

15. Евлахов Н.В., Качоровский В.Ю., Чистяков В.М. Численное моделирование стримерного разряда в однородном поле // ЖЭТФ. -1992.- Т.102, № 1(7). - С.59-70.
16. Прокопеня А.Н., Яблонский Г.П. Компьютерное моделирование электрических разрядов в полупроводниках // Физика имп. возд. на конденс. среды: Тез. докл. VI науч. школы / Ин-т имп. процес. и технол. НАН Украины. - Николаев, 1993. - С. 16.
17. Парашук В.В., Грибковский В.П. Автоколебания электрон-фотонной системы в условиях стримерного разряда // Докл. НАН Беларуси. - 2001. - Т.45, №1. - С. 56-59.
18. Грибковский В.П., Парашук В.В., Русаков К.И. Физика стримерных лазеров: Итоги и перспективы // Лазерная физика и спектроскопия: Сб. материалов 4-й Международной конференции / Гродненский гос. ун-т. - Гродно, 1999. - Ч.1. - С.38-40.
19. Грибковский В.П., Парашук В.В., Русаков К.И. О воздействии стримерных разрядов на кристаллы CdS // Физика имп. возд. на конденс. среды: Материалы VIII науч. школы, Николаев, август 1997 г. / Ин-т имп. процес. и технол. НАН Украины. – Николаев, 1997. - С. 10.
20. Грибковский В.П., Парашук В.В., Яблонский Г.П. Повышение КПД и мощности полупроводникового лазера с оптической двухфотонной накачкой // Квантовая электроника. – Киев: Наукова думка, 1990. – Вып. 38. - С. 1 - 7.
21. Парашук В.В., Русаков К.И. О механизме генерации неравновесных носителей при стримерном разряде в полупроводниках // Вестник БГТУ. Физ., мат., хим. - 2003, №5. – С. 5 - 7.

УДК 535.337

Тарасюк Н.П., Гладышук А.А.

ФАКТОР ОПТИЧЕСКОГО ОГРАНИЧЕНИЯ И ПОРОГОВЫЕ УСЛОВИЯ ГЕНЕРАЦИИ ОПТИЧЕСКИ НАКАЧИВАЕМЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ЛАЗЕРОВ НА КВАНТОВОРАЗМЕРНЫХ СТРУКТУРАХ INGAN/GAN, ВЫРАЩЕННЫХ НА САФИРОВЫХ ПОДЛОЖКАХ

ВВЕДЕНИЕ

Гетероструктуры InGaN/GaN являются перспективными для создания лазерных устройств, работающих в ультрафиолетовой — сине-зеленой области спектра. Благодаря короткой длине волны синие лазеры обеспечивают более высокую плотность записи данных. Одно из возможных применений лазеров в зеленой области спектра – информационные линии короткой протяженности на пластиковых световодах.

В данной работе приводится анализ расчетов максимального фактора оптического ограничения и пороговых условий генерации оптически накачиваемых лазеров на основе квантоворазмерных гетероструктур InGaN/GaN, выращенных на сапфировых подложках, излучающих в синей и зеленой областях в зависимости от толщины слоев GaN вокруг ям и слоя AlGaN, расположенного под ямами. А также от концентрации Al в слое AlGaN.

Вид гетероструктуры приведен на рис. 1.

РАСЧЕТ ФАКТОРА ОПТИЧЕСКОГО ОГРАНИЧЕНИЯ И ПОРОГОВЫХ УСЛОВИЙ ГЕНЕРАЦИИ

Вычисления фактора оптического ограничения проведены в приближении плоских волн для случая ТЕ-мод [1,2,5]. В данном случае электрическое поле имеет вид:

$$\mathbf{E}_{y,j}(x, z, t) = \mathbf{E}_{y,j}(x) \exp[i(\omega t - \beta z)] \quad (1)$$

для j -го слоя структуры. Амплитуда напряженности электрического вектора $\mathbf{E}_{y,j}(x)$ ТЕ - волны удовлетворяет волновому уравнению

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}_{y,j}(x)}{\partial x^2} - (\beta^2 - k_0^2 \tilde{n}_j^2) \mathbf{E}_{y,j}(x) = 0, \quad (2)$$

где $\beta = \beta_{re} + i\beta_{im}$ – проекция волнового вектора $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$ на плоскость гетероструктуры, $\tilde{n}_j = n + ik$ – комплексный показатель преломления j -го слоя. Усиление происходит при $k > 0$ и поглощение – при $k < 0$. Решение уравнения (2) имеет вид

