось с помощью микрообъектива на входную щель электронно-оптической камеры с линейной разверткой (стрик-камера). Максимальное временное разрешение камеры в режиме покадровой развертки составляло около 1.5 пс. Изображение торца структуры, развернутое по времени, можно было наблюдать на экране стрик-камеры. Оно считывалось с экрана ССD-видеокамерой и обрабатывалось с помощью персонального компьютера. Подробное описание измерений с помощью стрик-камеры можно найти в нашей предыдущей работе [16]. Эта методика широко используется уже в течение многих лет для исследования пространственной и спектральной динамики излучения полупроводниковых лазеров различных типов [1, 6].

При измерениях дальнего поля излучения лазеры работали в импульсном режиме генерации с высокой частотой следования импульсов, требуемой для увеличения средней мощности генерации и повышения отношения сигнал/шум при детектировании. Лазерные структуры были неподвижны, и для измерения распределения интенсивности излучения в пространстве использовалось перемещение фотодетектора. Фотодетектором служил



Рис.1. Фотография использовавшейся в экспериментах трехсекционной лазерной структуры с расширяющейся активной областью.

измеритель оптической мощности Hioki 3664 с узкой входной апертурой в виде щели  $1 \times 2$  мм. Измеритель мощности перемещался вокруг лазерной структуры по дуге радиусом около 14 см.

При изменении условий накачки исследовавшиеся лазерные структуры позволяли получать различные режимы генерации, включая импульсную лазерную генерацию, усиленное спонтанное излучение и импульсы сверхизлучения [13, 15, 16]. Мы исследовали четыре структуры с узким стандартным контактом и четыре структуры с расширяющейся активной областью. Вначале рассмотрим, как влияет режим сверхизлучения на дальнее поле генерации лазерных структур. Сразу оговоримся, что показанные на рис.2 экспериментальные результаты относятся к плоскости  $p-n$ -перехода. В другой плоскости, перпендикулярной плоскости  $p-n$ -перехода, никаких особенностей и различий обнаружено не было.

На рис.2,а и б представлены распределения мощности излучения для структур с узким прямоугольным контактом. Сплошные кривые соответствуют распределению в режиме сверхизлучения, штриховые – в режиме импульсной лазерной генерации, а треугольники – в режиме непрерывной лазерной генерации. Во всех экспериментах дальнее поле в режиме сверхизлучения было более узким и более симметричным, чем в режиме лазерной генерации. Например, на одной из структур (рис.2,а) ширина лепестка излучения в режиме генерации импульсов сверхизлучения составила около  $6^\circ$ , тогда как в режиме лазерной генерации – около  $15^\circ$ . Причем в последнем случае центр диаграммы направленности отклонен от оси симметрии не более чем на  $10^\circ$ . Ток накачки в обоих случаях был одинаковым.

На другом образце с узким (5 мкм) контактом (рис. 2,б) различие было еще более сильным. В режиме импульсной лазерной генерации (штриховая кривая) дальнее поле регистрировалось при нулевом запирающем напряжении и амплитуде импульсов тока, который более чем в 5 раз превышал порог непрерывной лазерной генерации при однородной инжекции (80 мА). Хорошо видно, что дальнее поле асимметрично и состоит из двух максимумов. Его полная угловая ширина на половине амплитуды превышает  $32^\circ$ . Такой вид дальнего поля свидетельствует о сильно развитой самофокусировке и о наличии филаментации в активной области лазера.

В противоположность этому в режиме генерации импульсов сверхизлучения (сплошная кривая на рис.2,б) дальнее поле имеет лишь один центральный лепесток с шириной на половине амплитуды около  $10^\circ$ . Амплитуда импульсов тока на усилительных сегментах лазерной структуры была той же, а запирающее напряжение на центральной секции структуры составляло –5.9 В. В этом режиме ни самофокусировки, ни филаментации не наблюдается, а характеристики диаграммы направленности определяются в чистом виде дифракцией на торце структуры и ее геометрическими параметрами. Этот факт подтверждается распределением интенсивности в дальнем поле в непрерывном режиме генерации при однородной накачке при токе 96 мА (рис.2,б). Это значение тока лишь немногим больше порога генерации (80 мА). При таком незначительном превышении накачки над порогом мощность излучения достаточно мала, и нелинейно-оптические явления, приводящие к самофокусировке и нестабильности оптического потока в активной области, не играют заметной роли.

