

## СВЕТОИЗЛУЧАЮЩИЙ ДИОД С ЭЛЕКТРОДОМ В ВИДЕ ЛЕНТОЧНОЙ ДИФРАКЦИОННОЙ РЕШЕТКИ

М.Ю. Барабаненков, В.В. Сироткин, Ю.В. Холопова, А.В. Ковальчук,  
Н.Е. Антонова\*, Е.А. Полушкин, С.Ю. Шаповал

Учреждение Российской академии наук Институт проблем технологии  
микроэлектроники и особочистых материалов (ИПТМ) РАН  
\*R&D корпорация "Исток", Фрязино, Моск. обл., Россия

### АННОТАЦИЯ

Верхний электрод InGaN/AlGaIn/GaN/Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> светоизлучающего диода (СИД) выполнен в виде ленточной металлической решетки. В зависимости от приложенного к электроду-решетке напряжения, люминесцирующая область представляет собой либо плоскость, либо периодическую систему линейных источников. Показано, что применение электрода-решетки увеличивает эффективность светодиода как минимум на 8% и предоставляет возможность электроуправления угловым распределением излучения.

### ВВЕДЕНИЕ

Светоизлучающие диоды (СИД) рассматриваются в настоящее время в качестве следующего поколения источников освещения, которые заменят лампы накаливания и флуоресцентные лампы, как только будет получен световой поток не менее 150 лм/Вт [1]. Как известно [2] внешнюю эффективность СИД ограничивают три фактора: (а) истинное поглощение света в материале диодной структуры; (б) частичное отражение при преломлении света на внешнем интерфейсе (т.н. диэлектрические потери внутри телесного угла выхода света из структуры); полное внутреннее отражение излучения, падающее на плоскую границу раздела под углом, большим критического. Естественно, что на протяжении длительного времени разрабатывались различные способы повышения яркости диодов за счет увеличения выхода генерированного света. Эти способы можно разбить на три группы. Увеличение люминесцирующей области диода, например, за счет создания слоя растекания тока [3]. Вторую группу составляют работы по развитию технологии прозрачной подложки [2,4]. Третье направление исследований состоит в придании светодиоду специальной формы или интегрирования структуры диода со случайными или периодическими микроструктурами со специальными оптическими свойствами. В контексте данной статьи наиболее интересна именно эта группа. Изготовление СИД в виде полусферы [5] или усеченной

перевернутой пирамиды [6] позволило создать условия, при которых излученный свет падает близко к нормали границы раздела структуры с воздухом, и достигнуть 55% эффективности диода для красного света (0.65 мкм) при токе 100 мА. Отметим, что ранее результатов работы [6] эффективность не превышала 30%. Широкое распространение получил способ ограничения светового потока одним полупространством при изготовлении брегговского зеркала, представляющего собой одномерную периодическую систему с элементарной ячейкой в виде пары диэлектрически контрастных прозрачных или поглощающих слоев. На практике интерференция волн в области между зеркалом и поверхностью структуры диода приводит к осциллирующему характеру свечения, подавление которого требует изготовления антиотражающего слоя на поверхности диода, что усложняет технологию изготовления. Тем не менее, брегговский рефлектор четырехкратно увеличивает световую мощность диода (до 8 мВт при токе 50 мА; 25 слоев  $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ ,  $x = 1$  и 0.45 [7]). Следующая возможность повышения яркости СИД была получена за счет свойств т.н. случайной поверхности и фотонных структур. В работе [8] была впервые предложена замена полусферической поверхности диода на планарную систему со случайно шероховатой поверхностью при сохранении основной оптической идеи полусферической геометрии [5]. Случайное наноструктурирование поверхности GaAs светодиода на основе т.н. естественной литографии привело к увеличению внешней эффективности от 9 до 30% [9]. Тот же метод, но примененный к системе GaN, обусловил увеличение мощности голубого диода на 62% (от 0.05 до 0.08 мВт на длине волны 0.47 мкм) [10]. В целом, формирование случайной поверхности считается технологически простейшим методом увеличения эффективности СИД. Однако в [1] отмечается, что даже в случае лучшего результата [10] морфология поверхности структуры неконтролируема и процесс формирования имеет несколько параметров, требующих оптимизации. Параллельно применению свойств случайной поверхности было предложено использование эффекта фотонной запрещенной зоны [11]. Причем, не только за счет какой-то одной резонансной частоты, как в случае формирования микрорезонатора Фабри-Перо [12], а за счет воздействия на весь спектр люминесценции. Спектр излучения диполя в слое двумерного инверсного фотонного кристалла был изучен в [11] и измерен в [13]. В последующие годы были изучены различные конфигурации фотонных кристаллов в различных частях структур СИД, о чем прямо говорится в [14], кроме верхнего металлического контакта. Свойства сетчатого контакта, конструкции значительно более простой,

