

# Дисковый полупроводниковый лазер на гетероструктуре Zn(Cd)Se/ZnMgSSe с накачкой электронным пучком

В.И.Козловский, П.И.Кузнецов, Д.Е.Свиридов, Г.Г.Якушева

*Реализована импульсная лазерная генерация на длине волны 465 нм при продольной накачке электронным пучком гетероструктуры Zn(Cd)Se/ZnMgSSe с 30 квантовыми ямами, выращенной методом парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений. При кривизне внешнего сферического зеркала 30 мм и коэффициенте его пропускания 3%, а также энергии электронов 42 кэВ пиковая мощность генерации достигала 1.4 Вт. Длительность импульса составляла 20–40 нс, ширина спектра не превышала 0.3 нм, расходимость излучения была примерно 4–5 мрад, что близко к дифракционному пределу.*

**Ключевые слова:** полупроводниковый дисковый лазер, накачка электронным пучком, гетероструктура ZnCdSe/ZnMgSSe, квантовая яма, парофазная эпитаксия из металлоорганических соединений.

## 1. Введение

Широкое применение дисковых полупроводниковых лазеров с оптической накачкой излучением лазерных диодов обусловлено их достоинствами – хорошей направленностью, большой мощностью, высокой эффективностью, малыми габаритами, возможностью генерации в видимом и УФ диапазонах [1–3]. В настоящее время в этих лазерах используются гетероструктуры, генерирующие в ИК области спектра. Излучение в видимой области и начале УФ диапазона достигается только путем удвоения частоты [4, 5]. Это приводит к снижению эффективности и усложнению лазера в целом. Наиболее короткая длина волны (312.5 нм) реализована при накачке гетероструктуры GaInP/AlGaInP второй гармоники неодиового лазера в импульсном режиме [6].

Цель настоящей работы – получение генерации в дисковом лазере на гетероструктурах широкозонных соединений  $A_2B_6$ . К сожалению, пока нет коммерчески доступных лазерных диодов необходимой мощности для накачки структур, излучающих в зеленой и синей областях спектра. Альтернативой лазерному диоду является электронный пучок. Эффективность накачки электронным пучком значительно меньше эффективности оптической накачки, что затрудняет получение непрерывного режима генерации дискового лазера. Поэтому мы использовали импульсный режим возбуждения.

## 2. Эксперимент

Схема установки приведена на рис.1. Наноразмерная структура приклеивалась к оптическому окну электронно-лучевой трубки. Одно зеркало напылялось на структуру, второе зеркало размещалось на юстировочном столике вне вакуумированного объема. Электронный пучок импульсно сканировался вдоль небольшого (3 мм) отрезка горизонтальной строки, а сам отрезок можно было перемещать по вертикали. Таким образом, мы могли юстировать лазер чисто электронными методами. Если область, облучаемая электронным пучком, по каким-то причинам деградировала, можно было изменить пространственное положение внешнего зеркала и, соответственно, положение моды на активном элементе.

Наноразмерная структура выращивалась на подложке GaAs и содержала 30 квантовых ям (КЯ) толщиной примерно 8 нм каждая. КЯ разделялись барьерными слоями ZnMgSSe с номинальной толщиной 168 нм. Период структуры  $p = 176$  нм настраивался на длину волны генерации внутри структуры  $\lambda/N_s$ , где  $\lambda$  – длина волны в воздухе, а  $N_s$  – средний показатель преломления структуры. Барьерные слои имели ширину запрещенной зоны примерно 3.1 эВ при низкой температуре и были практически согласованы с GaAs по периоду кристаллической решетки.

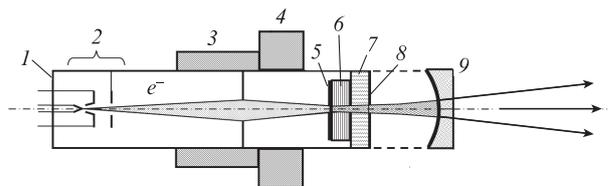


Рис.1. Схема установки:

1 – электронно-лучевая трубка; 2 – электронная пушка; 3 – отклоняющая катушка; 4 – фокусирующая катушка; 5 – высокоотражающее покрытие; 6 – гетероструктура Zn(Cd)Se/ZnMgSSe с 30 квантовыми ямами; 7 – подложка (выходное окно трубки); 8 – просветляющее покрытие; 9 – внешнее зеркало.

