

Спонтанная излучательная рекомбинация и безызлучательная оже-рекомбинация в квантоворазмерных гетероструктурах

Л.В.Асрян

Рассмотрен общий подход к описанию параметров спонтанной излучательной и безызлучательной оже-рекомбинаций (скоростей, потоков и плотностей токов) в гетероструктурных лазерах с различными типами квантоворазмерной активной области (квантовые ямы, квантовые проволоки и квантовые точки). Обсуждаются корректный способ определения коэффициентов спонтанной излучательной и безызлучательной оже-рекомбинаций и их размерности. Показано, что только в квантовой точке могут быть введены истинные временные константы для спонтанной излучательной и безызлучательной оже-рекомбинаций, которые не зависят от уровня инжекции. Приведены изящные аналитические выражения для коэффициента излучательной рекомбинации в виде явной зависимости от температуры и параметров для объёмной и квантоворазмерных структур. Эти выражения ясно демонстрируют неприемлемость распространённой практики определения коэффициентов рекомбинаций в низкоразмерных гетероструктурах из их объёмных значений.

Ключевые слова: спонтанная излучательная рекомбинация, безызлучательная оже-рекомбинация, полупроводниковые лазеры, гетероструктуры, квантовые ямы, квантовые проволоки, квантовые точки.

1. Введение

Квантовые ямы (КЯ) широко используются в качестве активной области одного из основных приборов оптоэлектроники – диодного лазера [1–4]. Как было предсказано в [5, 6] и далее успешно продемонстрировано, например, в [7–9], использование гетероструктур ещё более низкой размерности, таких как квантовые проволоки (КП) [10] и в особенности квантовые точки (КТ) [11], может существенно улучшить рабочие характеристики полупроводниковых лазеров.

Функционирование полупроводникового лазера в значительной степени определяется рекомбинационными процессами в структуре. Интенсивность каждого из рекомбинационных процессов характеризуется своей скоростью. В данной работе обсуждаются два таких процесса – спонтанная излучательная рекомбинация и безызлучательная оже-рекомбинация.

Важными параметрами, описывающими скорости рекомбинационных процессов, являются коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации (излучательная постоянная) B и коэффициент безызлучательной оже-рекомбинации (оже-постоянная) C . Несмотря на то что низкоразмерные лазерные структуры интенсивно изучаются, для получения коэффициентов B и C в настоящее время широко практикуется использование объёмных коэффициентов B_{3D} и C_{3D} . Такой подход подразумевает (часто в неявном виде), что эти коэффициенты масштабно изменяются (скейлинруются) с изменением размера квантоворазмерной области (см. ниже). Недо-

статки такого подхода впервые детально обсуждались в работе [12], в которой в рамках общего подхода в явном виде был сформулирован физически адекватный способ представления скоростей рекомбинации в КЯ.

В настоящей работе с целью построения общей картины будут представлены выражения для скоростей, потоков и плотностей токов спонтанной излучательной и безызлучательной оже-рекомбинаций во всех типах низкоразмерных гетероструктур (КЯ, КП и КТ), используемых в инжекционных лазерах в качестве активных областей. Для сравнения будут представлены также соответствующие выражения для объёмной активной области.

2. Основные уравнения

2.1. Объёмная активная область

В трёхмерной (3D) области адекватными величинами являются скорости спонтанной излучательной и безызлучательной оже-рекомбинаций в единице объёма

$$R_{\text{spont}}^{3D} = B_{3D} n_{3D} p_{3D}, \quad (1)$$

$$R_{\text{Auger}}^{3D} = C_{3D} n_{3D}^2 p_{3D} \quad (2)$$

с размерностью $[L]^{-3}[T]^{-1}$.

Произведение трёхмерных концентраций электронов и дырок в уравнении (1) $n_{3D} p_{3D}$ (каждая из которых измеряется в см^{-3}) отражает тот факт, что спонтанная излучательная рекомбинация является бимолекулярным процессом, т. е. в каждом элементарном акте рекомбинации участвуют два носителя – электрон и дырка.