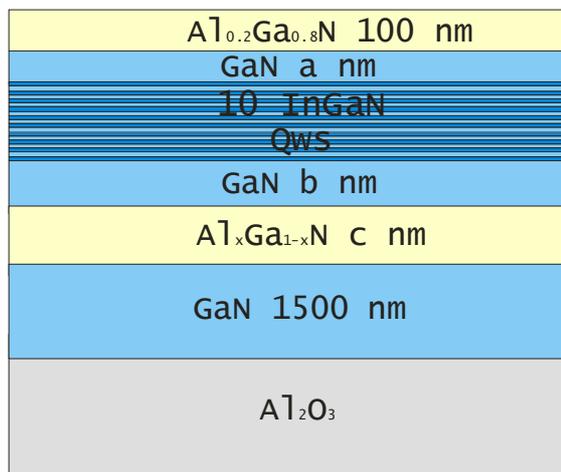


Рис. 1. Квантоворазмерная гетероструктура InGaN/GaN из 10 квантовых ям, выращенная на сапфировой подложке.

$$\mathbf{E}_{y,j}(x) = A_j \exp[\gamma_j(x - L_j)] + B_j \exp[-\gamma_j(x - L_j)], \quad (3)$$

где $\gamma_j = \sqrt{\beta^2 - k_0^2 \tilde{n}_j^2}$, L_j – позиция границы между j и $j+1$ слоями, A_j и B_j – комплексные коэффициенты, определяемые из граничных условий.

Для нахождения β использовался алгоритм скоростного спуска.

Далее определялся фактор оптического ограничения [2]:

$$\Gamma = \frac{\sum_{i=1}^N \int_{x_{ai}}^{x_{bi}} E_y^2(x) dx}{\int_{-\infty}^{+\infty} E_y^2(x) dx}, \quad (4)$$

где $[x_{ai} \ x_{bi}]$ координаты i -го квантоворазмерного слоя InGaN.

Тарасюк Николай Петрович, ст. преподаватель кафедры физики Брестского государственного технического университета. Гладышук Анатолий Антонович, к.физ.-мат.н., зав. каф. физики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.

Коэффициент отражения зеркал резонатора, применяющийся для анализа пороговых условий генерации, вычислялся по формуле

$$R = \frac{\sum_i I_i \cdot R_i}{\sum_i I_i}, \quad (5)$$

где R_i и I_i соответственно коэффициент отражения на границах $i^{мый}$ гетерослой - воздух и интенсивность электромагнитного излучения локализованного в $i^{том}$ слое. Коэффициенты отражения вычислялись по формулам Френеля.

Пороговые условия генерации анализировались по формуле аналогичной по форме записи приведенной в [3]:

$$\alpha_{InGaN}^{пор} = \frac{\frac{1}{2L} \ln\left(\frac{1}{R_1 R_2}\right) + \Gamma_{GaN} \alpha_{GaN} + \Gamma_{AlGaN} \alpha_{AlGaN} + \Gamma_{Al_2O_3} \alpha_{Al_2O_3} + \Gamma_{Air} \alpha_{Air}}{\Gamma}, \quad (6)$$

где R_1 и R_2 – коэффициенты отражения на зеркалах резонатора, L – длина резонатора, Γ – фактор оптического ограничения, Γ_{GaN} , Γ_{AlGaN} , $\Gamma_{Al_2O_3}$, Γ_{Air} – доля энергии излучения, приходящейся соответственно на слои GaN, AlGaN, Al₂O₃ и воздух, α_{GaN} , α_{AlGaN} , $\alpha_{Al_2O_3}$, α_{Air} – коэффициенты поглощения соответственно в слоях GaN, AlGaN, Al₂O₃ и воздуха. Поскольку потери в слоях GaN не превышают 5-7% от величины потерь на зеркалах резонатора, а в остальных слоях намного меньше и фактор оптического ограничения слабо зависит от поглощения в слоях, то поглощение в слоях не учитывалось, что позволило избежать громоздких вычислений.

Также анализировались пороговые условия генерации при использовании в роли одного из зеркал резонатора брэгговского зеркала.

После анализа ряда публикаций значения коэффициентов преломления нитрида галлия и AlGaN выбирались из работы [4].

РЕЗУЛЬТАТЫ ВЫЧИСЛЕНИЙ

В работе проведены расчеты максимального фактора оптического ограничения и пороговых условий генерации оптически накачиваемых лазеров на основе квантоворазмерных гетероструктур InGaN/GaN, выращенных на сапфировых подложках, излучающих в синей и зеленой областях спектра для нулевой моды.