В.И.Козловский, Д.Е.Свиридов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: vikoz@sci.lebedev.ru, BonStock@mail.ru

П.И.Кузнецов, Г.Г.Якушева. Фрязинский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А.Котельникова РАН, Россия, 141190 Фрязино Моск. обл., пл. Акад. Введенского, 1; e-mail: pik218@ire216.msk.su, galina@ire216.msk.su

Поступила в редакцию 2 марта 2012 г., после доработки – 10 апреля 2012 г.

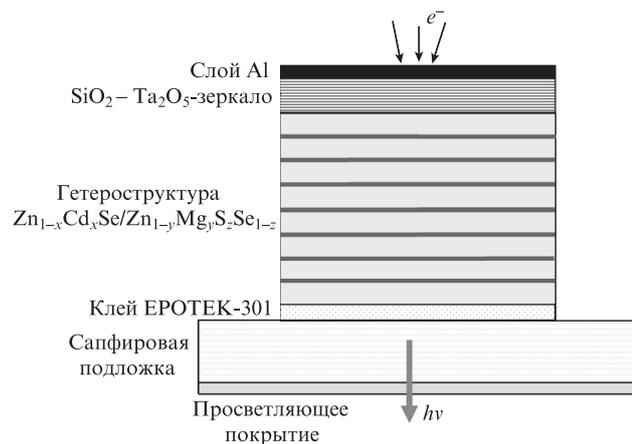


Рис.2. Активный элемент лазера.

ки. Общая толщина структуры составила 5.45 мкм. В КЯ  $Zn_{1-x}Cd_xSe$  концентрация  $Cd$   $x = 0.04$ . Добавка  $Cd$  в КЯ увеличивает эффективность катодолюминесценции [7]. Кроме того,  $Cd$  компенсирует коротковолновый сдвиг излучения, наблюдаемый в структурах  $ZnSe/ZnMgSSe$  из-за диффузии  $Mg$  в КЯ из барьерных слоев [8]. Структуры выращены методом парофазной эпитаксии из металлоорганических соединений в кварцевом реакторе лабораторного типа. Рост проводился в потоке водорода при атмосферном давлении. Ранее на подобных структурах нами реализованы достаточно эффективные лазеры с микрорезонатором [7].

При изготовлении активного элемента (рис.2) структура сначала приклеивалась оптическим эпоксидным клеем EPOTEK-301 к сапфировой или кварцевой подложке, которая служила выходным окном электронно-лучевой трубки. Выходная поверхность окна была просветлена. Затем ростовая подложка  $GaAs$  удалялась. На структуру напылялось глухое диэлектрическое зеркало из 8.5 пар четвертьволновых слоев окислов  $SiO_2$  и  $Ta_2O_5$  и слоя  $Al$  толщиной 0.1–0.2 мкм. КЯ, таким образом, размещалась вблизи пучностей генерируемой моды резонатора. В этом случае структура обеспечивала резонансно-периодическое усиление [9].

Достижение генерации в значительной степени зависело от качества полученных структур. Здесь (как и в случае лазера с микрорезонатором) важно выполнить требования на период структуры, достигнуть высокого транспорта носителей из барьерных слоев в КЯ и высокой эффективности излучения КЯ при комнатной температуре [7, 9]. Однако, в отличие от лазеров с микрорезонатором, к структуре лазеров с внешним зеркалом обратной связи предъявляются значительно более жесткие требования по качеству ростовой поверхности. Если в микрорезонаторах генерацию можно получить при шероховатости поверхности, характеризуемой среднеквадратичным отклонением  $\sigma$  до 10 нм, то в резонаторе с внешним зеркалом  $\sigma$  не должно превышать 2 нм (см. ниже). Для эпитаксиальных гетероструктур на основе соединений  $A_2B_6$  это достаточно сложная технологическая задача. На рис.3 представлено изображение поверхности использованной структуры, сделанное с помощью атомно-силового микроскопа (АСМ) Solver P-47 в полуконтактном режиме сканирования. Среднеквадратичное отклонение  $\sigma$  составило 1.47 нм. Заметим, что на структурах с  $\sigma > 3$  нм генерацию получить нам не удалось.