чем двумерный инверсный фотонный кристалл или система микролинз [15], были рассмотрены в [16,17]. Однако, рассмотрение контакта как дифракционной решетки проведено не было. В данной работе проведено исследование оптических свойств СИД с верхним металлическим контактом в виде ленточной дифракционной решетки.

### ОПТИМИЗАЦИЯ СТРУКТУРЫ И МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Светодиодные структуры выращивались методом МOCVD с травлением мезаструктуры ЭЦР плазмой. На сапфировой подложке последовательно размещаются буферный слой (GaN),  $n^+$ -слой (GaN:Si),  $n$ -слой (GaN:Mg),  $n^+$ -слой (сверхрешётка AlGaN/GaN), активная область

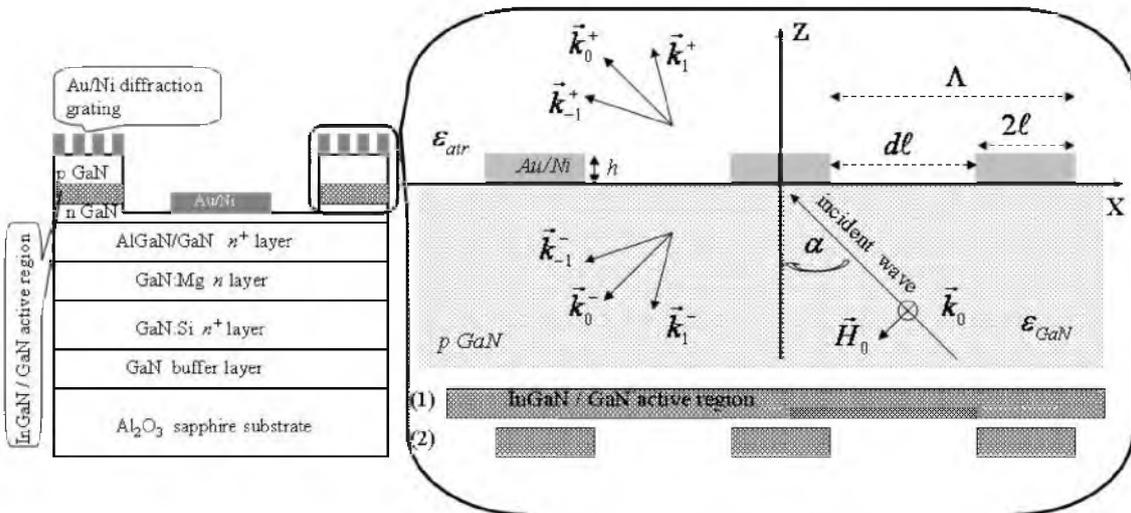


Рис. 1. Схематическое изображение сечения структуры светодиода с р-контактом в виде дифракционной решетки. Верхняя часть структуры приведена более детально на вставке. Стрелками изображено излучение активной области, падающее на решетку, а также прошедшие и отраженные спектральные порядки излучения. Заштрихованные прямоугольники изображают сечение активной области в виде плоскости (1) или периодической системы полосковых источников (2).

с квантовыми ямами (InGaN/GaN), р- слой (AlGaN:Mg) и приконтактный р-слой (GaN:Mg), толщиной 198 нм. Структура имеет цилиндрическую форму, а её верхняя часть (см. рис.1) – форму цилиндрического слоя с внешним и внутренним диаметрами 50 и 30 мкм, соответственно. Формирование Au/Ni ленточной решетки производилось электронно-лучевой литографией. Параметры решетки выбраны на основе моделирования ее частотных спектров отражения [18,19]. В расчетах предполагается, что активная область представляет собой источник плоской монохроматической волны с волновым вектором  $\vec{k}_0^-$ , падающей

под углом  $\alpha$  на Au ленточную решетку с периодом  $\Lambda$ , шириной и толщиной лент  $2\ell$  и  $h$ , соответственно, и зазором между лентами  $d\ell$  (рис.1). В слое GaN длина волны излучения 0.18 мкм, в дальней зоне диода 0.45 мкм при коэффициенте преломления GaN, равном 2.5. Прошедшие и отраженные спектральные порядки обозначены на рис.1 как  $\bar{k}_{\mu}^{\pm}$ .