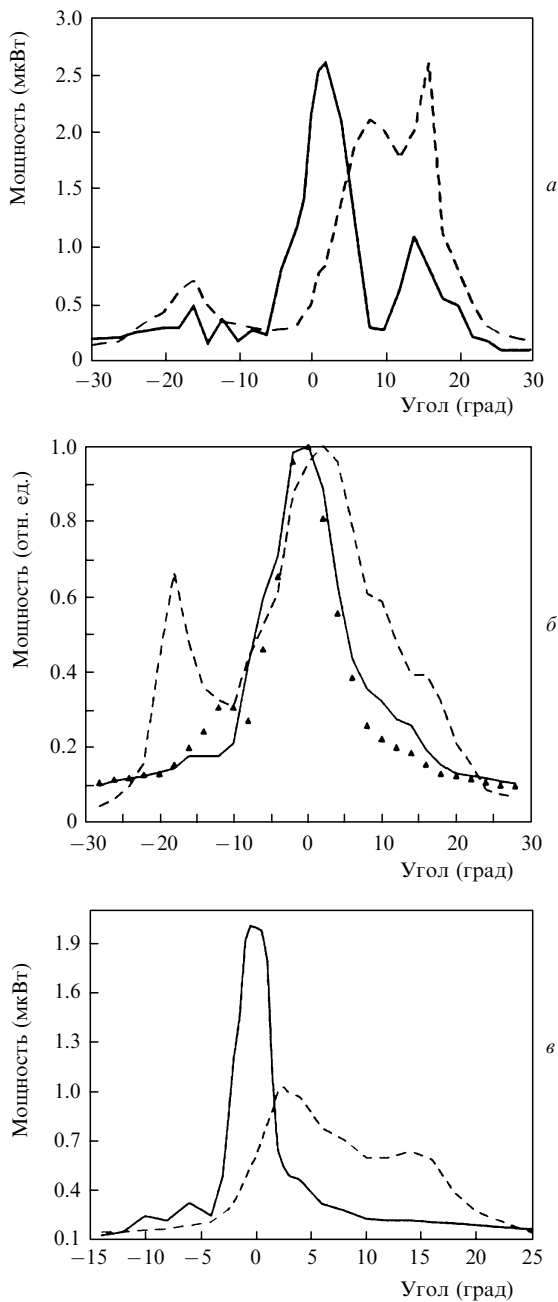


Рис.2. Распределение мощности излучения в дальнем поле в режиме лазерной генерации (штриховые кривые) и в режиме сверхизлучения (сплошные кривые) для двух структур с узкой (5–6 мкм) активной областью (а, б) и с расширяющейся активной областью (в); треугольниками представлено распределение мощности в дальнем поле при однородной непрерывной накачке (ток 96 мА).

Таким образом, несмотря на сильное превышение накачки над порогом лазерной генерации, большую оптическую мощность и фемтосекундную длительность импульсов сверхизлучения, дальнее поле в режиме сверхизлучения практически совпадает с полем излучения структуры в непрерывном режиме при небольшом превышении накачки над порогом. Этот факт подтверждается исследованием ближнего поля излучения (см. ниже).

Теперь рассмотрим структуры с расширяющейся активной областью. На всех образцах в режиме лазерной генерации при большом превышении порога наблюдалось асимметричное дальнее поле излучения с шириной диаграммы направленности, многократно превышаю-

щей дифракционную. Причем картина дальнего поля значительно менялась при изменении тока накачки и была различной в разных структурах. Это говорит о сильно развитой самофокусировке и нестабильности оптического потока в активной области. Типичное дальнее поле одной из структур с шириной активной области на выходе 30 мкм представлено штриховой кривой на рис.2,в. Хорошо видно, что диаграмма направленности отклонена от оси симметрии на 9–10°, имеет двугорбую форму и ширину на половине амплитуды более 16°.