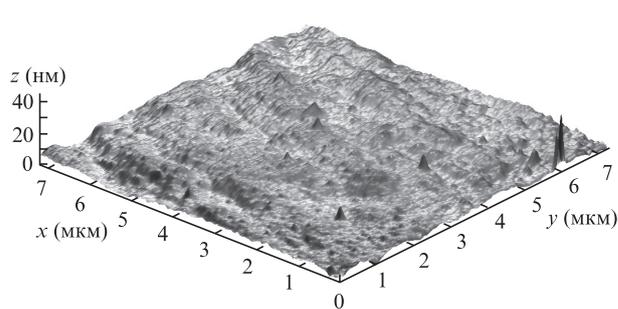


Рис.3. АСМ-изображение поверхности использованной структуры в полуконтактном режиме сканирования.

Следует также отметить, что использованные нами ростовые установки не позволили получить высокую однородность толщин слоев по поверхности. Поэтому приводимые ниже результаты соответствуют относительно малым по площади участкам, где резонансное условие на период структуры было выполнено.

Спектр излучения регистрировался с помощью спектрометра МДР-4 с CCD-линейкой (ИСАН, Троицк) на выходе. Дальняя зона лазера фотографировалась цифровой камерой Canon EOS 350 без объектива, расположенной на расстоянии 40 см от лазера. Световой импульс регистрировался калиброванным коаксиальным фотоэлементом ФЭК-29, сигнал с которого поступал на осциллограф TDS-2024. Ток электронного пучка  $I_e$  измерялся токоприемником, выполненным из танталовой пластины. Для накачки использовался электронный пучок с малым разбросом энергии электронов  $E_e$ , которая изменялась путем вариации напряжения между электродами анод–катод. При оценке мощности накачки  $P_e$ , поглощенной активным элементом лазера, учитывались факторы, связанные с вторичной эмиссией электронов из танталовой пластины и долей энергии, уносимой отраженными и вторичными электронами из активного элемента. Истинный ток электронного пучка превышал измеряемое танталовой пластиной значение примерно в два раза; при этом около 25% энергии падающего электронного пучка уносилось отраженными и вторичными электронами. Поэтому поглощенная мощность накачки оценивалась по формуле  $P_e = 1.5I_eE_e$ . Скорость сканирования электронного пучка вдоль отрезка строки варьировалась в пределах  $(4-8) \times 10^4$  см/с. Диаметр пятна электронного пучка  $d_e$  изменялся током фокусировки в электромагнитной линзе. Минимальный диаметр пятна при острой фокусировке был равен  $\sim 25$  мкм при энергии электронов  $E_e = 40$  кэВ и увеличивался с уменьшением  $E_e$  и увеличением тока  $I_e$ .

### 3. Результаты экспериментов и их обсуждение

На рис.4 представлен спектр излучения лазера на основе исследуемой гетероструктуры, излучающей в синей области спектра. Использовалось внешнее зеркало с радиусом  $r = 30$  мм и коэффициентом отражения  $R = 0.97$ . Генерация наблюдалась при изменении длины резонатора  $L_c$  от 30 до 25 мм. Ниже порога генерации ширина спектра излучения превышала 20 нм. В спектре видна модуляция, вызванная внутренними модами микрорезонатора, образованного поверхностями гетероструктуры. Выше порога генерация наблюдалась преимущественно

