Электронейтральность в полупроводниковых лазерах

© З.Н. Соколова [1], Л.В. Асрян [2]

[1] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия
[2] Virginia Polytechnic Institute and State University,
Blacksburg, VA 24061, USA

E-mail: zina.sokolova@mail.ioffe.ru; asryan@vt.edu

Поступила в Редакцию 27 октября 2025 г.
В окончательной редакции 30 октября 2025 г.
Принята к публикации 13 ноября 2025 г.

Дан краткий теоретический обзор вопроса об электронейтральности в полупроводниковых лазерах. Показано, что при любых токах накачки, как в стационарных, так и нестационарных условиях, соблюдается глобальная электронейтральность в лазерных структурах. В инжекционных лазерах с низкоразмерной активной областью условие электронейтральности заключается в равенстве суммарной концентрации электронов в объемной волноводной и низкоразмерной активной областях суммарной концентрации дырок в этих областях. Показано, что, ввиду того что при высоких токах накачки каждая из концентраций электронов и дырок в волноводной области существенно выше каждой из этих концентраций в активной области, условие глобальной электронейтральности в лазерной структуре при таких токах практически равносильно условию электронейтральности в объемной волноводной области, а локальная электронейтральность в низкоразмерной активной может нарушаться.

Ключевые слова: инжекционные лазеры, полупроводниковые гетероструктуры, низкоразмерная активная область, лазеры на квантовых ямах, лазеры на квантовых точках, волноводная область, электронейтральность.

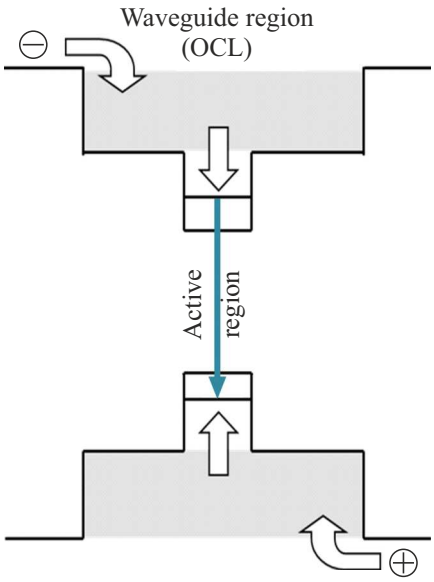
DOI: 10.61011/FTP.2025.08.62192.8704

1. Введение

Идея использования полупроводниковых лазеров на основе двойных гетероструктур была выдвинута более шестидесяти лет назад [1–4]. В 70–80-х годах XX века стали развиваться новые технологические методы создания полупроводниковых лазерных гетероструктур: модифицированная жидкостная эпитаксия (liquid phase epitaxy — LPE) [5], газофазная эпитаксия из металлоорганических соединений (MOC-гидридная эпитаксия, metalorganic chemical vapor deposition — MOCVD) [6] и молекулярно-пучковая эпитаксия (molecular beam epitaxy — MBE) [7]. Применение этих методов позволило создавать лазеры на двойных гетероструктурах с раздельным ограничением, а далее и лазеры с низкоразмерной активной областью [8–10]. Зонная энергетическая диаграмма лазера с низкоразмерной активной областью схематически изображена на рисунке [11]. Идея использования низкоразмерной активной области в полупроводниковых лазерах была предложена в работе [12]. В настоящее время в качестве низкоразмерной активной области используется одна или несколько квантовых ям (КЯ), либо один или несколько слоев с квантовыми точками [8–11,13–26].

Лазеры с низкоразмерной активной областью демонстрируют характеристики, улучшенные по сравнению с лазерами с объемной активной областью [8,9]. В частности, в лазерах с низкоразмерной активной областью заметно снижается пороговый ток и увеличивается выходная оптическая мощность.

В настоящей работе дается краткий теоретический обзор вопроса об электронейтральности в полупроводниковых лазерах с двумерной активной областью (лазерах на квантовых ямах). Актуальность данной работы обусловлена, в частности, тем, что в статьях (см., например, [27,28]), а также в монографиях [29,30], посвящённых теоретическому рассмотрению полупро-



Зонная энергетическая диаграмма полупроводникового лазера с низкоразмерной активной областью [11].