В режиме генерации импульсов сверхизлучения (сплошная кривая на рис.2,в) дальнее поле имеет лишь один узкий центральный лепесток с шириной на половине амплитуды менее 3°, что более чем в 5 раз меньше ширины диаграммы направленности в режиме лазерной генерации при том же токе. Такое резкое сужение дальнего поля в режиме генерации фемтосекундных импульсов сверхизлучения регулярно наблюдалось на всех образцах. Ширина центрального лепестка диаграммы направленности была в основном обусловлена дифракцией на торце структур и геометрическими размерами (шириной) активной области.

Рассмотрим теперь динамику ближнего поля излучения. Его измерения с помощью стрик-камеры очень наглядны и позволяют в явном виде наблюдать процесс нестабильности оптического потока на торце структур, его самофокусировку и филаментацию. На рис.3 показаны типичные временные развертки ближнего поля излучения в режиме лазерной генерации при большом пре-

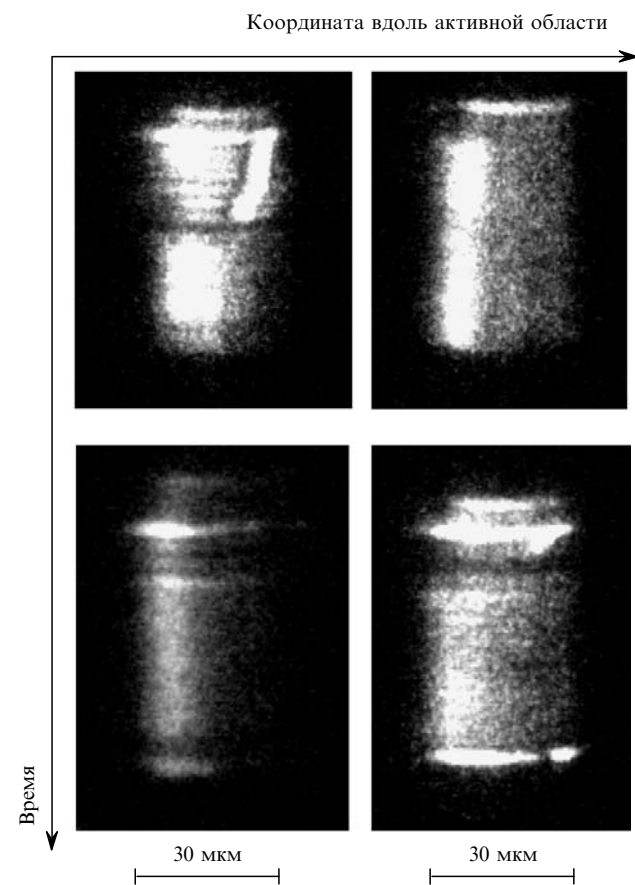


Рис.3. Динамика ближнего поля излучения структуры с выходной апертурой 30 мкм в режиме лазерной генерации для амплитуд тока накачки 260 и 220 мА (вверху) и 190 и 240 мА (внизу). Длительность развертки 2 нс.

вышении тока над порогом. Ширина активной области на выходе составляла 30 мкм. Представлены 4 фотографии при различных токах накачки. Отчетливо видна нестабильность поля во времени и развитие самофокусировки и филаментация. Несмотря на равномерное, казалось бы, возбуждение всего объема активной среды, излучение исходит из отдельных областей, причем его интенсивность может сильно меняться как в пространстве, так и во времени. Импульс тока накачки имел прямоугольную форму, его длительность составляла 4.7–5.1 нс, фронт – 0.9 нс, спад – 0.5 нс.

