

Паращук В.В., Русаков К.И.

О ДИНАМИКЕ СТРИМЕРНОГО РАЗРЯДА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

В работах [1] выдвинута и качественно обоснована идея о самоорганизации стримеров, получившая дальнейшее развитие в исследованиях процессов взаимодействия электромагнитных волн [2-7] и самовоздействия излучения в сильных электрических полях [7-11]. В связи со сложностью рассматриваемых явлений приобретает актуальность их численного моделирования [12-16]. Согласно [1] процесс самоорганизации в существенно нелинейной стримерной среде предполагает многообразие явлений взаимодействия между неравновесными носителями заряда, фотонами, фононами, электрическим полем и т. д., в том числе образование в такой сложной системе пространственно неоднородных диссипативных структур (ДС) и установление автоколебаний (АК) как важнейшего режима поведения нелинейной системы. Возможность АК в условиях, близких к условиям стримерных разрядов, исследовалась ранее без учета излучательных процессов или только для случая спонтанной рекомбинации без детального анализа вероятных режимов. Пространственно-временная картина развития стримера и роль стимулированной рекомбинации при этом изучены предварительно [17].

В основу исследуемой модели положено взаимодействие в кристалле электронов, фотонов и сильного электрического поля, образующих трехкомпонентную систему, поведение которой в рамках пространственно-временной динамики может быть описано уравнениями [17]:

$$\partial n / \partial t = W + 1/e \operatorname{div} \mathbf{j}_e - \partial n / \tau - \eta (n - n_{\text{inv}}) n_f, \quad (1)$$

$$\partial n_f / \partial t = - n_f / \tau_f + \eta (n - n_{\text{inv}}) n_f, \quad (2)$$

$$\partial / \partial t \operatorname{div} \mathbf{E} = \partial / \partial t \operatorname{div} \mathbf{E}' - 1/\tau_m \operatorname{div} \mathbf{E}. \quad (3)$$

Здесь (1) - кинетическое уравнение для концентрации нерав-

новесных носителей заряда n , (2) - уравнение для плотности фотонов n_f , (3) - уравнение для напряженности электрического поля в кристалле \mathbf{E} (\mathbf{E}' - внешнее поле); W - скорость генерации носителей вследствие ударной ионизации, \mathbf{j}_e - плотность тока, τ и τ_f - времена жизни электронов проводимости и фотонов соответственно, η - удельный коэффициент усиления, n_{inv} - концентрация на пороге инверсии, $\tau_m = \tau_m(n)$ - максвелловское время релаксации. Система (1)-(3) анализировалась численно в приближении линейной аппроксимации внешнего поля в одномерном случае и в пребрежении диффузией носителей с начальными и граничными условиями $t=0, n = n_0, n_f = n_{f0}, E = E_0, X = 0, \partial E / \partial t = 0, A_0 = \partial E' / \partial t = 0$. Использовались безразмерные величины $n/n_1, n_f/n_1, n_{\text{inv}}/n_1, E/E_1, t/t_1, T/\tau_0, \tau/\tau_0, \tau_f/\tau_0, X/X_1, A_0/A$, начальные данные $n_0 = 0 \div 10^2, n_{f0} = 10^{-18} \div 10^2, E_0 = 10^{-6} \div 10^2$; нормировочные параметры $n_1 = 10^{18} \text{ см}^{-3}, E_1 = 10^6 \text{ В/см}, t_1 = 10^{-13} \text{ с}, \tau_0 = 10^{-12} \text{ с}, X_1 = 10^{-4} \text{ см}, A = 10^{18} \text{ В/(см}\cdot\text{с)}$ и типичные значения физических величин для широкозонных полупроводников.