Расчеты плотности тока в области р-п перехода структуры показали существенно неоднородное распределение плотности тока по элементарной ячейке электрода-решетки по мере увеличения периода решетки и приложенного к ней напряжения.

Результаты расчетов, проведенных для решетки с шириной направляющих  $2\ell = 0.1$  мкм в приближении планарной конфигурации электродов (решетки и центрального контакта), приведены на рис.2. Как видно, плотность тока в центральной части уменьшается по мере увеличения периода решетки и

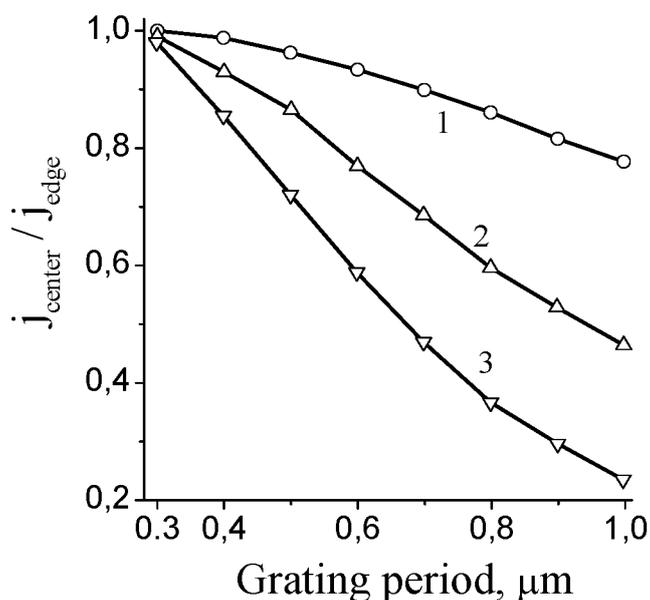


Рис 2. Расчет отношения плотностей тока в области р-п перехода в центре ячейки контакта ( $j_{center}$ ) и под направляющей решетки ( $j_{edge}$ ) при напряжении на контакте – решетке 1 (кривая 1), 1.5 (2) и 3В (3). Ширина направляющих решетки 0.1 мкм.

и приложенного напряжения, т.е. величины тока, протекающего по Au решетке. Поэтому, можно предположить, что область люминесценции представляет собой либо плоскость (см. область (1) на рис.1) при малых токах, либо периодическую систему ленточных источников (см. область (2) на рис.1), находящихся под направляющими решетки-контакта. Отметим, для более широких направляющих решетки  $2\ell > 0.1$  мкм аналогичное по пространственной неоднородности распределение токов появляется при периоде решетки, значительно большем 1 мкм. Столь разреженные решетки неинтересны с точки зрения рассеяния электромагнитных волн с длиной волны порядка долей микрона.

Из рис.2 видно, что максимальное различие плотностей тока в активной области структуры соответствует периоду решетки в 1 мкм. Поэтому, при расчете эффективности отражения света от решетки, период ее положен  $\Lambda = 1$  мкм. Толщина решетки выбрана равной  $h = 0.1$  мкм, что минимизирует поглощение энергии электромагнитной волны в металле типа Au или Ag [20,21]. Варьируемые параметры – ширина лент  $2\ell$  и зазор между ними  $d\ell$ . На рис.3

