Письма в ЖЭТФ, том 97, вып. 5, с. 283 – 286

Роль оже-рекомбинации в определении пороговой плотности тока лазера зеленого диапазона длин волн

А. А. Дубинов[1)]

Институт физики микроструктур РАН, 603950 Н.Новгород, Россия

Поступила в редакцию 24 января 2013 г.

Теоретически исследована возможность создания лазера зеленого диапазона длин волн. Вычислены коэффициент усиления и пороговая плотность тока в лазере на основе двойной гетероструктуры $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P/(Al_{0.6}Ga_{0.4})_{0.49}In_{0.51}P$. Показано, что при достаточно сильном легировании активной области донорной примесью минимальная пороговая плотность тока достигается в случае превалирования коэффициента eeh-процесса оже-рекомбинации над коэффициентом ehh-процесса.

DOI: 10.7868/S0370274X13050019

В настоящее время большое количество исследований направлено на преодоление разрыва в зеленом диапазоне длин волн полупроводниковых лазеров на основе A3B5. На основе структур InGaN/GaN удалось достичь длины волны лазерной генерации 520–530 нм [1]. Продвижение в более длинноволновый диапазон в структурах на основе InGaN/GaN затруднено из-за большой разницы постоянных решеток GaN и InGaN с большим содержанием индия, необходимым для этого диапазона длин волн [2]. С другой стороны зеленого диапазона генерации удалось достичь только на длинах волн не короче 590–580 нм в структурах на основе AlGaInP/GaAs и GaInP/GaAs [3, 4]. Это связано с тем, что полупроводники AlGaInP и GaInP становятся непрямозонными при больших долях Al и Ga соответственно. В этом диапазоне имеются источники когерентного излучения на основе удвоения частоты инфракрасных лазеров на нелинейном кристалле [5] и лазеры на основе A2B6 [6]. Однако источники на нелинейном эффекте обладают малой эффективностью, а диодные лазеры на основе A2B6 быстро деградируют.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию возможности создания лазера в зеленом диапазоне длин волн на основе гетероструктуры AlGaInP/GaAs с большим содержанием Al и роли оже-рекомбинации в зависимости порогового тока от степени легирования AlGaInP.

Хотя твердый раствор $(Al_xGa_{1-x})_{0.49}In_{0.51}P$ с $x < 0.55$ [7] – прямозонный в пространстве импульсов полупроводник, разница между энергиями X-долины (ближайшей по энергии к Г-долине) и Г-долины для $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ составляет только 29 мэВ [7], а прямой оптический переход соответствует длине волны 560 нм при комнатной температуре. Из-за того что плотность состояний в X-долине существенно превосходит плотность состояний в Г-долине, а энергетический разрыв между ними сравним с комнатной температурой, большая часть электронов будет находиться в X-долине. Это препятствует созданию инверсии населенности, достаточной для лазерной генерации. Для достижения достаточной инверсии населенности необходимо инжектировать в активный слой большое количество электронов и дырок, что приводит к большим пороговым плотностям тока из-за оже-рекомбинации. Отметим, что даже непрямозонные полупроводники можно использовать в качестве активной среды лазера, если разница в энергиях прямой и непрямой долин невелика. Недавно был продемонстрирован диодный лазер на основе непрямозонного сильнолегированного донорной примесью германия, выращенного на кремниевой подложке. Однако из-за значительной оже-рекомбинации пороговая плотность тока при комнатной температуре в этом случае превышала 280 кА/см^2 [8].

Рассмотрим лазер на двойной гетероструктуре, согласованной по постоянной решетки с GaAs, в которой активный слой $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ толщиной d помещен между ограничительными слоями $(Al_{0.6}Ga_{0.4})_{0.49}In_{0.51}P$, толщины которых значительно превышают d. Зонная диаграмма данной гетероструктуры (при использовании параметров из [7, 9]) приведена на рис. 1. Оценку для пороговой плотности тока в нашем случае можно получить из следующего выражения (носители в зонах мы считаем