Вначале целесообразно исследовать условия возникновения автоколебательных режимов в простейшем случае - для электронов и поля с учетом спонтанной рекомбинации в области возбуждения. Решения системы (1), (3), соответствующей сформулированной задаче, получены в виде зависимости

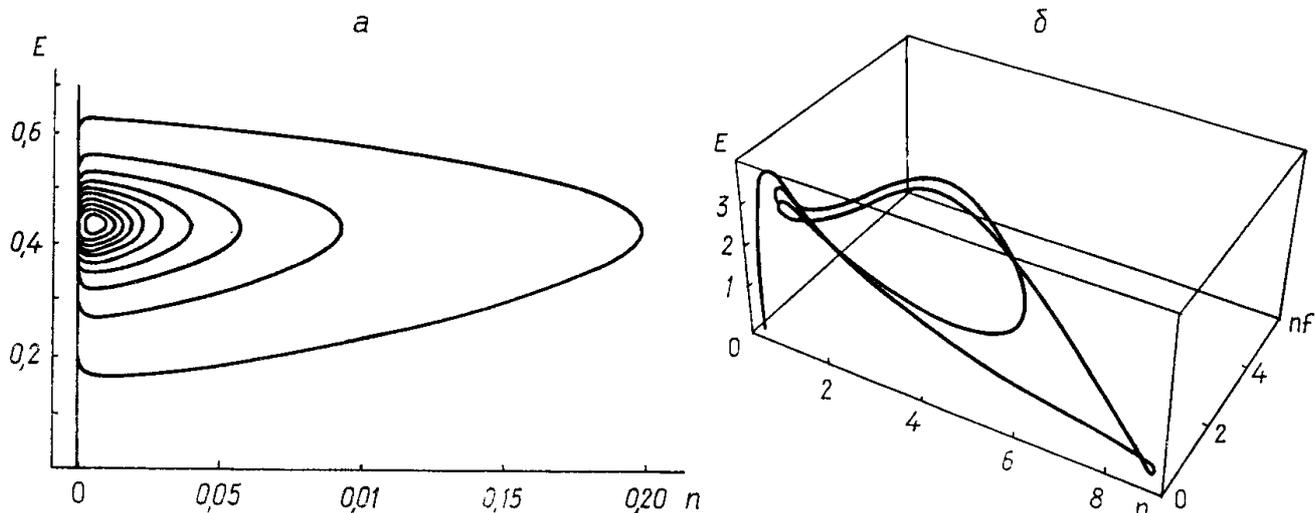


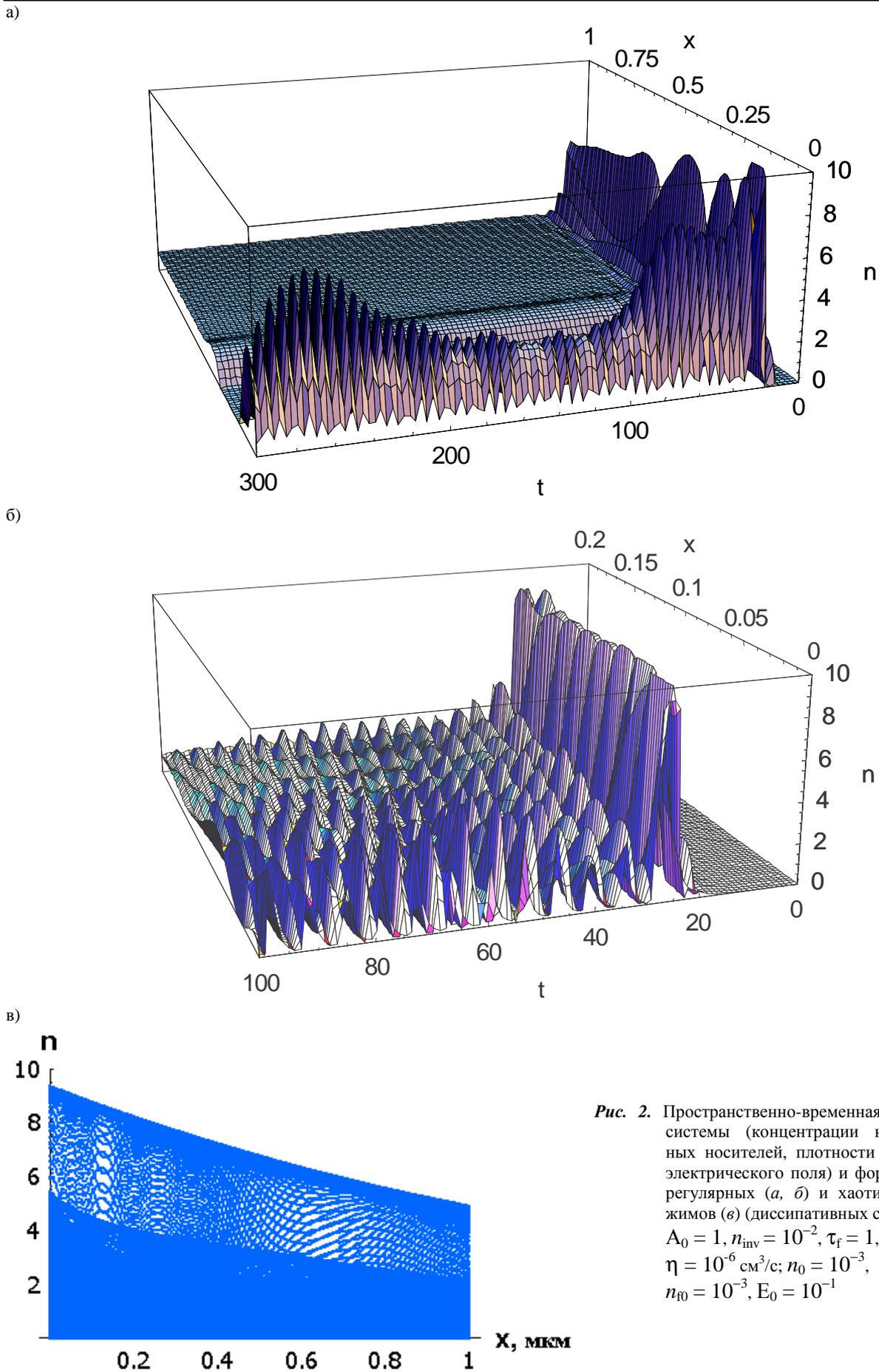
Рис. 1. Автоколебания электрон-фотонной системы в условиях спонтанной (а) и стимулированной (б) рекомбинации.

$A_0 = 10^{-3}$ (а), 1 (б); $\tau = 10$ (а), $n_{\text{inv}} = 10^{-2}$; $t \rightarrow 3 \cdot 10^4$ (а), $2 \cdot 10^3$ (б); $\tau_f = 1$ (б); $\eta = 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}$; $n_0 = 10^{-10}$ (а), 10^{-3} (б); $n_{f0} = 10^{-3}$ (б); $E_0 = 10^{-6}$ (а), 10^{-1} (б)

Паращук Валентин Владимирович, к.ф.-м.н., ведущий научный сотрудник Института физики им. Б.И. Степанова НАН Беларуси.

Беларусь, 220072, г. Минск, пр. Ф. Скорины, 70.

Русаков Константин Иванович, к.ф.-м.н., доцент кафедры физики Брестского государственного технического университета. Беларусь, БГТУ, 224017, г. Брест, ул. Московская, 267.



$E(n)$ в широком временном диапазоне - до нескольких наносекунд (рис. 1а). Изучено влияние на решения времени жизни неравновесных носителей и скорости роста внешнего поля (A_0). С увеличением скорости A_0 или времени жизни в определенных диапазонах возможен переход от периодического режима (или слабозатухающих) колебаний поля и концентрации носителей к режиму затухающих колебаний, сопровождающийся вначале ростом стационарного значения концентрации, а затем ее резким падением. Такое поведение системы объясняется ее установлением автоколебаний единой синхронной частоты и согласуется с известными представлениями.