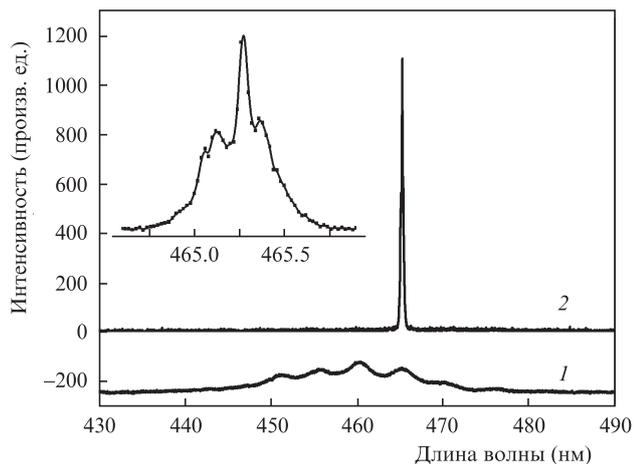


Рис.4. Спектр излучения лазера при  $E_e = 40$  кэВ ниже (1) и выше (2) порога генерации. На вставке – линия генерации, зарегистрированная с лучшим разрешением.

на одной линии с длиной волны 465 нм и шириной менее 0.3 нм на полувысоте. Однако при небольшом рассогласовании периода структуры от условия резонансно-периодического усиления можно было получать генерацию на двух продольных модах микрорезонатора. Спектр, зафиксированный от пяти импульсов, состоял из нескольких линий с шириной примерно 0.1 нм. Предполагается, что структура спектра генерации связана с нестабильностью линии генерации от импульса к импульсу.

Картина дальнего поля излучения лазера приведена на рис.5 при длинах резонатора 28.5 и 29.9 мм. При приближении длины резонатора к 30 мм (расстоянию, соответствующему неустойчивому полуконцентрическому резонатору) расходимость излучения сильно возрастает. Генерация исчезает, когда поперечный размер поля на внешнем зеркале становится сравнимым с размером этого зеркала. На картине дальнего поля видны интерференционные полосы, вызванные отражением излучения лазера от внешней поверхности подложки внешнего зеркала. Эта поверхность не была просветлена.

Полный угол расходимости устойчивого резонатора ( $L_c = 28.5$  мм) составляет 7 мрад в вертикальном направлении, перпендикулярном направлению сканирования. Несмотря на не вполне симметричную диаграмму направленности, мы считаем, что в данном случае генерация происходит на основной поперечной моде. Диаметр основной моды по уровню  $e^{-1}$  профиля интенсивности поля на поверхности структуры  $d_m$  и на внешнем зеркале  $d_{mir}$  можно оценить по формулам [10]:

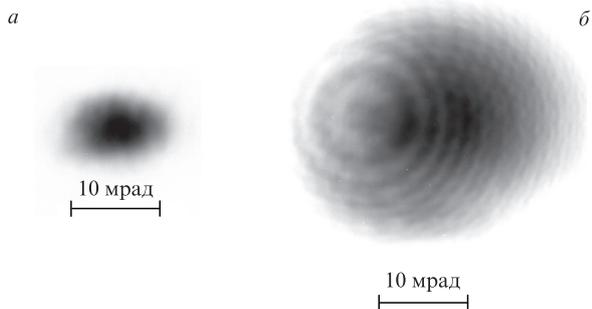


Рис.5. Картина дальнего поля излучения лазера при длине резонатора 28.5 мм (а) и 29.9 мм (б) и радиусе кривизны внешнего зеркала 30 мм.

$$d_m = \left[ \frac{4\lambda^2 L_c^2 (r - L_c)}{\pi^2 L_c} \right]^{1/4}, \quad d_{mir} = \left[ \frac{4\lambda^2 L_c^2 L_c}{\pi^2 (r - L_c)} \right]^{1/4}. \quad (1)$$

При  $L_c = 28.5$  мм по формулам (1) находим  $d_m \approx 40$  мкм и  $d_{mir} \approx 190$  мкм. Фокусное расстояние рассеивающей линзы, образованной подложкой внешнего зеркала, составляет 65 мм. Эта линза увеличивает угол расходимости лазера на  $0.19/65 \approx 3$  мрад. С учетом этого будем считать, что истинная расходимость лазера равна 4 мрад, что соответствует расходимости гауссова пучка [11]:  $\lambda/(\pi d_m) = 4$  мрад.