На рис.4 представлены аналогичные результаты для структуры с 40-микронной шириной активной области. Верхние фотографии соответствуют режиму лазерной генерации, нижние – режиму генерации импульсов сверхизлучения. Хорошо видны филаментация при лазерной генерации и два канала генерации в активной области. В противоположность этому излучение в режиме сверхизлучения генерируется по всей ширине активной области одновременно, и это не зависит от изменения накачки. Ни на одной структуре, ни при каких изменениях накачки в режиме сверхизлучения не наблюдались самофокусировка и филаментация. Например, на рис.5 представлены фотографии динамики ближнего поля излучения другой структуры с расширяющейся активной областью и выходной апертурой 40 мкм в режиме лазерной генерации (верхние снимки) и режиме сверхизлучения. Как и для предыдущей структуры, в режиме лазерной генерации

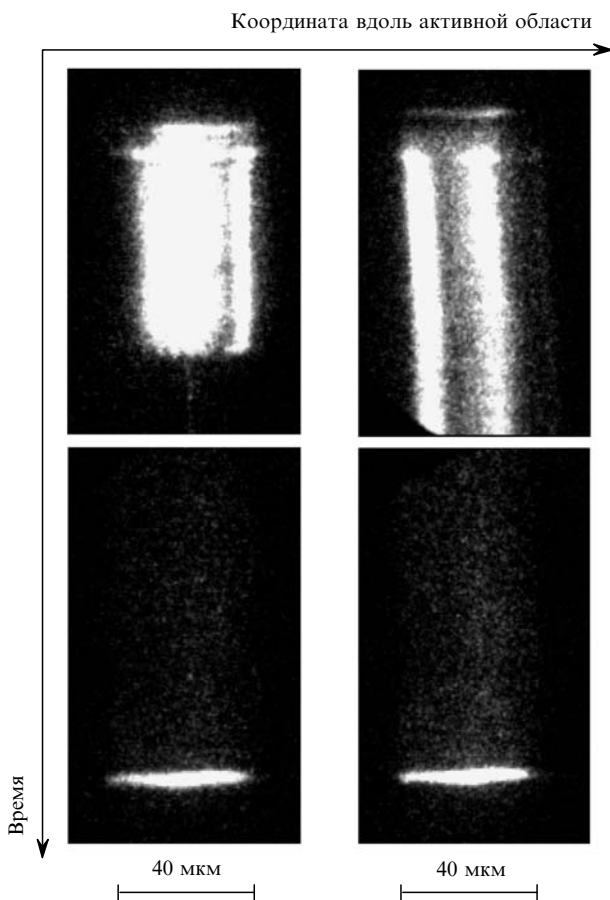


Рис.4. Динамика ближнего поля излучения структуры с выходной апертурой 40 мкм в режиме лазерной генерации при амплитудах тока накачки 260 и 240 мА (вверху) и в режиме сверхизлучения при амплитудах тока 290 и 300 мА и напряжениях на центральной секции –3.5 В и –3.7 В соответственно (внизу).