Анализ решений полной системы уравнений (1)–(3) (случай стимулированной рекомбинации) в зависимости от параметров задачи A_0 , n_{inv} , η , τ_f и др. представлен на рис. 2 в виде $E(n, n_f)$ (рис.1б) и $E(t, x)$, $n(t, x)$, $n_f(t, x)$. Установлено, что при $n_{inv} \cong 0,01$, $\eta \cong 10^{-6}$ см³/с, $A_0 = 1 \div 10$, $\tau_f \cong 1$ в указанной системе возникают устойчивые периодические колебания (режим регулярных пульсаций) электрического поля, концентрации неравновесных носителей и плотности фотонов. При этом концентрация носителей и плотность фотонов достигают максимальных значений $n = 5 \div 30$, $n_f = 3 \div 10$, а чувствительность системы к значению удельного коэффициента усиления η коррелирует с одним из основных условий возбуждения стримера – необходимости определенной квантовой эффективности среды [1, 17].

Варьирование начальных условий в широких пределах не влияет на параметры установившихся автоколебаний. Наличие в этом случае пространственной неоднородности решений (рис. 2) указывает на образование диссипативных структур в форме бегущего импульса или фронта. При этом зависимость решений от скорости нарастания внешнего поля носит немонотонный характер, и имеют место осцилляции скорости движения ДС, достигающей значения $5 \cdot 10^9$ см/с. Характерный размер области неоднородности близок к параметрам канала стримера.

Установление в нелинейной системе режима периодических колебаний соответствует оптимальным условиям возбуждения стримерных разрядов [17] и может рассматриваться как один из источников интенсивных СВЧ волн, участвующих в их развитии. Автоколебательный режим или режим регулярных пульсаций обуславливает малую длительность генерируемых СВЧ-импульсов тока ($\sim 10^{-11}$ с) и тем самым уменьшает (исключает) роль разогрева решетки кристалла в формировании стримера. Данный режим объясняет также прерывистую структуру разрядного канала. В случае вынужденной рекомбинации (генерации света) усиливается взаимодействие структур. Их развитие, характеризующееся переходом от хаоса к АК и ДС (рис.2), напоминает процесс формирования стримеров, которым при определенных условиях присущи свойства как диссипативных, так и консервативных структур (солитонов) [1, 2].

Следует отметить, что хотя стримерные разряды (треки) не вызывают каких-либо заметных разрушений кристаллической решетки активной среды вплоть до экспозиций кратностью $\sim 10^5 - 10^6$ раз, полностью избежать разрушений, в особенности в области иглового электрода, не удается в силу ряда (технических) причин. Для эффективного снижения указанных разрушений и существенного повышения ресурса стримерного лазера, включая его предельные режимы, предлагаются два метода, один из которых основан на использовании защитного слоя из однотипного полупроводника с кристаллографической ориентацией, соответствующей минимальным изменениям направлений распространения стримеров (минимальным энергетическим потерям) на границе перехода защитный слой - излучатель, а второй – на базе излучателя с микрорельефом в виде фигур травления с заданными характеристиками на граничной поверхности [18,19]. При этом благодаря высокому защитным и отражательным свойствам элементов, фильтрующих неаксиальные моды генера-

ции, возрастает соответственно ресурс лазера и интенсивность стримерного свечения, т.е. эффективность излучателя в целом, аналогично лазерам с оптическим возбуждением [20]. В плане повышения ресурса лазера также изучено влияние интенсивных стримерного излучения и электрического поля разряда на свойства активной среды [19]. Обнаружены обратимая перестройка ее спектральных (люминесцентных) характеристик и необратимые деградационные процессы химического и иного типа, выяснены условия минимизации данного явления.

Таким образом, в системе, моделирующей поведение стримера в полупроводнике, формируется широкий спектр динамических режимов – от хаоса до различных АК режимов и пространственно-неоднородных ДС, являющихся, как известно, элементами самоорганизации. Сравнение эффективности вероятных механизмов генерации неравновесных носителей указывает, в отличие от существующих оценок, на преобладающий вклад в этих условиях излучательного процесса [21].