водниковых лазеров с наноразмерными активными областями, часто предполагается соблюдение локальной электронейтральности в активной области, а также не учитывается зависимость внутренних оптических потерь от концентраций носителей заряда в волноводной и активной областях. Как обсуждалось в [31] [см. текст в этой работе сразу после формулы (13)], использование этих двух предположений в уравнении, представляющем собой условие лазерной генерации (условие равенства оптического усиления полным оптическим потерям), непосредственным образом приводит к выводу о стабилизации (pinning) концентрации носителей заряда в активной области выше порога генерации на ее пороговом значении, который, как обсуждается далее, не подтверждается экспериментально.

В лазерных структурах с низкоразмерной активной областью экспериментально наблюдались расширение спектра генерации и рост интенсивности спонтанного излучения из волноводной области при больших токах накачки за порогом генерации [32–35]. Расширение спектра генерации с ростом тока накачки объяснялось увеличением концентраций носителей заряда в активной и волноводной областях. Таким образом, в работах [32–35] было экспериментально обнаружено, что концентрации носителей заряда продолжают расти с током накачки за порогом генерации как в низкоразмерной активной, так и в объемной волноводной областях, и эти концентрации зависят от тока накачки. Это означает, что в режиме генерации в лазерах с низкоразмерной активной областью не происходит стабилизации концентрации носителей заряда на ее пороговом значении (см. также [36]). Рост концентрации носителей заряда за порогом генерации — важная особенность лазеров с низкоразмерной активной областью, существенным образом определяющая их выходные характеристики. Теория, объясняющая этот эффект и его влияние на ватт-амперную характеристику (light-current characteristic) и внутреннюю дифференциальную квантовую эффективность лазера, была впервые построена в [31,37].

В дальнейших исследованиях [38–43] было показано, что концентрации электронов и дырок в низкоразмерной активной области могут сильно отличаться друг от друга как на пороге генерации [38,39], так и выше его [40–43], т. е. происходит нарушение локальной электронейтральности в низкоразмерной активной области.

2. Условие глобальной электронейтральности

Условие глобальной электронейтральности доказывается здесь строго математически и, таким образом, является теоремой. Оно выводится из скоростных уравнений для электронов и дырок в объемной волноводной и низкоразмерной активной областях лазера. В данной работе рассматривается двумерная активная область, состоящая из нелегированных квантовых ям, помещенных в нелегированную волноводную область (область оптического ограничения, optical confinement layer — OCL).

Скоростные уравнения для лазера на квантовых ямах представлены далее [43]. Уравнение для свободных электронов в объемной волноводной области:

$$b\,\frac{\partial n^{\mathrm{OCL}}}{\partial t} = \frac{j}{e} + N_{\mathrm{QW}}\,\frac{n^{\mathrm{QW}}}{\tau_{n,\mathrm{esc}}} - N_{\mathrm{QW}} v_{n,\mathrm{capt},0}(1-f_n)n^{\mathrm{OCL}} - bB_{3\mathrm{D}}n^{\mathrm{OCL}}p^{\mathrm{OCL}}; \quad (1)$$

уравнение для свободных дырок в объемной волноводной области:

$$b\,\frac{\partial p^{\mathrm{OCL}}}{\partial t} = \frac{j}{e} + N_{\mathrm{QW}}\,\frac{p^{\mathrm{QW}}}{\tau_{p,\mathrm{esc}}} - N_{\mathrm{QW}} v_{p,\mathrm{capt},0}(1-f_p)p^{\mathrm{OCL}} - bB_{3\mathrm{D}}n^{\mathrm{OCL}}p^{\mathrm{OCL}}; \quad (2)$$

уравнение для электронов, локализованных в КЯ:

$$\frac{\partial n^{\mathrm{QW}}}{\partial t} = v_{n,\mathrm{capt},0}(1-f_n)n^{\mathrm{OCL}} - \frac{n^{\mathrm{QW}}}{\tau_{n,\mathrm{esc}}} - B_{2\mathrm{D}}n^{\mathrm{QW}}p^{\mathrm{QW}} - c_g g^{\max}(f_n+f_p-1)n_{\mathrm{ph}}; \quad (3)$$