1) e-mail: sanya@ipm.sci-nnov.ru

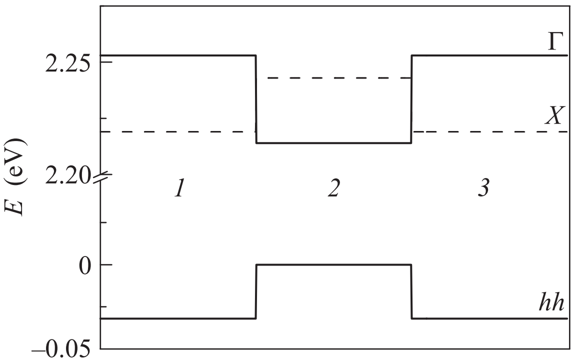

Рис. 1. Зонная диаграмма лазерной гетероструктуры. Слои *1* и *3* – $(Al_{0.6}Ga_{0.4})_{0.49}In_{0.51}P$, слой *2* – $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$

вырожденными в условиях инверсии населенности, поэтому пренебрегаем рекомбинацией Шокли–Рида–Холла):

$$j = qd(R_A + B_X n_X p + B_\Gamma n_\Gamma p), \qquad (1)$$

где q – заряд электрона, R_A – скорость оже-рекомбинации, B_X и B_Γ, n_X и n_Γ – коэффициенты излучательной рекомбинации и концентрации электронов в X- и Γ-долинах, соответственно, p – концентрация дырок.

Скорость оже-рекомбинации в объемных полупроводниках обычно записывают как [10] $R_A = C_n n^2 p + C_p p^2 n$, где $n = n_X + n_\Gamma$, а C_n и C_p – коэффициенты оже-рекомбинации, соответствующие процессу с двумя электронами и одной дыркой (*eeh*-процесс) и процессу с двумя дырками и одним электроном (*ehh*-процесс). Коэффициенты C_n и C_p для широкозонных A3B5 материалов недостаточно изучены [11], и их значения для $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ нам не известны. В основном можно найти только суммарное значение этих коэффициентов для широкозонных A3B5 материалов: $C = C_n + C_p$. Поэтому в данной работе использовалась аппроксимация коэффициента C для $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ из работы [10]: 10^{-30} см^6/с. Неизвестны также и коэффициенты излучательной рекомбинации для $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$. Для расчетов использовались значения $B_\Gamma = 10^{-10}$ см^3/с для $Ga_{0.49}In_{0.51}P$ [12] и $B_X = 10^{-13}$ см^3/с для GaP [13].

Для нахождения пороговых значений концентраций электронов и дырок можно использовать выражение для порога генерации лазера [14]:

$$gG = \alpha_{\rm in} + \alpha_{\rm out} - (1/2L)\ln(R_1 R_2), \qquad (2)$$

где g – коэффициент усиления активной среды, G – фактор оптического ограничения [14], $\alpha_{\rm in}$ и $\alpha_{\rm out}$ – коэффициенты поглощения в активной среде и в ограничивающих слоях соответственно, L – длина лазера, R_1 и R_2 – коэффициенты отражения двух зеркал.

Вычислим коэффициент усиления при прямом междузонном переходе в объемном слое легированного донорной примесью твердого раствора $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$. Будем считать, что при накачке успевает установиться равновесное энергетическое распределение электронов в зоне проводимости и дырок в валентной зоне, но равновесия между этими зонами нет. В этом случае можно ввести квазиуровни Ферми для электронов (F_n) и дырок (F_p). Используя приближение параболических зон и пренебрегая переходами между электронами Γ-долины и легкими дырками (плотность состояний в зоне легких дырок намного меньше плотности состояний в зоне тяжелых дырок из-за значительной разницы в их массах), можно записать коэффициент усиления в следующем виде [14, 15]:

$$g = \frac{(2m_R)^{3/2}q^2}{c\omega\hbar^3 m_0 \varepsilon^{1/2}}\left(\frac{m_0}{m_\Gamma} - 1\right)\frac{E_g(E_g+\Delta)}{3E_g + 2\Delta} \times \\ \times (\hbar\omega - E_g)^{1/2}(f_n - f_p), \qquad (3)$$