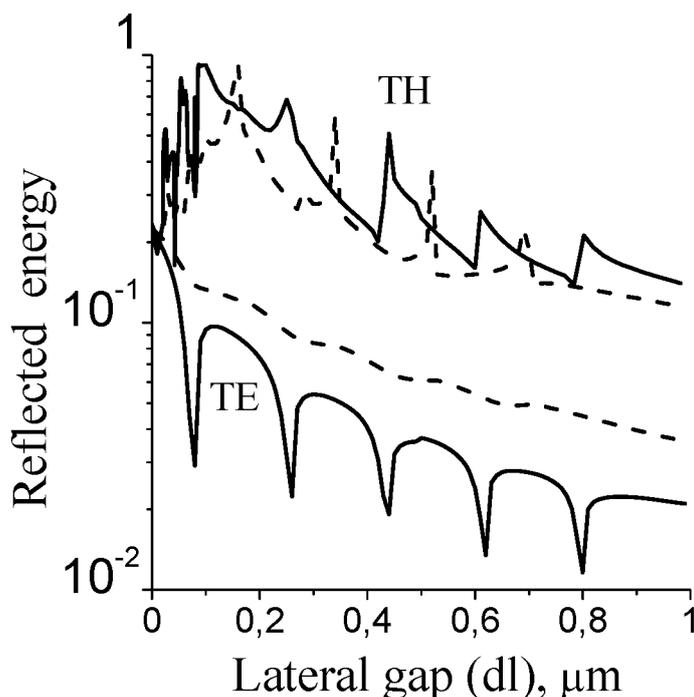


Рис. 3. Расчет отражения по мощности TE и TH поляризованной нормально падающей плоской монохроматической (длина волны 0.18 мкм) волны от полосковой Au решетки в зависимости от величины зазора ( $d\ell$ ) между направляющими решетки, толщиной 0.1 мкм и шириной 0.1 (сплошные линии) и 0.2 мкм (пунктирные линии).

приведены зависимости эффективности отражения света обеих поляризацй от Au решетки с шириной лент  $2\ell = 0.1$  и  $0.2$  мкм от величины зазора  $d\ell$ . Диэлектрическая проницаемость Au на частоте, соответствующей длине волны 0.18 мкм, равна  $\varepsilon = 0.23 + 3.04i$  [22]. Провалы в спектре отражения TE поляризованной волны исчезают при  $2\ell = 0.2$  мкм (нижние сплошная и пунктирные линии на рис.3). Однако, основной вклад в отраженную мощность дает TH поляризация, но, как видно из рис.3, отражение падает при периоде решетки порядка 1 мкм. Сопоставляя результаты, представленные на рис.2 и 3, решетка электрод выполнена в размерах: толщина и ширина направляющих  $h = 2\ell = 0.1$  мкм, зазор  $d\ell = 0.9$  мкм, период  $\Lambda = 1$  мкм.

На изготовленных структурах с контактом-решеткой и обычным р-контактом проведены измерения диаграмм направленности и спектров излучения (спектрофотометр HR2000+).

## ОПТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СИД С КОНТАКТОМ-РЕШЕТКОЙ

Экспериментальные частотные спектры мощности излучения СИД с контактом-решеткой приведены на рис.4. Как видно, спектры не являются гладкими и покрыты мелкой “рябью”. Причем, “рябь” не вызывается решеткой, т.к. такой же вид имеют спектры аналогичных светодиодов без решетки. Вероятно, нижняя технологическая система слоев исследуемой структуры проявляет свойства “плохого” брегговского рефлектора. А именно, спектр излучения имеет не осциллирующий характер как в упомянутой работе [7], а только лишь возмущенный “рябью” вид. Мы не акцентируем внимание на этом факте, т.к. в данной работе интерес представляет возможность изменения диаграммы направленности излучения диода в его дальней зоне посредством вариации электрического смещения, приложенного к контакту решетки.