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Грибковский В.П. Стримеры в полупроводниках – кооперативные самоорганизованные процессы // Докл. АН БССР.- 1985. - Т. 29, № 10. - С. 896-898.
2. Грибковский В.П., Прокопеня А.Н., Русаков К.И., Паращук В.В. Взаимодействие электрического поля со светом и направленность стримерных разрядов // ЖПС. - 1994. - Т. 60, № 3-4. - С. 362 - 368.
3. Грибковский В.П., Паращук В.В., Русаков К.И. О кристаллографической ориентации стримерных разрядов // ЖТФ. - 1994. - Т. 64, № 11. - С. 169 - 171.
4. Грибковский В.П., Паращук В.В., Прокопеня А.Н., Русаков К.И. Стримерный лазер с селективным возбуждением // Изв. РАН. Сер. Физ. - 1995. - Т. 59, № 6. - С. 30 - 33.
5. Паращук В.В., Грибковский В.П., Русаков К.И., Прокопеня А.Н. Излучательные процессы при разряде в полупроводниках // Докл. АН Беларуси. - 1997.- Т. 41, № 3. - С. 43 - 47.
6. Русаков К.И., Паращук В.В. Излучательные процессы при неполном электрическом пробое в диэлектриках и электрооптических кристаллах // Вестник БГТУ. Физ., мат., хим. - 2002, №5. - С. 20 - 23.
7. Паращук В.В., Грибковский В.П., Русаков К.И., Прокопеня А.Н. Взаимодействие СВЧ волн со светом и нелинейные оптические процессы в полупроводниках в сильном электрическом поле. – Минск, 1997. – 26 с. (Препринт / Акад. наук Беларуси. Ин-т физики; № 709).
8. Паращук В.В., Грибковский В.П. Об автоканализировании света при стримерном разряде в полупроводниках // Докл. АН Беларуси. – 1997. - Т. 41, №1. - С. 44-49.
9. Паращук В.В., Грибковский В.П., Русаков К.И. Самоканализирование света при стримерном разряде в полупроводниках // Lietuvos fizikos žurnalas. - 1997.- Vol. 37, № 4. - P. 343 - 347.
10. Паращук В.В. Нелинейнооптические и акустоэлектронные процессы в кристаллах сульфида кадмия. – Минск, 2001. – 27 с. (Препринт / НАН Беларуси. Ин-т физики; № 735).
11. Паращук В.В., Русаков К.И. Автоканализирование света в полупроводниках с кубической и пятого порядка нелинейностями // Вестник БГТУ. Физ., мат., хим. – 2001. - №5. - С. 14 - 21.
12. Ионизационное самоканализирование сверхсильных электромагнитных волн в плазме / Я.Л. Богомолов, С.Ф. Лирин, В.Е. Семенов, А.М. Сергеев // Письма в ЖЭТФ. - 1987. - Т. 45, № 11. - С. 532 - 535.
13. Stochastic modelling of electrical treeing: fractal and statistical characteristics / A.L. Barclay, P.J. Sweeney, L.A. Dissado, G.C. Stevens // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1990. - Vol. 23, № 12. - P. 1536 - 1545.
14. Dissado L.A. Theoretical basis for the statistics of dielectric breakdown // J. Phys. D: Appl. Phys. - 1990. - Vol. 23, № 12. - P. 1582 - 1591.

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:

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

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

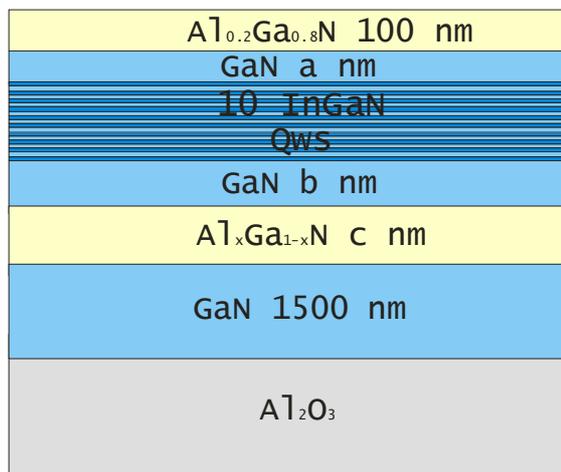


Рис. 1. Квантоворазмерная гетероструктура InGaN/GaN из 10 квантовых ям, выращенная на сапфировой подложке.

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

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.