Произведение $n_{3D}^2 p_{3D}$ в уравнении (2) отражает тот факт, что оже-рекомбинация является тримолекулярным процессом, т. е. в каждый элементарный акт рекомбинации вовлечены три носителя – два электрона и дырка (в частном случае рассматриваемого здесь для определён-

L.V.Asryan. Virginia Polytechnic Institute and State University, Blacksburg, Virginia 24061, USA; e-mail: asryan@mse.vt.edu, http://www.mse.vt.edu/people/faculty/asryan.html

ности СНСС-процесса [13]); C обозначает зону проводимости (conduction band), H – зону тяжёлых дырок (heavy-hole valence band). Могут иметь место также другие оже-процессы, например СННС-процесс (S обозначает спин-отщеплённую валентную зону (spin-split-off valence band)), для которых скорость рекомбинации пропорциональна $n_{3D}p_{3D}^2$, поскольку в каждый элементарный акт в этих процессах вовлечены электрон и две дырки.

Если $R_{\text{спон}}^{3D}$ и R_{Auger}^{3D} измеряются в $\text{см}^{-3}\cdot\text{с}^{-1}$, то B_{3D} и C_{3D} имеют размерности $\text{см}^3\cdot\text{с}^{-1}$ и $\text{см}^6\cdot\text{с}^{-1}$ соответственно.

Наряду с самим током инжекции выжным параметром для диодных лазеров является плотность тока на единицу площади, перпендикулярной направлению инжекции. Плотность тока инжекции измеряется в $\text{А}\cdot\text{см}^{-2}$ и является произведением заряда электрона и потока инжекции.

В процессах как спонтанной излучательной, так и безызлучательной оже-рекомбинации в диодных лазерах происходит «расходование» инжектированных носителей. Таким образом, определённая часть полного потока инжекции «уходит» на потоки этих рекомбинаций. Последние представляются в виде произведений линейного размера (толщины) b объёмной области рекомбинации в направлении тока инжекции и ее скоростей в единице объёма, даваемых уравнениями (1) и (2):

$$bR_{\text{спон}}^{3D} = bB_{3D}n_{3D}p_{3D}, \quad (3)$$

$$bR_{\text{Auger}}^{3D} = bC_{3D}n_{3D}^2p_{3D} \quad (4)$$

(размерность $[L]^{-2}[T]^{-1}$). Плотности токов спонтанной излучательной и безызлучательной оже-рекомбинаций есть

$$j_{\text{спон}}^{3D} = ebR_{\text{спон}}^{3D} = ebB_{3D}n_{3D}p_{3D}, \quad (5)$$

$$j_{\text{Auger}}^{3D} = ebR_{\text{Auger}}^{3D} = ebC_{3D}n_{3D}^2p_{3D}. \quad (6)$$

Выражение для B_{3D} в невырожденном объёмном материале приведено в табл.1.

2.2. Квантовая яма

В двумерной (2D) гетероструктуре – квантовой яме – корректным является определение скоростей рекомбинаций в единице площади в плоскости КЯ:

$$R_{\text{спон}}^{2D} = B_{2D}n_{2D}p_{2D}, \quad (7)$$

$$R_{\text{Auger}}^{2D} = C_{2D}n_{2D}^2p_{2D} \quad (8)$$

(размерность $[L]^{-2}[T]^{-1}$), где n_{2D} и p_{2D} – двумерные концентрации носителей, измеряемые в см^{-2} . Если $R_{\text{спон}}^{2D}$ и R_{Auger}^{2D} измерять в $\text{см}^{-2}\cdot\text{с}^{-1}$, то B_{2D} и C_{2D} будут иметь размерности $\text{см}^2\cdot\text{с}^{-1}$ и $\text{см}^4\cdot\text{с}^{-1}$ соответственно.

Выражение для B_{2D} в невырожденном двумерном материале (табл.1) было выведено с использованием матричного элемента межзонных оптических переходов в рамках $k\cdot p$ -теории.

Уравнения (7) и (8) описывают также потоки рекомбинаций в одиночной КЯ.

Плотности токов рекомбинаций в структуре с множественными КЯ имеют вид

$$j_{\text{спон}}^{2D} = eN_{\text{QW}}B_{2D}n_{2D}p_{2D}, \quad (9)$$

$$j_{\text{Auger}}^{2D} = eN_{\text{QW}}C_{2D}n_{2D}^2p_{2D}, \quad (10)$$

где N_{QW} – число КЯ.

2.3. Квантовая проволока

В одномерной (1D) гетероструктуре – квантовой проволоке – корректным является определение скоростей рекомбинаций на единицу длины КП:

Табл.1.