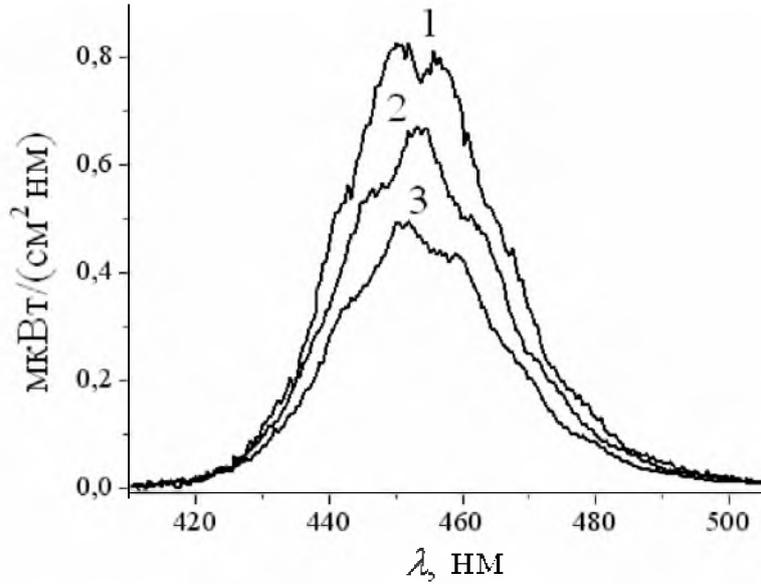


Рис. 4. Частотные спектры излучения СИД с контактом-решеткой, снятые в направлении нормали к излучающей поверхности (кривая 1) и по разные стороны от нормали под углом  $-14.4^\circ$  (кривая 2) и  $+36^\circ$  (кривая 3).

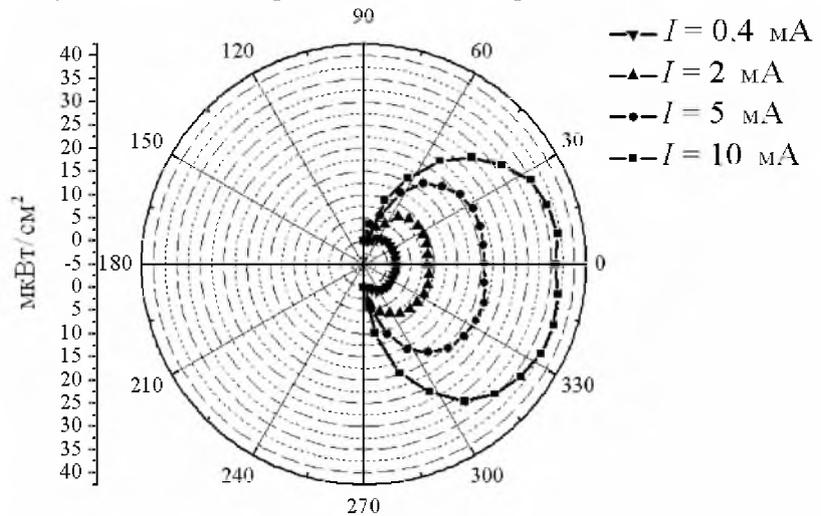


Рис. 5. Измеренные диаграммы направленности излучения в зависимости от величин токов, протекающих по направляющим контактам-решетки: 0.4 ( $\blacktriangledown$ ), 2 ( $\blacktriangle$ ), 5 ( $\bullet$ ) и 10 ( $\blacksquare$ ) мА

характер как в упомянутой работе [7], а только лишь возмущенный “рябью” вид. Мы не акцентируем внимание на этом факте, т.к. в данной работе интерес представляет возможность изменения диаграммы направленности излучения диода в его дальней зоне посредством вариации электрического смещения, приложенного к контакту решетки.

Рис. 5 демонстрирует уширение углового спектра излучения СИД с ростом величины тока в направляющих решетке. Этот эффект можно объяснить следующим образом. Используемая в эксперименте решетка имеет 11 однородных спектральных порядков, определяющих мощность излучения СИД в дальней зоне. Однородные порядки определяются неравенством

$$|\mu_{prop}| \leq \Lambda / \lambda = 5.6, \text{ а}$$

направление распространения задается

формулой (рис.1)

$$\sin \alpha_{\mu} = (\lambda / \Lambda) \mu_{prop},$$

где  $\alpha_{\mu}$  - угол между вектором  $\vec{k}_{\mu}^{+}$  и осью  $z$ .

Например, угол наибольшего

порядка равен

$$\alpha_{\mu=\pm 5} = \pm 64.2^{\circ} \text{ при}$$

нормальном

падении волны на решетку,  $\alpha = 0$ .