уравнение для дырок, локализованных в КЯ:

$$\frac{\partial p^{\mathrm{QW}}}{\partial t} = v_{p,\mathrm{capt},0}(1-f_p)p^{\mathrm{OCL}} - \frac{p^{\mathrm{QW}}}{\tau_{p,\mathrm{esc}}} - B_{2\mathrm{D}}n^{\mathrm{QW}}p^{\mathrm{QW}} - c_g g^{\max}(f_n+f_p-1)n_{\mathrm{ph}}. \quad (4)$$

Уравнения (1)–(4) являются нелинейными и, таким образом, описывают нелинейную электрон-фотонную систему. Неизвестными величинами в них являются: n^{OCL} и p^{OCL} — объемные концентрации свободных электронов и дырок в волноводной области, n^{QW} и p^{QW} — двумерные концентрации электронов и дырок, локализованных в КЯ, n_{ph} — двумерная концентрация фотонов стимулированного излучения, f_n и f_p — степени заселенности состояний, соответствующих нижнему краю электронной подзоны и верхнему краю дырочной подзоны размерного квантования в КЯ. Отметим, что все вышеперечисленные концентрации, а также f_n и f_p зависят от плотности тока инжекции (накачки) j.

В уравнения (1)–(4) также входят следующие параметры: b — толщина волноводной области, e — заряд электрона, N_{QW} — число идентичных (имеющих одинаковую ширину и состав) квантовых ям, $v_{n,\mathrm{capt},0}$ и $v_{p,\mathrm{capt},0}$ — скорости захвата (capture velocities) электронов и дырок в пустую квантовую яму, $\tau_{n,\mathrm{esc}}$ и $\tau_{p,\mathrm{esc}}$ — времена термических выбросов электронов и дырок из КЯ в волноводную область, $B_{3\mathrm{D}}$ и $B_{2\mathrm{D}}$ — коэффициенты спонтанной излучательной рекомбинации в объемной (волноводной) области и в двумерной (активной) области (КЯ) [15,44], c_g — групповая скорость света, $g^{\max}$ —

максимальный коэффициент оптического усиления в каждой КЯ.

Степени заполнения f_n и f_p связаны с двумерными концентрациями электронов и дырок в КЯ n^{QW} и p^{QW} следующим образом [45–47]:

$$f_n = 1 - \exp\left(-\frac{n^{\mathrm{QW}}}{N_c^{\mathrm{2D}}}\right), \; f_p = 1 - \exp\left(-\frac{p^{\mathrm{QW}}}{N_v^{\mathrm{2D}}}\right), \quad (5)$$

где $N_{c,v}^{\mathrm{2D}} = m_{e,hh}^{\mathrm{QW}} T/(\pi\hbar^2)$ — двумерные эффективные плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне в КЯ; $m_{e,hh}^{\mathrm{QW}}$ — эффективные массы электронов и дырок в КЯ; T — температура в энергетических единицах.

Времена термических выбросов электронов и дырок из КЯ в волноводную область даются согласно [43,48]:

$$\tau_{n,\mathrm{esc}} = \frac{1}{\upsilon_{n,\mathrm{capt},0}(1-f_n)} \frac{N_c^{\mathrm{2D}}}{n_1},$$

$$\tau_{p,\mathrm{esc}} = \frac{1}{\upsilon_{p,\mathrm{capt},0}(1-f_p)} \frac{N_v^{\mathrm{2D}}}{p_1}, \quad (6)$$

где

$$n_1 = N_c^{\mathrm{3D}} \exp\left(-\frac{\Delta E_c - \varepsilon_n^{\mathrm{QW}}}{T}\right),$$

$$p_1 = N_v^{\mathrm{3D}} \exp\left(-\frac{\Delta E_v - \varepsilon_p^{\mathrm{QW}}}{T}\right), \quad (7)$$

где $N_{c,v}^{\mathrm{3D}} = 2\left[m_{c,v}^{\mathrm{OCL}} T/(2\pi\hbar^2)\right]^{3/2}$ — трехмерные эффективные плотности состояний в зоне проводимости и в валентной зоне в волноводной области, $m_{c,v}^{\mathrm{OCL}}$ — эффективные массы электронов и дырок в волноводной области, $\Delta E_{c,v}$ — разрывы краев зоны проводимости и валентной зоны на гетерогранице КЯ и волноводной области, $\varepsilon_n^{\mathrm{QW}}$ и $\varepsilon_p^{\mathrm{QW}}$ — энергии нижнего и верхнего краев электронной и дырочной подзон размерного квантования в КЯ.