На рис.6 показан импульс излучения лазера при длине резонатора 28.5 мм и радиусе кривизны внешнего зеркала 30 мм. Длительность импульса при скорости сканирования  $v_{sc} = 8 \times 10^4$  см/с составила 25 нс на полувысоте и 40 нс по основанию. Если предположить, что потери внутри резонатора связаны в основном с полезными потерями на выходном зеркале, то верхняя оценка времени жизни фотона в моде составляет 5 нс. При наличии других потерь это время еще меньше. Поэтому можно считать, что генерация успевает выйти на стационарный режим возбуждения. Заметим, что время возбуждения моды при острой фокусировке можно оценить величиной  $t_p \approx (2d_e + d_m)/v_{sc} = 110$  нс, которая заметно больше наблюдаемой длительности импульса излучения. Это свидетельствует о том, что порог генерации возникает лишь при почти полном соответствии области возбуждения поперечному распределению основной моды резонатора.

Зависимость мощности генерации от тока электронного пучка и энергии электронов представлена на рис.7. При каждом значении тока и энергии электронов мы варьировали диаметр электронного пучка  $d_e$  и измеряли максимальную мощность. Максимум мощности соответствовал  $d_e$ , примерно равному поперечному размеру основной моды резонатора  $d_m$ . Выше порога генерации мощность изменяется практически линейно с увеличением тока электронного пучка, достигая 0.95 Вт при  $E_e = 37$  кэВ и предельном токе для используемой установки  $I_e = 1.2$  mA.

Пороговый ток генерации составил  $\sim 0.2$  mA при  $E_e = 37$  кэВ. При  $d_m \approx 40$  мкм это соответствует плотности тока  $16$  A/cm<sup>2</sup> (или пиковой интенсивности поглощенной накачки  $885$  кВт/см<sup>2</sup>), что примерно в семь раз больше, чем в аналогичном лазере на структурах GaInAs/GaAs с 13 КЯ [12]. Если учесть различное число КЯ, то получаем,

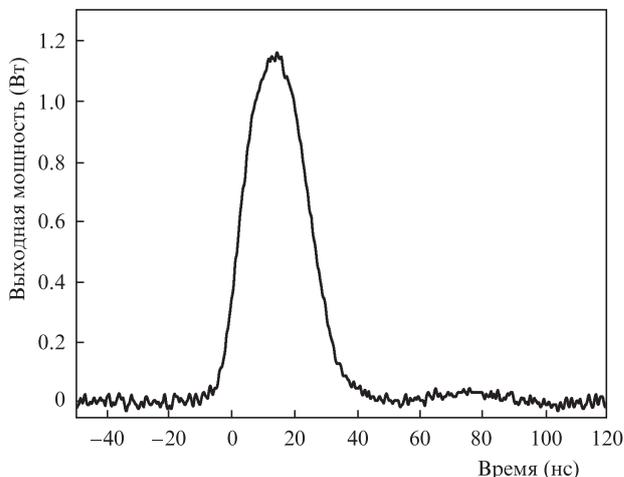


Рис.6. Импульс излучения лазера при длине резонатора 28.5 мм и радиусе кривизны внешнего зеркала 30 мм.