При малых токах в контакте-решетке активная область

имеет вид светящейся плоскости. Пусть плоскость излучает волны с волновым вектором  $\vec{k}_0$ , параллельным оси  $z$ , т.е. угол падения на решетку

$\alpha = 0$ . Очевидно, что при соотношении площадей лент решетки и зазора между ними  $(0.1/0.9)^2 \sim 0.01$ , вклад дифракции на решетке в прошедшее поле будет минимален. Основной вклад в измеряемую в дальней зоне мощность излучения дает нулевой спектральный порядок. При больших токах излучает уже не плоскость, а система ленточных источников. В том же приближении нормально падающей волны, дифракция на лентах решетки будет приводить к энергетическому наполнению более высоких спектральных порядков. Наполнение этих порядков обусловит угловое уширение детектируемого спектра излучения. Результаты численных расчетов для изложенной физической модели приведены на рис.7, а схема расчета на рис.6. Плоский или пространственно периодический

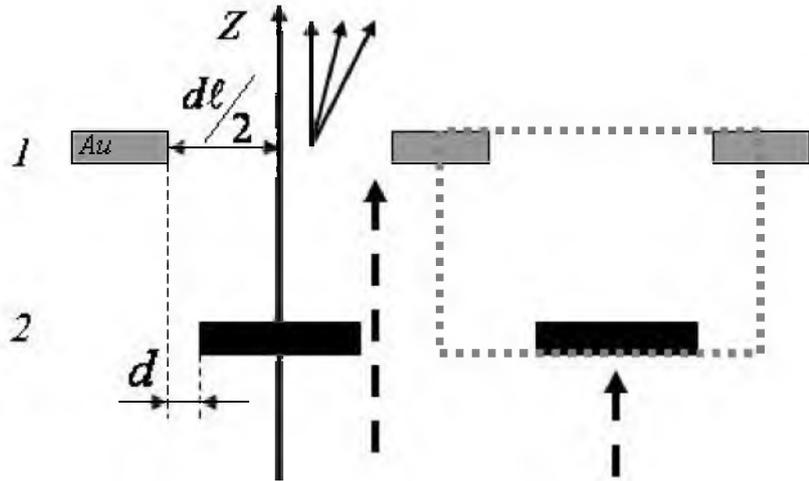


Рис. 6. Схема расчета эффективности вывода генерируемого излучения (длина волны 0.18 мкм) через полосковую Au дифракционную решетку (серые прямоугольники 1) при токах до 1 мА ( $d = d\ell/2$ , светящаяся плоскость) и токах порядка 10 мА ( $d = 0$ , периодическая система ленточных источников, находящихся под Au лентами), в зависимости от величины зазора  $d$ . Пунктирные стрелки падающее излучение; сплошные стрелки – прошедшие спектральные порядки. Пунктирный прямоугольник визуализирует элементарную ячейку двухъярусной решетки.

источник света моделируется с помощью комбинированной двухъярусной решетки. Верхняя часть – это непосредственно Au решетка-электрод, нижняя часть – периодический экран. Электромагнитная волна падает снизу на комбинированную решетку. Экран либо полностью закрывает зазоры между направляющими Au решетки ( $d = 0$ , рис.6), либо отсутствует ( $d = dl/2$ ). Закрытые экраном зазоры соответствуют большим величинам тока в Au лентах решетки, т.е. периодической системе ленточных источников между периодически расположенными экранами, отсутствие экранов – отвечает случаю малых токов, т.е. излучающей плоскости. Как видно из рис.7 максимальный вклад в ненулевой спектральный порядок (кривые 3 и 4) приходится на малые зазоры  $d$ . Этот случай наиболее интересен, т.к. люминесцирующие области не локализованы строго под Au полосками.