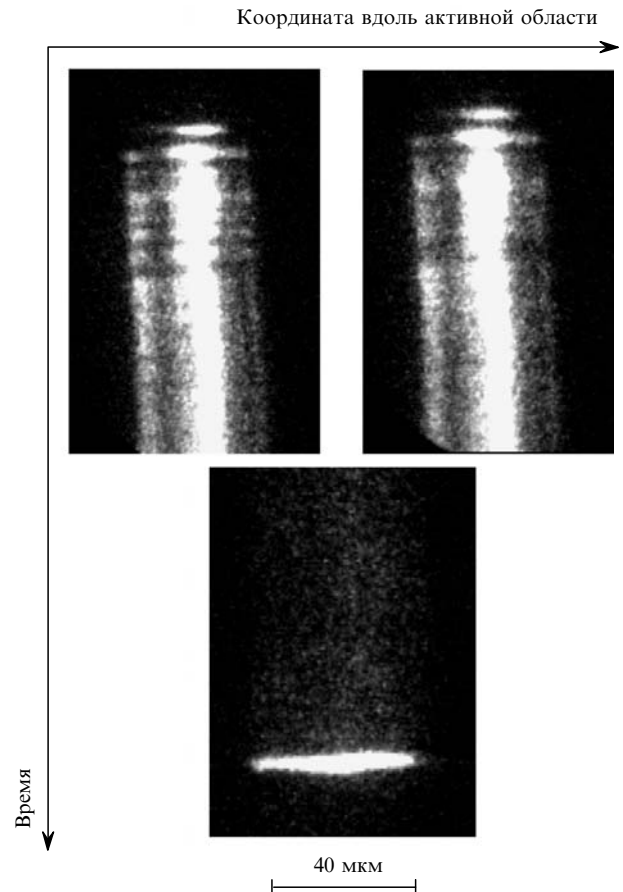


Рис.5. То же, что и на рис.4, для структуры с шириной активной области 40 мкм при амплитудах тока накачки 210 и 200 мА (вверху) и амплитуде тока 280 мА и напряжении на центральной секции –2.9 В (внизу).

наблюдаются самофокусировка и филаментация. Излучение исходит из ограниченных узких областей, что вполне согласуется и с экспериментальными и с теоретическими результатами других исследователей [3–6]. В противоположность этому, в режиме сверхизлучения генерация опять происходит со всей ширины активной области одновременно.

В заключение данного раздела отметим, что экспериментально установлен факт отсутствия деформации ближнего и дальнего полей излучения, самофокусировки и филаментации при генерации импульсов сверхизлучения. Покажем теперь, что этот эффект может быть объяснен свойствами кооперативного когерентного электронно-дырочного состояния, излучательная рекомбинация которого приводит к генерации импульсов сверхизлучения.

### 3. Обсуждение

Результаты экспериментов, на первый взгляд, кажутся парадоксальными. Действительно, в режиме генерации импульсов сверхизлучения к структурам прикладываются мощные импульсы тока, многократно превышающие порог лазерной генерации. В этих условиях в лазерном режиме во всех лазерах без встроенного волновода наблюдаются сильно развитые самофокусировка и филаментация поля излучения. Кроме того, мощность излучаемых фемтосекундных импульсов очень велика – типичная плотность потока мощности на выходе из активной области структуры может достигать  $10^9$  Вт/см<sup>2</sup>

[11, 15], что многократно превышает типичные значения, характерные для лазерной генерации. Несмотря на это, как показано в предыдущем разделе, и ближнее и дальнее поля излучения имеют правильную форму без признаков филаментации, пространственной нестабильности и самофокусировки.

Это можно объяснить следующим образом. Как хорошо известно [11, 17, 18], режим сверхизлучения в системе квантовых осцилляторов состоит из двух временных фаз, сильно различающихся по длительности. Сначала происходит относительно медленная взаимная фазировка осцилляторов посредством электромагнитного поля и образования макроскопического диполя (макроскопической поляризации среды). Вторая фаза характеризуется быстрой излучательной рекомбинацией и коллективным излучением мощного и короткого электромагнитного импульса. В случае полупроводниковой среды длительность импульсов сверхизлучения лежит в фемтосекундном диапазоне [11, 12]. Если когерентное кооперативное электронно-дырочное состояние действительно формируется в активной среде лазерных структур, то оно должно занимать накачиваемую область по всей ширине. Более того, если в электронно-дырочной системе происходит коллективная рекомбинация, то излучение должно исходить сразу со всей ширины активной области. Это как раз и наблюдается в эксперименте. В отличие от случая лазерной генерации, при которой отсутствует пространственная когерентность в электронно-дырочной системе, в случае импульсов сверхизлучения имеются как пространственная когерентность в активной среде, так и когерентное взаимодействие этой среды с оптическим полем [15]. Поэтому нет ничего удивительного, что во всех случаях генерации импульсов сверхизлучения (см. нижние фотографии на рис.4 и 5) излучение исходит со всей ширины активной области, хотя она достаточно велика (до 40 мкм). В результате мы имеем очень узкую диаграмму направленности (рис.2,б).