где $f_n = \left\{1 + \exp\left[\frac{(\hbar\omega - E_g)m_R/m_\Gamma - F_n + E_g}{k_{\rm B}T}\right]\right\}^{-1}$ и $f_p = \left\{1 + \exp\left[\frac{(\hbar\omega - E_g)m_R/m_\Gamma + F_p}{k_{\rm B}T}\right]\right\}^{-1}$ – функции распределения электронов в Γ-долине и тяжелых дырок, T – температура полупроводника, m_0 – масса свободного электрона, ω – частота усиливаемого излучения, c – скорость света в вакууме, $\hbar$ и $k_{\rm B}$ – постоянные Планка и Больцмана, ε – диэлектрическая проницаемость полупроводника, m_Γ и m_p – массы плотности состояний электронов в Γ-долине и тяжелых дырок, $m_R = m_\Gamma m_p/(m_\Gamma + m_p)$, E_g – ширина прямой запрещенной зоны полупроводника, отсчитываемая от потолка валентной зоны, Δ – энергия спин-орбитального расщепления. Квазиуровни Ферми для электронов и дырок в зависимости от концентрации инжектируемых носителей можно найти из следующих выражений:

$$N + n = \frac{2}{\hbar^3}\left(\frac{m_\Gamma k_{\rm B}T}{2\pi}\right)^{3/2}\Phi_{1/2}\left(\frac{F_n - E_g}{k_{\rm B}T}\right) + \\ + \frac{2}{\hbar^3}\left(\frac{m_X k_{\rm B}T}{2\pi}\right)^{3/2}\Phi_{1/2}\left(\frac{F_n - E_g^X}{k_{\rm B}T}\right), \qquad (4)$$

$$p = \frac{2}{\hbar^3}\left(\frac{m_p k_{\rm B}T}{2\pi}\right)^{3/2}\Phi_{1/2}\left(\frac{-F_p}{k_{\rm B}T}\right), \qquad (5)$$

где N – концентрация полностью ионизованной при комнатной температуре донорной примеси, m_X –

масса плотности состояний электронов в X-долине, E_g^X – энергетический разрыв между потолком валентной зоны и дном X-долины в зоне проводимости, $\Phi_{1/2}$ – интеграл Ферми–Дирака [15].

На рис. 2 приведена зависимость коэффициента усиления в $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ от длины вол-

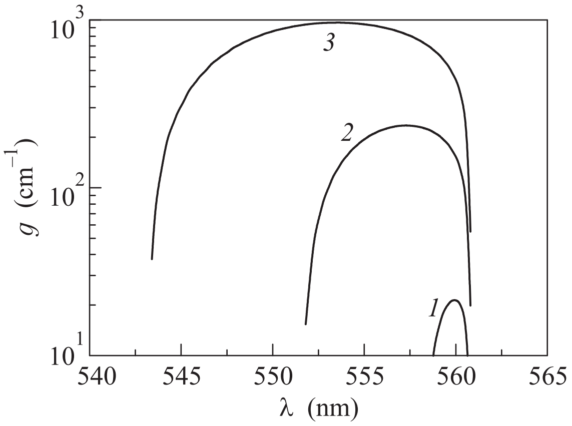

Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления g от длины волны излучения в $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ при $N = 8.5 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$, $T = 300$ К для трех значений $n = p$: $2 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ (кривая *1*), $5 \cdot 10^{18}$ см$^{-3}$ (*2*), $1.4 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$ (*3*)

ны излучения для трех значений концентрации инжектируемых носителей при концентрации доноров $N = 8.5 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$ при $T = 300$ К. Для расчетов использовались параметры твердого раствора $(Al_xGa_{1-x})_{0.49}In_{0.51}P$, приведенные в работах [7, 9, 16]. Из рисунка видно, что с ростом концентрации инжектируемых носителей максимум коэффициента усиления растет и сдвигается в более коротковолновую область. При концентрациях инжектируемых электронов и дырок $1.4 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$ коэффициент усиления достигает 1000 см$^{-1}$ на длине волны 553 нм. В расчете не была учтена ренормализация зон из-за большой концентрации носителей в них. Как показано в работе [4], ренормализация зон в растворе $(Al_xGa_{1-x})_{0.49}In_{0.51}P$ приводит к уменьшению ширин прямой и непрямой запрещенных зон на величину порядка 50 мэВ. Следовательно, возможно лишь небольшое смещение максимума коэффициента усиления в район длин волн около 560–565 нм.