Структура	Коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации ^{*,**}	Размерность	Литература
Объёмная	$B_{3D} = \frac{4}{3}\sqrt{2}\pi^{3/2}\alpha\sqrt{\varepsilon}\frac{\hbar^2}{[(m_c + m_{\text{hh}})k_B T]^{3/2}}E_g\left(\frac{P}{\hbar c}\right)^2$	$[L]^3[T]^{-1}$	[14] ^{***}
КЯ ^{****}	$B_{2D} = \frac{4}{3}\pi\alpha\sqrt{\varepsilon}\frac{\hbar}{(m_c + m_{\text{hh}})k_B T}E_0\left(\frac{P}{\hbar c}\right)^2$	$[L]^2[T]^{-1}$	Настоящая работа (см. также [12], [15], [16])
КП ^{****}	$B_{1D} = \frac{2}{3}\sqrt{2}\pi\alpha\sqrt{\varepsilon}\frac{1}{[(m_c + m_{\text{hh}})k_B T]^{1/2}}E_0\left(\frac{P}{\hbar c}\right)^2$	$[L][T]^{-1}$	Настоящая работа
КТ ^{****}	$B_{0D} = \frac{1}{\tau_{\text{QD}}^{\text{спон}}} = \frac{8}{3}\alpha\sqrt{\varepsilon}\frac{E_0}{\hbar}\left(\frac{P}{\hbar c}\right)^2$	$[T]^{-1}$	[14]

Примечания: $\alpha = e^2/\hbar c$ – постоянная тонкой структуры; e – заряд электрона; \hbar – постоянная Планка; c – скорость света в вакууме; ε – диэлектрическая постоянная; m_c и m_{hh} – эффективные массы электрона и тяжёлой дырки; k_B – постоянная Больцмана; T – температура; E_g – ширина запрещённой зоны объёмного материала; $E_0 = E_g + \varepsilon_n + \varepsilon_p$ – энергия оптического перехода; ε_n и ε_p – энергии низших уровней (краёв низших подзон) размерного квантования электрона и дырки в зоне проводимости и валентной зоне соответственно, отсчитанные от краёв этих зон; параметр Кейна P определяется из соотношения

$$P^2 = \frac{\hbar}{2}\left(\frac{1}{m_c} - \frac{1}{m_0}\right)\frac{E_g(E_g + A_0)}{E_g + 2A_0/3};$$

m_0 – масса свободного электрона; A_0 – энергия спин-орбитального расщепления (использование параметра P удобно ввиду его слабой зависимости от типа материала [18]).

*Как в зоне проводимости, так и в валентной зоне предполагаются наличие единственной подзоны и параболический закон дисперсии в направлении свободного движения. **Отношение $P/\hbar c$ является безразмерным. ***Для сравнения выражения для B_{3D} с таковыми для низко-размерных структур уравнение (10) из работы [14] упрощено (учитываются только тяжёлые дырки). ****В отличие от ширины запрещённой зоны E_g в выражении для B_{3D} , в выражения для B в квантоворазмерных структурах входит энергия E_0 оптического перехода между краями низших подзон (низшими уровнями) в зоне проводимости и валентной зоне.

$$R_{\text{spon}}^{\text{1D}} = B_{\text{1D}} n_{\text{1D}} p_{\text{1D}}, \quad (11)$$

$$R_{\text{Auger}}^{\text{1D}} = C_{\text{1D}} n_{\text{1D}}^2 p_{\text{1D}} \quad (12)$$

(размерность $[L]^{-1}[T]^{-1}$), где n_{1D} и p_{1D} – одномерные концентрации носителей, измеряемые в см^{-1} . Если $R_{\text{spon}}^{\text{1D}}$ и $R_{\text{Auger}}^{\text{1D}}$ измерять в $\text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, то B_{1D} и C_{1D} будут иметь размерности $\text{см} \cdot \text{с}^{-1}$ и $\text{см}^2 \cdot \text{с}^{-1}$ соответственно.

Выражение для B_{1D} в невырожденном одномерном материале также приведено в табл.1. Подобно выражениям для излучательной постоянной в объёмной структуре и структурах с КЯ и КТ оно было выведено в рамках $k \cdot p$ -теории.

$$N_{\text{lin}} B_{\text{1D}} n_{\text{1D}} p_{\text{1D}}, \quad (13)$$

$$N_{\text{lin}} C_{\text{1D}} n_{\text{1D}}^2 p_{\text{1D}}, \quad (14)$$

где N_{lin} – линейная концентрация КП в слое, измеряемая в см^{-1} (см. [17]); размерность потоков $[L]^{-2}[T]^{-1}$.