Таблица 1. Фактор оптического ограничения Γ и пороговые условия генерации с использованием резонаторов на естественных гранях структуры и с применением брэгговского зеркала оптически накачиваемых полупроводниковых лазеров на квантоворазмерных структурах InGaN/GaN, выращенных на сапфировых подложках на длине волны излучения 460 нм.

Толщина GaN, а нм	Концентрация Al, x %	Толщина GaN, б нм	Толщина AlGaN, с нм	Γ	α , см ⁻¹	$\alpha_{брэгг}$, см ⁻¹
50	25	465	440	0,0952	144,09	73,11
	30	470	390	0,0956	143,33	72,72
	35	475	350	0,0958	142,93	72,52
	40	480	325	0,0960	142,30	72,20
75	25	335	405	0,1176	110,86	56,29
	30	340	360	0,1180	110,28	55,99
	35	345	325	0,1182	109,98	55,84
	40	355	295	0,1183	109,86	55,78
100	25	255	380	0,1305	97,05	49,30
	30	265	345	0,1312	96,32	48,93
	35	270	305	0,1312	96,26	48,90
	40	275	280	0,1314	96,01	48,78

Профиль интенсивности нулевой моды в структуре на сапфировой подложке, а также профиль показателя преломления этой структуры изображены на рис. 2.

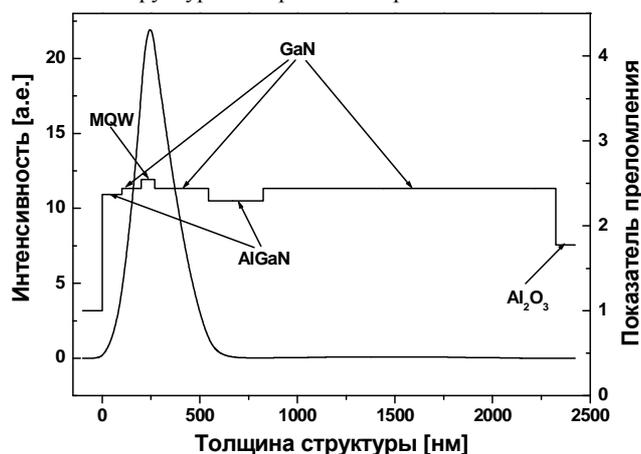


Рис. 2. Профили показателя преломления и интенсивности моды нулевого порядка.

Результаты вычислений приведены в таблицах 1 и 2.

Расчеты проводились в предположении, что из-за большого коэффициента поглощения в слое GaN носители вследствие диффузии будут проникать в область ям при толщине слоя GaN над ямами не более 120 нм. Покровный слой AlGaN является прозрачным при накачке азотным лазером при концентрации алюминия в нем не менее 20%.

Из таблиц видно, что большую роль на фактор оптического ограничения и пороговые условия генерации играет толщина слоя GaN над ямами. При увеличении толщины слоя от 50 нм до 100 нм фактор оптического ограничения возрастает примерно на 3,5 %. При этом пороговый коэффициент усиления в активном слое уменьшается примерно в 1,5 раза.

Также существенную роль играет использование в резонаторе брэгговского зеркала. Это позволяет понизить порог генерации в 2 раза.

Также из таблиц видно, что фактор оптического ограничения и пороговые условия генерации слабо зависят от концентрации алюминия в слое AlGaN, расположенного под ямами. При этом изменяется только общая толщина структуры. При увеличении концентрации Al толщина структуры уменьшается на 80-135 нм. Однако увеличение концентрации в слоях AlGaN ведет к возникновению больших напряжений в

Таблица 2. Фактор оптического ограничения Γ и пороговые условия генерации с использованием резонаторов на естественных гранях структуры и с применением брэгговского зеркала оптически накачиваемых полупроводниковых лазеров на квантоворазмерных структурах InGaN/GaN, выращенных на сапфировых подложках на длине волны излучения 530 нм.

Толщина GaN, а нм	Концентрация Al, x %	Толщина GaN, b нм	Толщина AlGaIn, c нм	Γ	α , см ⁻¹	$\alpha_{\text{брэгг}}$, см ⁻¹
50	25	475	585	0,0886	160,06	81,17
	30	485	525	0,0892	158,62	80,44
	35	490	465	0,0894	158,18	80,22
	40	495	430	0,0898	157,32	79,78
75	25	345	550	0,1085	124,81	63,33
	30	355	485	0,1089	124,07	62,96
	35	365	455	0,1097	122,92	62,38
	40	370	405	0,1097	122,83	62,34
100	25	270	520	0,1205	109,41	55,54
	30	280	465	0,1212	108,53	55,10
	35	285	415	0,1214	108,14	54,90
	40	295	385	0,1219	107,60	54,63

них за счет рассогласования решеток AlGaIn/GaN. Что приводит к резкому увеличению количества дислокаций с увеличением концентрации алюминия и, как следствие, к уменьшению квантового выхода излучательной рекомбинации.