Поглощение в рассматриваемом лазере в основном связано с поглощением излучения на свободных носителях. Коэффициент поглощения в активной среде можно вычислить по формуле Друде [17]:

$$\alpha_{\rm in} = 2(\omega/c) \sum_{k=n,p} {\rm Im}\,[(\varepsilon + 4\pi\sigma_k i/\omega)^{1/2}], \qquad (6)$$

где $\sigma_k = kq\mu_k/(1 - i\omega\mu_k m_k/q)$, $m_n \approx m_X$ для $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$, μ_n и μ_p – подвижности электронов и дырок соответственно. Оценка поглощения на свободных носителях в столь сильнолегированном полупроводнике $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ n-типа показывает, что в диапазоне длин волн около 555 нм оно несущественно из-за квадратичной зависимости поглощения от длины волны излучения. Его величина составляет около 10 см$^{-1}$. Измерений подвижности в сильнолегированном донорами $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ в литературе нами не обнаружено. Поэтому величина подвижности аппроксимировалась из данных по слаболегированным растворам $(Al_xGa_{1-x})_{0.49}In_{0.51}P$ [7] и сильнолегированным донорами [18] и акцепторами [19] $Ga_{0.49}In_{0.51}P$.

Используя выражения (2)–(6), можно по формуле (1) найти величину пороговой плотности тока в рассматриваемом лазере в зависимости от концентрации донорной примеси N и от не найденного экспериментально отношения $\beta = C_p/C_n$ при фиксированном C (см. рис. 3). (Например, для GaAs значение $\beta \sim 5$

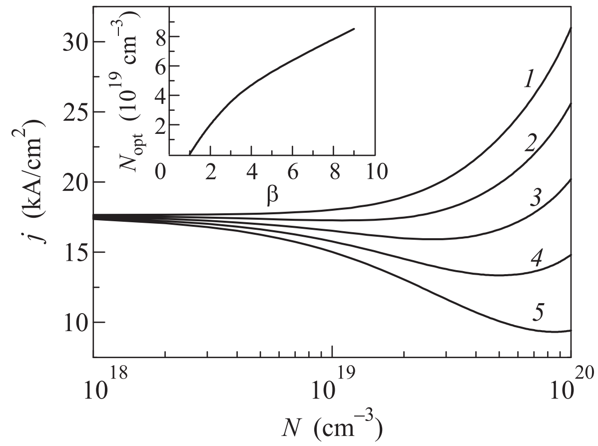

Рис. 3. Зависимость пороговой плотности тока j от концентрации донорной примеси в слое $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ для рассматриваемого в статье лазера для пяти значений β: 1 (кривая *1*), 1.5 (*2*), 2.33 (*3*), 4 (*4*), 9 (*5*). На вставке приведена зависимость оптимальной концентрации донорной примеси $N_{\rm opt}$ в слое $(Al_{0.5}Ga_{0.5})_{0.49}In_{0.51}P$ от значения β

[20], а для Ge $\beta \sim 0.25$ [21].) В расчетах использовались следующие параметры лазера: длина волны излучения 560 нм, $d = 200$ нм, $G = 0.5$ (вычислено по формуле из работы [14]), $L = 1$ мм, $R_1 = 0.95$ (практически полностью отражающее зеркало), $R_2 = 0.34$ (зеркало образовано за счет разницы показателей преломления полупроводника и воздуха), $T = 300$ К, $\alpha_{\rm out} \sim 10$ см$^{-1}$ [22], концентрации инжектированных электронов и дырок считались равными.

Из рис. 3 видно, что при небольших концентрациях донорной примеси N значение пороговой плотности тока j практически не зависит от β и составляет 17.5 кА/см^2. Отметим, что величина пороговой плотности тока для рассматриваемого лазера сопоставима с величиной пороговой плотности тока лазеров на основе InGaN/GaN, излучающих в диапазоне длин волн 520–530 нм [6]. Однако при больших концентрациях N величина j существенно зависит от β. Зависимость j от N имеет минимум при $N = N_{\mathrm{opt}}$, величина и положение которого зависят от β. При больших β пороговая плотность тока при оптимальном легировании может снижаться почти в 2 раза по сравнению с пороговой плотностью тока слаболегированной структуры. При уменьшении β до 1 (см. вставку к рис. 3) N_{opt} уменьшается до 0, а минимальная j стремится к значению j для слаболегированной структуры.