Плотности токов рекомбинаций в структуре с множественными слоями с КП таковы:

$$j_{\text{spon}}^{\text{1D}} = e N_{\text{QWR-layer}} N_{\text{lin}} B_{\text{1D}} n_{\text{1D}} p_{\text{1D}}, \quad (15)$$

$$j_{\text{Auger}}^{\text{1D}} = e N_{\text{QWR-layer}} N_{\text{lin}} C_{\text{1D}} n_{\text{1D}}^2 p_{\text{1D}}, \quad (16)$$

где $N_{\text{QWR-layer}}$ – число слоёв с КП.

2.4. Квантовая точка

В нульмерной (0D) гетероструктуре – квантовой точке – корректным является определение скоростей рекомбинаций на одну КТ. Ввиду квантоворазмерного эффекта во всех трёх направлениях в КТ не существует объёма, площади или длины, по отношению к которым можно отсчитывать скорости переходов. В работе [14] для скорости спонтанной излучательной рекомбинации в КТ было получено следующее выражение:

$$R_{\text{spon}}^{\text{0D}} = B_{\text{0D}} f_n f_p = \frac{f_n f_p}{\tau_{\text{spon}}^{\text{0D}}}, \quad (17)$$

где f_n и f_p – степени заполнения электронного и дырочного уровней (вероятности заполнения уровней) в КТ, которые являются аналогами концентраций носителей в объёмном материале, КЯ и КП; $R_{\text{spon}}^{\text{0D}}$ измеряется в $[T]^{-1}$.

Скорость оже-рекомбинации в КТ может быть представлена следующим образом:

$$R_{\text{Auger}}^{\text{0D}} = C_{\text{0D}} f_n^2 f_p = \frac{f_n^2 f_p}{\tau_{\text{Auger}}^{\text{0D}}} \quad (18)$$

(измеряется в $[T]^{-1}$). Поскольку $R_{\text{spon}}^{\text{0D}}$ и $R_{\text{Auger}}^{\text{0D}}$ измеряются в с^{-1} , а f_n и f_p являются безразмерными величинами, то B_{0D} и C_{0D} имеют размерность с^{-1} . Таким образом, B_{0D} и C_{0D} могут рассматриваться как величины, обратные временам спонтанной излучательной ($\tau_{\text{spon}}^{\text{spon}}$) и оже- ($\tau_{\text{Auger}}^{\text{Auger}}$) рекомбинаций:

$$B_{\text{0D}} = \frac{1}{\tau_{\text{spon}}^{\text{spon}}}, \quad (19)$$

$$C_{\text{0D}} = \frac{1}{\tau_{\text{Auger}}^{\text{Auger}}}. \quad (20)$$

Выражение для $B_{\text{0D}} = 1/\tau_{\text{spon}}^{\text{spon}}$ приведено в табл.1.

Потоки рекомбинаций в одиночном слое с КТ

$$N_s B_{\text{0D}} f_n f_p = N_s \frac{f_n f_p}{\tau_{\text{spon}}^{\text{0D}}}, \quad (21)$$

$$N_s C_{\text{0D}} f_n^2 f_p = N_s \frac{f_n^2 f_p}{\tau_{\text{Auger}}^{\text{0D}}}; \quad (22)$$

размерность потоков $[L]^{-2}[T]^{-1}$, N_s – поверхностная концентрация КТ в слое (измеряется в см^{-2}).

Плотности токов рекомбинаций в структуре с множественными слоями с КТ

$$j_{\text{spon}}^{\text{0D}} = e N_{\text{QD-layer}} N_s B_{\text{0D}} f_n f_p = e N_{\text{QD-layer}} N_s \frac{f_n f_p}{\tau_{\text{spon}}^{\text{0D}}}, \quad (23)$$

$$j_{\text{Auger}}^{\text{0D}} = e N_{\text{QD-layer}} N_s C_{\text{0D}} f_n^2 f_p = e N_{\text{QD-layer}} N_s \frac{f_n^2 f_p}{\tau_{\text{Auger}}^{\text{0D}}}, \quad (24)$$

где $N_{\text{QD-layer}}$ – число слоёв с КТ.

3. Обсуждение

1. Из табл.1 следует, что в общем случае коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации является обратной степенной функцией от \sqrt{T}

$$B_{rD} \propto \frac{1}{T^{r/2}}, \quad (25)$$

где r – размерность структуры ($r = 3, 2, 1$ и 0 в объёмном материале, КЯ, КП и КТ соответственно). Такая температурная зависимость является простым следствием температурной зависимости эффективных плотностей состояний в зоне проводимости и валентной зоне, которые в общем случае имеют вид

$$N_{c,v}^{rD} \propto T^{r/2}. \quad (26)$$

2. Сравнение вышеприведённых уравнений для различных низкоразмерных систем показывает, что только в квантовой точке могут быть введены истинные временные константы для спонтанной излучательной и оже-рекомбинаций, $\tau_{\text{QD}}^{\text{spon}}$ и $\tau_{\text{QD}}^{\text{Auger}}$, которые не зависят от степени заполнения уровней f_n и f_p , т. е. от тока инжекции (накачки), и, следовательно, являются истинными рекомбинационными временами жизни.