#### 4. Заключение

В работе представлено сравнительное экспериментальное исследование ближнего и дальнего полей излучения трехсекционных лазерных структур в режимах лазерной генерации и генерации ультракоротких импульсов сверхизлучения. Были исследованы два типа структур – с узкой и расширяющейся активными областями. Все исследованные структуры не имели встроенного волновода в плоскости p–n-перехода (gain-guided структуры). Ширина выходной апертуры образцов с расширяющейся активной областью достигала 40 мкм.

Экспериментально показано сильное отличие как ближнего, так и дальнего поля излучения в режиме сверх-

излучения от таких полей в режиме стандартной лазерной генерации. Для последней зарегистрировано проявление пространственной нестабильности оптического потока, развитие самофокусировки и филаментации в активной области. Это является типичным для всех лазеров без встроенного волновода.

В противоположность этому в режиме генерации импульсов сверхизлучения, несмотря на высокий уровень накачки активной среды и большую оптическую мощность излучения, ни одно из указанных явлений экспериментально не наблюдалось. С помощью стрик-камеры было обнаружено, что сверхизлучение исходит из всей ширины активной области одновременно. В результате в дальнем поле наблюдается узкая диаграмма направленности с шириной на половине амплитуды не более  $3^\circ$  при ширине активной области 40 мкм. Экспериментальные результаты могут быть объяснены пространственной когерентностью кооперативного электронно-дырочного состояния, которое формируется в процессе генерации импульсов сверхизлучения [11–15].

Авторы благодарят И.В.Сметанина за полезные обсуждения. Работа выполнена при частичной поддержке РФФИ (грант № 06-02-16173а) и гранта Президента РФ государственной поддержки ведущих научных школ РФ № НШ-6055.2006.2.

1. Нелинейная оптика полупроводниковых лазеров. *Труды ФИАН*, **166** (1986).
2. Vasil'ev P. *Ultrafast Diode Lasers: Fundamentals and Applications* (Norwood: Artech House, 1995).
3. Бахерт Х.-Ю., Богатов А.П., Елисеев П.Г. *Квантовая электроника*, **5**, 603 (1978).
4. Paxton A.H., Dente G.C. *J. Appl. Phys.*, **70**, 2921 (1991).
5. Lang R.J., Mehuys D., Welch D.F., Goldberg L. *IEEE J. Quantum Electron.*, **30**, 685 (1994).
6. Gehrig E., Hess O. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37**, 1345 (2001).
7. Богатов А.П., Дракин А.Е., Стратонников А.А., Коняев В.П. *Квантовая электроника*, **30**, 401 (2000).
8. Walpole J.N. *Opt. Quantum Electron.*, **28**, 623 (1996).
9. Lang R.J., Dzurko K., Hardy A.A., Demars S., Schoenfelder A., Welch D.F. *IEEE J. Quantum Electron.*, **34**, 2196, (1998).
10. Богатов А.П., Дракин А.Е., Батрак Д.В., Гютер Р., Пашке К., Венцель Х. *Квантовая электроника*, **36**, 745 (2006).
11. Васильев П.П., Кан Х., Ота Х., Хирума Т. *ЖЭТФ*, **120**, 1486 (2001).
12. Vasil'ev P.P. *Phys. Stat. Sol. B*, **241**, 1251 (2004).
13. Васильев П.П. *Письма в ЖЭТФ*, **82**, 129, (2005).
14. Vasil'ev P.P., Smetanin I.V. *Phys. Rev. B*, **74**, 125206 (2006).
15. Васильев П.П., Кан Х., Ота Х., Хирума Т. *Квантовая электроника*, **32**, 1105 (2002).
16. Васильев П.П., Кан Х., Хирума Т. *Квантовая электроника*, **37**, 1001 (2007).
17. Schuurmans M.F.H., Vreken Q.H.F., Polder D. *Adv. Atom. Molec. Phys.*, **17**, 167 (1981).
18. Андреев А.В. *УФН*, **160** (12), 1 (1990).