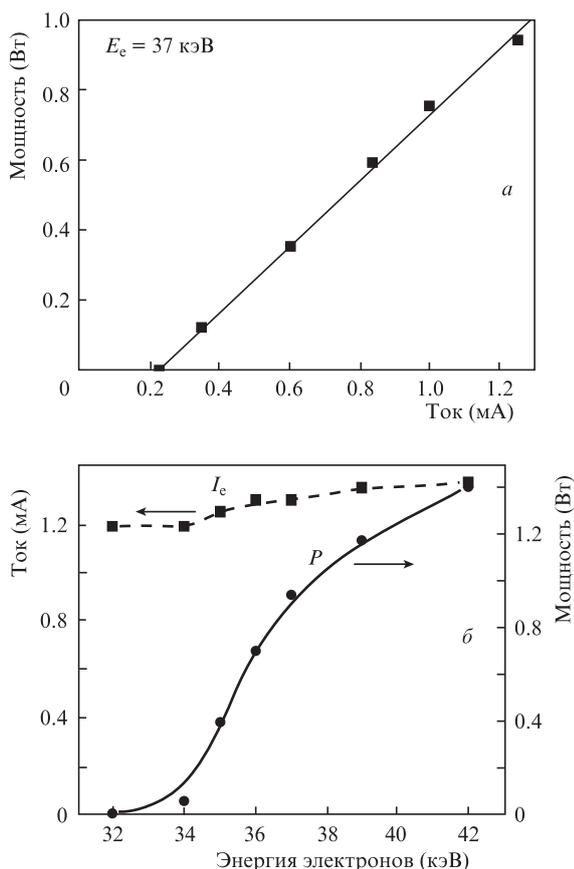


Рис. 7. Зависимость пиковой мощности излучения лазера  $P$  от тока электронного пучка  $I_e$  при  $E_e = 37$  кэВ (а), зависимости мощности и электронного тока от энергии электронов  $E_e$  (б).

что порог генерации в пересчете на одну КЯ в структуре Zn(Cd)Se/ZnMgSSe примерно в три раза выше. Такое повышение порога разумно, учитывая, что порог генерации близок к порогу инверсии населенностей, который возрастает с увеличением эффективных масс электрона и дырки. Однако полученная в настоящей работе пороговая интенсивность накачки существенно превышает значение  $2$  кВт/см<sup>2</sup>, экспериментально достигнутое в полупроводниковых лазерах с оптической накачкой на структурах типа GaInAs/GaAs [10]. Мы ожидаем, что путем оптимизации числа КЯ, качества гетероструктуры и использования более добротного резонатора удастся уменьшить порог генерации в несколько раз. Тем не менее порог генерации даже после оптимизации будет значительно превышать значение, при котором возможно достижение непрерывного режима генерации.

Как видно из рис.7,б, мощность лазера существенно зависит от энергии электронов. При низких значениях энергии ( $E_e < 32$  кэВ) генерация не возникала из-за значительных потерь энергии электронов накачки в высокоотражающем зеркале, через которое осуществлялась накачка, и сильного рассогласования между глубиной области возбуждения и толщиной активной квантоворазмерной части структуры. Действительно, номинальная толщина зеркала составляла  $1.3$  мкм, толщина активной части структуры –  $5.45$  мкм, а эффективная глубина возбуждения электронным пучком  $z_0$  равна примерно  $2.5$  мкм при  $E_e = 32$  кэВ [13]. В данном случае эффективной глубиной возбуждения считается глубина однородного возбуждения с плотностью электронного тока, соответствующей

максимуму ионизационной кривой, и полной энергией возбуждения, соответствующей площади (интегралу) под ионизационной кривой.

Максимальная пиковая мощность генерации была получена при  $E_e = 42$  кэВ ( $z_0 \approx 4$  мкм) и составила  $1.4$  Вт. Однако и при этих энергиях область возбуждения не была достаточно хорошо согласована с активной областью структуры. К сожалению, при более высоких энергиях (лучшем согласовании области возбуждения с толщиной активной части гетероструктуры) наблюдалась быстрая деградация лазера из-за разрушения клеевого слоя проникающими в него электронами накачки. Дело в том, что полная длина спрямленной траектории электрона накачки  $R_e$  примерно в  $2.5$  раза больше значения  $z_0$  и при  $E_e = 42$  кэВ составляет  $10$  мкм. Известны пути решения этой проблемы. Один из них связан с использованием пассивного слоя необходимой толщины (примерно  $5$  мкм), размещаемого между активной частью структуры и клеевым слоем [14]. Другой путь – это закрепление структуры с высокоотражающим покрытием на металлической подложке с помощью металлического припоя [7, 12]. В этом случае излучение из структуры выводится через облучаемую поверхность, при этом структура возбуждается через открытую поверхность, что позволяет снизить энергию электронов накачки до  $14$  кэВ [12].