Тем не менее стало общепринятой практикой использовать времена спонтанной излучательной и оже-рекомбинаций как в объёмной структуре, так и в структурах с КЯ и КП. Определив

$$\frac{1}{\tau_{\text{spon}}} = Bn, \quad (27)$$

$$\frac{1}{\tau_{\text{Auger}}} = Cn^2, \quad (28)$$

для скоростей рекомбинации получим

$$R_{\text{spon}} = \frac{p}{\tau_{\text{spon}}}, \quad (29)$$

$$R_{\text{Auger}} = \frac{p}{\tau_{\text{Auger}}}. \quad (30)$$

Как видно из уравнений (27) и (28), τ_{spon} и τ_{Auger} зависят от концентрации носителей (в данном случае, для определённости, концентрации электронов), т. е. от тока накачки, и, следовательно не являются истинными временными константами. Корректными величинами в объёмном материале являются

ёмной структуре и структурах с КЯ и КП являются соответствующие коэффициенты рекомбинации B и C . В отличие от таких структур $\tau_{\text{QD}}^{\text{spont}}$ и $\tau_{\text{QD}}^{\text{Auger}}$ – истинные временные константы в КТ. Использование в КТ коэффициентов рекомбинации $B_{0\text{D}}$ и $C_{0\text{D}}$ эквивалентно использованию временных констант.

3. Плотности токов скейлинговятся с изменением толщины b области только в случае объёмной области (уравнения (5), (6)). Для КЯ (уравнения (9), (10)), КП (уравнения (15) и (16)) и КТ (уравнения (23), (24)) j_{spont} и j_{Auger} не скейлинговятся с изменением линейного размера (толщины КЯ, толщины слоя с КП или КТ). Это вполне естественно, поскольку размер всех этих низкоразмерных структур настолько мал, что проявляется квантоворазмерный эффект. КЯ, слой с КП и слой с КТ ведут себя как двумерный слой, т. е. слой, не имеющий толщины в поперечном направлении, что и позволяет рассматривать их в качестве квантоворазмерных. Размер структуры действительно оказывает влияние на энергии уровней размерного квантования и, следовательно, на энергию оптического перехода E_0 , а значит, и на B (см. табл.1) и C , но такая зависимость от размера ни в коей мере не является скейлинговой.

4. Распространённая практика определения коэффициентов рекомбинаций в низкоразмерных структурах из объёмных значений приводит к сильной (скейлинговой) зависимости от размера области рекомбинации a^* . Это продемонстрировано в табл.2.

Точно так же, как концентрация носителей в квантоворазмерной гетероструктуре не может быть определена из объёмного значения (что, тем не менее, часто делается) и должна получаться независимым образом с использованием соответствующей плотности состояний, коэффициенты спонтанной излучательной и оже-рекомбинаций в квантоворазмерной гетероструктуре не могут быть определены из объёмных значений и должны вычисляться независимым образом. В табл.1 приведены корректные выражения для коэффициента спонтанной излучательной рекомбинации B в виде зависимости от температуры и параметров для объёмной и квантоворазмерных структур. Из этих выражений следует отсутствие какой-либо скейлинговой зависимости от размера и ясно видна полная неприемлемость в случае квантоворазмерных структур упрощённого подхода, основанного на использовании объёмных значений и проиллюстрированного в табл.2. Таким образом, как указано выше, реальная зависимость B от размера, связанная с аналогичной зависимостью энергии перехода E_0 в низкоразмерных структурах, не является скейлинговой.

Табл.2. Коэффициенты спонтанной излучательной и безызлучательной оже-рекомбинаций низкоразмерных структур при использовании объёмных значений $B_{3\text{D}}$ и $C_{3\text{D}}$

Коэффициенты	КЯ	КП	КТ
Коэффициент спонтанной излучательной рекомбинации	$\frac{B_{3\text{D}}}{a}$	$\frac{B_{3\text{D}}}{a^2}$	$\frac{B_{3\text{D}}}{a^3}$
Коэффициент безызлучательной оже-рекомбинации	$\frac{C_{3\text{D}}}{a^2}$	$\frac{C_{3\text{D}}}{a^4}$	$\frac{C_{3\text{D}}}{a^6}$

*Другим недостатком общепринятой процедуры является тот факт, что размер области рекомбинации, т.е. размер области истинной локализации носителя, больше (часто значительно больше) геометрического размера квантоворазмерной области, определяемого её гетерограницами с окружающим материалом.