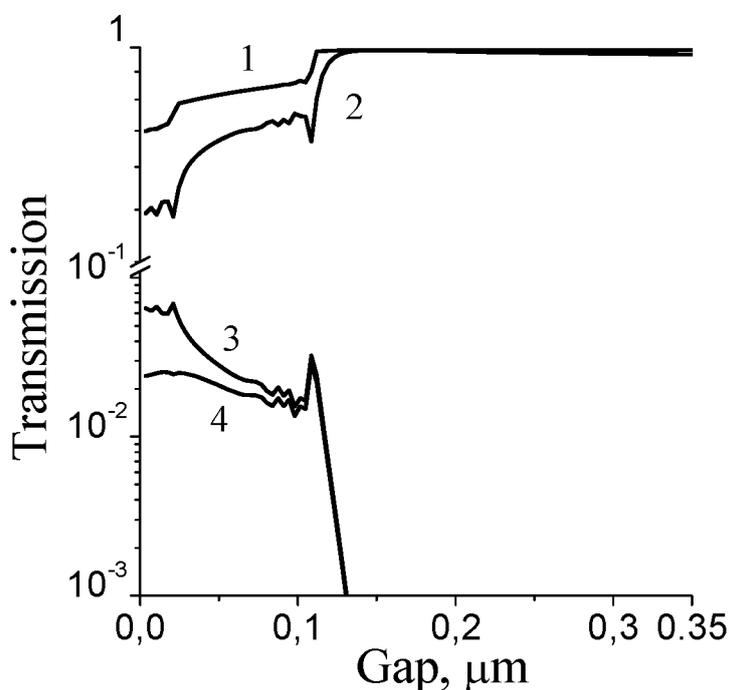


Рис. 7. Расчет прохождения по мощности плоской волны (длина волны  $\lambda = 0.18$  мкм) через двухъярусную решетку (см. рис.10) в зависимости от зазора  $d$  между направляющими верхней и нижней решеток. Кривая 1 – суммарная мощность по всем однородным порядкам; 2, 3 и 4 кривые соответствуют  $\mu = 0, 1$  и  $2$  прошедшим спектральным порядкам.

### Заключение

В данной работе предложен и реализован на практике светоизлучающий диод с верхним электродом в виде ленточной дифракционной решетки. Экспериментально показано, что эффективность преобразования электрической мощности (при токе в решетке 0.4 мА) в оптическую составляет 26%, т.е. на 8% превышает аналогичный параметр светодиода с обычным контактом. Кроме того,

дифракционная решетка позволяет варьировать угловое распределение излучения простым изменением электрического смещения на решетке.

Работа частично поддержана грантом РФФИ 06-07-89040а и грантом научных программ РАН "Создание и исследование свойств новых типов фотонных кристаллов на базе полупроводниковых и магнитных материалов для развития оптоэлектронных элементов инфокоммуникационных сетей".

1. *Kim T. et al.* // IEEE Photonics Technology Letters. 2006. V.18. 1876
2. *Gessmann Th., Schubert E.F.* // J. Appl. Phys. 2004. V.95. 2203
3. *Fletcher R.M. et al.* // J.Electron.Mater. 1991. V.20. 1125
4. *Wierer J.J. et al.* // Appl.Phys.Lett. 2001. V.78. 3379
5. *Carr W.N, Pittman G.E.*, Appl. Phys. Lett., 1963. V.3. 173
6. *Krames M.R. et al.* // Appl.Phys.Lett. 1999. V.75. 2365
7. *Kato T. et al.* // J. Cryst. Growth. 1991. V.107. 832
8. *Schnitzer I., Yablonovitch E., Caneau C., Gmitter T.J.* // Appl. Phys. Lett. 1993. V.62. 131
9. *Schnitzer I. et al.* // Appl. Phys. Lett. 1993. V.63 2174
10. *Huh Ch., Lee K.-S., Kang E.-J., Park S.-Ju.* // J. Appl. Phys. 2003. V.93. 9383
11. *Fan S., Villeneuve P.R., Joannopoulos J.D, Schubert E.F.* // Phys. Rev. Lett. 1997. V.78. 3294
12. *Schubert E.F. et al.* // Science. 1994. V.265. 943
13. *Reese C. et al* // Appl. Phys. Lett. 2001. V.78. 2279
14. *Shakya J., Kim K.H., Lin J.Y., Jianga H.X.* // Appl. Phys. Lett. 2004. V.85. 142
15. *M.Khizar M et al.* // Appl. Phys. Lett. 2005. V.86. 173504
16. *Именков А.Н. и др.* // ФТП 2004. Т.38. вып.11. 1399
17. *Catchpole K.R.* // J. Appl. Phys. 2007. V.102. 013102
18. *Барабаненков Ю.Н., Барабаненков М.Ю.* // ЖЭТФ. 2003. Т.123. 763
19. *Shapoval S. et al.* // Proc. WOCSDISE 2007 Venice, Italy. 2007. 29
20. *Sheng P., Stepleman R.S., Sanda P.N.* // Phys. Rev.B. 1982. V.26. 2907
21. *Theye M.-L.* // Phys. Rev. B. 1970. V.2. 3060
22. *Johnson P.B., Christy R.W.* // Phys. Rev. B. 1972. V.6. 4370