Достигнутая мощность  $1.4$  Вт оказалась ниже мощности, полученной при  $E_e = 42$  кэВ в лазере с микрорезонатором ( $4$  Вт), реализованном на этой же структуре [7]. Однако в [7] использовалось довольно прозрачное выходное зеркало – с  $R = 0.915$  вместо  $0.97$  в настоящей работе. При наличии внутренних потерь в структуре такое различие в отражении выходных зеркал может существенно сказаться на выходной мощности. Кроме того, в дисковом лазере возникают дополнительные потери, связанные с шероховатостью ростовой поверхности структуры. Действительно, для шероховатой поверхности коэффициент отражения плоской волны можно записать в виде [15, 16]:

$$R_r = R_0 \exp\left[-\left(\frac{4\sigma N}{\lambda}\right)^2\right], \quad (2)$$

где  $R_0$  – коэффициент отражения от плоской поверхности;  $N$  – показатель преломления среды, из которой падает плоская волна. В нашем случае  $R_0 = 1$ ,  $N = 1.53$ ,  $\lambda = 465$  нм и  $\sigma = 1.47$  нм (волна падает на поверхность со стороны клеевого слоя). Отсюда находим, что  $R_r = 0.995$ , т. е. потери на рассеяние невелики. Однако ситуация может существенно измениться для структур с большей шероховатостью, о чем упоминалось выше. На рис.8 представлена зависимость  $R$  от  $\sigma$ . Так, при  $\sigma > 4$  нм потери на рассеяние уже будут превышать полезные потери.

Формула (2) справедлива только для плоской волны. Для лазеров с ограниченными поперечными размерами генерируемой моды это условие строго не выполняется. Особенно это относится к лазерам с микрорезонатором. Расходимость таких лазеров превышает  $15^\circ$  и практически не зависит от поперечного размера области возбуждения. Активная область распадается на несколько независимых лазерных областей, что является следствием кинетики выхода генерации на стационарный режим и не связано с какой-либо поперечной неоднородностью в активной среде или зеркалах. Так, в дисковом лазере с внешним зеркалом обратной связи та же активная об-

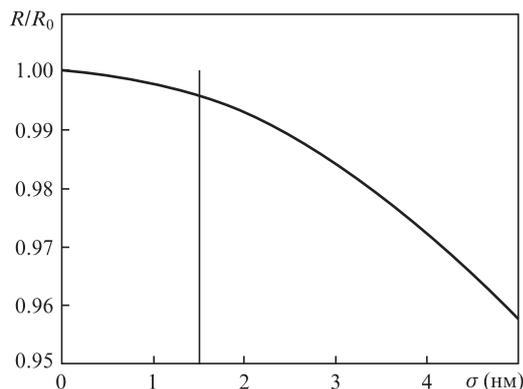


Рис.8. Нормированный коэффициент отражения плоской волны от шероховатой поверхности как функция параметра среднеквадратичного отклонения  $\sigma$ . Значение  $\sigma = 1.47$  нм для исследуемой структуры показано вертикальной линией.

ласть излучает когерентно при поперечных размерах более 100 мкм.

Возвращаясь к шероховатости поверхности активной структуры, следует отметить, что в лазерах с большой расходимостью вторым важным параметром шероховатости наряду с параметром  $\sigma$  является характерный поперечный размер этой шероховатости. От этого параметра зависит, в каком угле в основном происходит рассеяние излучения при отражении от неровной поверхности. Фурье-анализ поверхности, представленной на рис.3, показывает, что поперечный размер неровностей  $\xi$  составляет  $\sim 1$  мкм. Это означает, что поверхность будет рассеивать примерно в угле  $\lambda/\xi = 15^\circ$ . В микрорезонаторе такое рассеяние не создает существенных дополнительных потерь. В дисковом лазере с внешним зеркалом обратной связи, как мы видели, расходимость может составлять 4–5 мрад, и в этом случае рассеяние на шероховатой поверхности (при  $\sigma > 4$  нм, если  $R = 0.97$ ) уже вносит существенные потери.