В заключение можно сделать вывод о том, что в рассматриваемом лазере минимальная пороговая плотность тока при $\beta > 1$ достигается при достаточно сильном легировании активной области (и достаточно больших потерях на свободных носителях), в отличие от лазеров, в которых активная область состоит из прямозонного полупроводника с большой разницей энергий между дном прямой и дном непрямой долины в зоне проводимости. В таких лазерах стараются снизить до минимально возможного уровня легирование активной области для уменьшения потерь на свободных носителях, а следовательно, и для снижения пороговой плотности тока [23]. Причина столь сильного различия определяется двумя факторами: разницей энергий между дном прямой и дном непрямой долины в зоне проводимости и разницей между коэффициентами *eeh*- и *ehh*-процессов оже-рекомбинации.

Автор выражает благодарность В.Я. Алешкину за многочисленные полезные обсуждения, способствовавшие написанию этой работы. Работа выполнена при финансовой поддержке фонда "Династия" и грантов президента РФ для поддержки молодых российских ученых (МК-678.2012.2) и ведущих научных школ (НШ-4756.2012.2).

1. Y. Enya, Y. Yoshizumi, T. Kyono et al., Appl. Phys. Express **2**, 082101 (2009).
2. H. K. Cho, J. Y. Lee, N. Sharma et al., Appl. Phys. Lett. **79**, 2594 (2001).
3. T. Tanaka, K. Uchida, Y. Ishitani, andS. Minagawa, Appl. Phys. Lett. **66**, 783 (1995).
4. U. Dörr, W. Schwarz, A. Wörner et al., J. Appl. Phys. **83**, 2241 (1998).
5. J. Lee, S. Lee, T. Kim, andY. Park, Appl. Phys. Lett. **89**, 241107 (2006).
6. J. Kasai, R. Akimoto, H. Kuwatsuka et al., Appl. Phys. Express **3**, 091201 (2010).
7. O. Madelung, *Semiconductors: Data Handbook*, N.Y., Springer-Verlag, 2003, p. 570.
8. R. E. Camacho-Aguilera, Y. Cai, N. Patel et al., Opt. Exp. **20**, 11316 (2012).
9. M. O. Watanabe and Y. Ohba, Appl. Phys. Lett. **50**, 906 (1987).
10. K. A. Bulashevich and S. Yu. Karpov, Phys. Stat. Solidi (c) **5**, 2066 (2008).
11. В. Н. Абакумов, В. И. Перель, И. Н. Яссиевич, *Безызлучательная рекомбинация в полупроводниках*, С.-Петербург: ПИЯФ РАН, 1997, с. 234.
12. U. Strauss, W. W. Rühle, H. J. Queisser et al., J. Appl. Phys. **75**, 8204 (1994).
13. A. A. Bergh and P. J. Dean, *Light-Emitting Diodes* Oxford, Claredon Press, 1976, p. 100.
14. Х. Кейси, М. Паниш, *Лазеры на гетероструктурах*, М.: Мир, т. 1, 1981, с. 132 [H. C. Casey and M. B. Panish, *Heterostructure lasers, Part A*, N.Y., Academic Press, 1978].
15. В. Л. Бонч-Бруевич, С. Г. Калашников, *Физика полупроводников*, М.: Наука, 1990, с. 576.
16. I. Vurgaftman, J. R. Meyer, and L. R. Ram-Mohan, J. Appl. Phys. **89**, 5815 (2001).
17. М. И. Каганов, *Физический энциклопедический словарь* (под ред. А. М. Прохорова), М.: Советская энциклопедия, 1984, с. 185.
18. T. Shitara and K. Eberl, Appl. Phys. Lett. **65**, 356 (1994).
19. L. B. Chang, K. Y. Cheng, and C. C. Liu, J. Appl. Phys. **64**, 1116 (1988).
20. M. Takeshima, J. Appl. Phys. **58**, 3846 (1985).
21. A. Vossier, B. Hirsch, and J. M. Gordon, Appl. Phys. Lett. **97**, 193509 (2010).
22. P. M. Smowton, J. D. Thomson, M. Yin et al., Semicond. Sci. Technol. **16**, L72 (2001).
23. А. В. Мурашова, Д. А. Винокуров, Н. А. Пихтин и др., ФТП **42**, 882 (2008).