Применение данной геометрии структуры для лазеров, излучающих в синей и зеленой областях спектра, приводит к увеличению толщины структуры на 120-155 нм в случае зеленых лазеров. При этом у синих лазеров фактор оптического ограничения примерно на 1% выше, а пороговый коэффициент усиления на 10-15 см⁻¹ ниже, чем у зеленых.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведены расчеты максимального фактора оптического ограничения и пороговых условий генерации оптически накачиваемых лазеров на основе квантоворазмерных гетероструктур InGaIn/GaN, выращенных на сапфировых подложках, излучающих в синей и зеленой областях в зависимости от толщины слоев GaN вокруг ям и слоя AlGaIn, расположенного под ямами. А также от концентрации Al в слое AlGaIn. Показано, что применение данной геометрии несимметричного волновода приводит к увеличению фактора оптического ограничения до 12% в случае зеленого лазера и 13% в случае

синего. Также показано, что применение в резонаторе брэгговского зеркала позволяет существенно (примерно в 2 раза) снизить порог генерации лазерных структур.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. M. J. Bergmann and H. C. Casey, Jr. Optical-field calculations for lossy multiple-layer Al_xGa_{1-x}N/In_xGa_{1-x}N laser diodes // J. Appl. Phys., 1998, v. 84, №3, p. 1196-1203.
2. М. Адамс. Введение в теорию оптических волноводов/ Москва, 1984.
3. H. C. Casey, Jr. and M. B. Panish. Heterostructure Lasers, Quantum Electronics Principles and Applications /Academic, New York, 1978, part A.
4. U. Ozgur, G. Webb-Wood, H.O.Everitt, F.Yun, H.Morkoc. Systematic measurement of Al_xGa_{1-x}N refractive indices // Appl. Phys. Lett. (2001), 79, №25, p. 4103–4105.
5. Н.П. Тарасюк, А.А. Гладышук, Е.В. Луценко. Фактор оптического ограничения и пороговые условия генерации оптически накачиваемых полупроводниковых лазеров на квантоворазмерных структурах InGaIn/GaN, выращенных на кремниевых подложках// Вестник БГТУ. Физика, математика, химия. – 2002. – №5₍₁₇₎. – С. 8-13.

УДК 531

Кандилян Г.С., Прокопья А.Н., Чопчиц Н.И.

КЛАССИЧЕСКАЯ РЕДУКЦИЯ СТРУННОЙ ТОМОГРАФИИ ДЛЯ СФЕРИЧЕСКИ-СИММЕТРИЧНОГО ГРАВИТАЦИОННОГО ПОЛЯ В НЕРЕЛЯТИВИСТСКОМ ПРЕДЕЛЕ

Хорошо известно, что теория струн оказывается весьма эффективной в квантовой теории поля [1]. Основой для построения струнных моделей обычных полевых теорий является изучение распространения пробной струны на фоне полей данной теории, рассматриваемых как внешние или фоновые по отношению к струне. Такой метод изучения полей называется струнной томографией или преобразованием Радона [2]. Струнная томография оказывается значительно более универсальным методом изучения полей по сравнению с томографией, основанной на изучении движения пробных частиц, особенно в случае нелинейности полевых уравнений [3]. Пред-

ставляет интерес вариант классической (неквантовой) редукции струнной томографии для гравитационного поля, ибо важнейшим отличием гравитационного поля от всех остальных полей является, в соответствии с принципом эквивалентности, универсальность отношения заряда к массе для всех пробных частиц. Именно это и приводит, даже в неквантовом пределе, к описанию гравитационного поля на языке геометрии и порождает хорошо известные и до сих пор нерешенные проблемы в общей теории относительности и конкурирующих теориях. Как первый шаг в этом направлении, рассмотрим нерелятивистский предел неквантовой струнной томо-

*Кандилян Генрик Сергеевич, доцент кафедры физики Брестского государственного технического университета.
Чопчиц Николай Игнатьевич, доцент кафедры физики Брестского государственного технического университета.
Беларусь, БГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.*