#### 4. Заключение

В настоящей работе впервые на основе наноструктуры Zn(Cd)Se/ZnMgSSe получена генерация в сине-зеленой области спектра в дисковом полупроводниковом лазере без внутрирезонаторного удвоения частоты. Пиковая мощность излучения достигала 1.4 Вт при энергии электронов 42 кэВ. Длина волны излучения лазера была 465 нм. Длительность импульса составляла примерно 25 нс на полувысоте. В устойчивом резонаторе угол расходимости излучения не превышал 10 мрад. Существенным

условием достижения генерации явилось высокое качество ростовой поверхности гетероструктуры, шероховатость которой характеризовалась среднеквадратичным отклонением 1.47 нм. Однако достигнутые пороговые значения по интенсивности накачки ( $\sim 900$  кВт/см<sup>2</sup>) не позволяют реализовать непрерывный режим генерации при комнатной температуре. Тем не менее, накачка электронным пучком может быть востребована в системах, где требуется сканирование светового пучка. По сравнению с ранее разработанными лазерами, в которых использовался микрорезонатор, дисковые лазеры с накачкой сканирующим электронным пучком будут иметь более высокое качество лазерного пучка.

Авторы благодарны Б.М.Лаврушину и Я.К.Скасырскому за полезные обсуждения и помощь в работе.

Работа выполнена при поддержке ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России» (госконтракт № 14.740.11.1368), Программы фундаментальных исследований ОФН РАН «Фундаментальные аспекты физики и технологии полупроводниковых лазеров как основных элементов фотоники и квантовой электроники» и РФФИ (гранты №10-02-00741, 11-07-001195, 11-02-12190-офи-м).

1. Kuznetsov M., Hakimi F., Sprague R., Mooradian A. *IEEE Photon. Technol. Lett.*, **9**, 1063 (1997).
2. Tropper A.C., Hoogland S. *Progr. Quantum Electron.*, **30**, 1 (2006).
3. Охотников О.Г. *Квантовая электроника*, **38**, 1083 (2008).
4. Chilla J., Butterworth S., Zeitchel A., Charles J., Caprara A., Reed M., Spinelli L. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **5332**, 143 (2004).
5. Hastie J.E., Morton L.G., Kemp A.J., Dawson M.D., Krysa A.B., Roberts J.S. *Appl. Phys. Lett.*, **89**, 061114 (2006).
6. Козловский В.И., Лаврушин Б.М., Скасырский Я.К., Тибери М.Д. *Квантовая электроника*, **39**, 731 (2009).
7. Tibery M.D., Kozlovsky V.I., Kuznetsov P.I. *Phys. Stat. Solidi B*, **247**, 1547 (2010).
8. Kozlovsky V.I., Martovitsky V.P. *Physica B*, **404**, 5009 (2009).
9. Бондарев В.Ю., Козловский В.И., Крыса А.Б., Попов Ю.М., Скасырский Я.К. *Квантовая электроника*, **34**, 919 (2004).
10. Kuznetsov M., Hakimi F., Sprague R., Mooradian A. *IEEE J. Sel. Top. Quantum Electron.*, **5**, 561 (1999).
11. Карлов Н.В. *Лекции по квантовой электронике* (М.: Наука, 1983, с.75).
12. Козловский В.И., Лаврушин Б.М., Охотников О.Г., Попов Ю.М. *Труды III Симп. по когерентному излучению полупроводниковых соединений и структур* (М.: ФИАН, 2011, с. 210–216).
13. Богданкевич О.В., Дарзек С.А., Елисеев П.Г. *Полупроводниковые лазеры* (М.: Наука, 1976, с.199).
14. Bondarev V.Yu., Kozlovsky V.I., Krysa A.B., Roberts J.S., Skasyrsky Ya.K. *J. Crystal Growth*, **272**, 559 (2004).
15. Shin H.-E., Ju Y.-G., Song H.-W., Song D.-S., Han I.-Y., Ser J.-H., Ryu H.-Y., Lee Y.-H. *Appl. Phys. Lett.*, **72**, 2205 (1998).
16. Козловский В.И., Трубенко П.А., Коростелин Ю.В., Роддатис В.В. *ФТП*, **34**, 1237 (2000).