Тот же вывод справедлив и в отношении коэффициента оже-рекомбинации C в квантоворазмерных структурах. Расчёт оже-константы сложнее, чем расчёт излучательной константы, и обычно требует привлечения численных методов. В отличие от расчета для B , не существует аналитических выражений, которые давали бы приемлемые оценки для C . В дополнение к этому определение C из эксперимента представляет собой сложную задачу, вследствие чего известные из литературы значения C сильно различаются даже в объёмном материале [13].

4. Заключение

Описан общий подход к скоростям, потокам и плотностям токов спонтанной излучательной и безызлучательной оже-рекомбинаций в гетероструктурных лазерах с квантоворазмерной активной областью (содержащей квантовые ямы, проволоки или точки). Показано, что только в гетероструктуре с квантовой точкой могут быть введены истинные временные константы для спонтанной излучательной и безызлучательной оже-рекомбинаций, которые не зависят от уровня инжекции. Приведены аналитические выражения для коэффициента излучательной рекомбинации в виде явной функции от температуры и параметров объёмной и квантоворазмерных структур. Эти выражения ясно показывают неприемлемость распространённой практики определения коэффициентов рекомбинаций в низкоразмерных структурах из их объёмных значений.

Работа была поддержана Исследовательским Офисом Армии США (грант No. W911-NF-05-1-0308).

- Zory P.S., Jr. (Ed.) *Quantum well lasers* (Boston: Academic Press Inc., 1993).
- Coldren L.A., Corzine S.W. *Diode lasers and photonic integrated circuits* (New York: John Wiley & Sons, 1995).
- Елисеев П.Г., Попов Ю.М. *Квантовая электроника*, **24** (12), 1067 (1997).
- Alferov Zh.I. *Nobel Lecture: The double heterostructure concept and its applications in physics, electronics, and technology*. *Rev. Mod. Phys.*, **73** (3), 767 (2001).
- Dingle R., Henry C.H. *Quantum effects in heterostructure lasers*. U.S. Patent 3982207, Sept. 21, 1976.
- Arakawa Y., Sakaki H. *Appl. Phys. Lett.*, **40** (11), 939 (1982).
- Newell T.C., Bossert D.J., Stintz A., Fuchs B., Malloy K.J., Lester L.F. *IEEE Phot. Technol. Lett.*, **11** (12), 1527 (1999).
- Park G., Shchekin O.B., Huffaker D.L., Deppe D.G. *IEEE Phot. Technol. Lett.*, **13** (3), 230 (2000).
- Shchekin O.B., Deppe D.G. *Appl. Phys. Lett.*, **80** (18), 3277 (2002).
- Semiconductor lasers*. E.Kapon (Ed.) (San Diego: Academic Press, 1999).
- Bimberg D., Grundmann M., Ledentsov N.N. *Quantum dot heterostructures* (Chichester: John Wiley & Sons, 1999).
- Blood P. *IEEE J. Quantum Electron.*, **36** (3), 354 (2000).
- Agrawal G.P., Dutta N.K. *Long-wavelength semiconductor lasers* (New York: Van Nostrand Reinhold Company, 1986).
- Asryan L.V., Suris R.A. *Semicond. Sci. Technol.*, **11** (4), 554 (1996).
- Asryan L.V., Gun'ko N.A., Polkovnikov A.S., Zegrya G.G., Suris R.A., Lau P.-K., Makino T. *Semicond. Sci. Technol.*, **15** (12), 1131 (2000).
- Maximov M.V., Asryan L.V., Shernyakov Yu.M., Tsatsul'nikov A.F., Kaiander I.N., Nikolaev V.V., Kovsh A.R., Mikhlin S.S., Ustinov V.M., Zhukov A.E., Alferov Zh.I., Ledentsov N.N., Bimberg D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **37** (5), 676 (2001).
- Asryan L.V., Luryi S., Suris R.A. *IEEE J. Quantum Electron.*, **39** (3), 404 (2003).
- Perea E.H., Mendez E.E., Fonstad C.G. *Appl. Phys. Lett.*, **36** (12), 978 (1980).