Скорости захвата электронов $\upsilon_{n,\mathrm{capt},0}$ и дырок $\upsilon_{p,\mathrm{capt},0}$ из волноводной области в пустую КЯ определяются составами и размерами КЯ и волноводной области [11] и не зависят от тока инжекции. Конечные (т.е. не бесконечно высокие) значения этих скоростей сами по себе отражают факт немгновенности захвата носителей заряда в активную область лазера. Полные же скорости захвата (скорости захвата с учетом заполнения КЯ носителями заряда [11,31,37,43,49]), определяемые выражениями

$$\upsilon_{n,\mathrm{capt}}(j) = \upsilon_{n,\mathrm{capt},0} \exp\left[-\frac{n^{\mathrm{QW}}(j)}{N_c^{\mathrm{2D}}}\right],$$

$$\upsilon_{p,\mathrm{capt}}(j) = \upsilon_{p,\mathrm{capt},0} \exp\left[-\frac{p^{\mathrm{QW}}(j)}{N_v^{\mathrm{2D}}}\right], \quad (8)$$

зависят от тока накачки [40] и, как видно из (8), имеют меньшие значения, чем скорости захвата в пустую КЯ. Немгновенность захвата электронов и дырок в активную область в сочетании со спонтанной электронно-дырочной рекомбинацией в волноводной области приводит к сублинейности ватт-амперной характеристики лазера [31,37,43].

Следует отметить, что скорости захвата могут быть введены также для квантовых точек. Однако в отличие от КЯ эти скорости являются характеристиками не отдельной квантовой точки, а массива квантовых точек (quantum dot ensemble). Эти скорости могут быть выражены через сечения захвата (capture cross sections), которые и являются характеристиками отдельной квантовой точки [15,31,50].

Отметим здесь также, что внутренние оптические потери, зависящие от концентраций носителей заряда и вследствие этого растущие с током накачки, приводят к дополнительной сублинейности ватт-амперной характеристики лазера, а именно к ее загибу вниз (rollover of light-current characteristic) при высоких токах накачки [51,52]. Эти потери, таким образом, являются одним из главных факторов, ограничивающих выходную оптическую мощность в лазерах с низкоразмерной активной областью [51,52].

Сложив для электронов уравнение (1) и умноженное на N_{QW} (число КЯ) уравнение (3), а также сложив для дырок уравнение (2) и умноженное на N_{QW} уравнение (4), и проведя вычитание полученного выражения для электронов из полученного выражения для дырок, получаем следующее уравнение:

$$\frac{\partial}{\partial t}\Big\{\left[bp^{\mathrm{OCL}}(j) + N_{\mathrm{QW}} p^{\mathrm{QW}}(j)\right] - \left[bn^{\mathrm{OCL}}(j) + N_{\mathrm{QW}} n^{\mathrm{QW}}(j)\right]\Big\} = 0. \quad (9)$$

Уравнение (9) представляет собой условие сохранения полного заряда в лазерной структуре:

$$e\left[bp^{\mathrm{OCL}}(j) + N_{\mathrm{QW}} p^{\mathrm{QW}}(j)\right] - e\left[bn^{\mathrm{OCL}}(j) + N_{\mathrm{QW}} n^{\mathrm{QW}}(j)\right] = \mathrm{const}(t). \quad (10)$$

Поскольку лазерная структура изначально не заряжена ($\mathrm{const} = 0$), из уравнения (10) получаем

$$bp^{\mathrm{OCL}}(j) + N_{\mathrm{QW}} p^{\mathrm{QW}}(j) = bn^{\mathrm{OCL}}(j) + N_{\mathrm{QW}} n^{\mathrm{QW}}(j). \quad (11)$$

Уравнение (11) выполняется при любом токе накачки как в стационарных, так и в нестационарных условиях и представляет собой условие глобальной электронейтральности в полупроводниковой лазерной структуре, согласно которому суммарная концентрация электронов в волноводной и активной областях равна суммарной концентрации дырок в этих областях. Каждая из четырех концентраций, входящих в уравнение (11), меняется с изменением плотности тока накачки j. Однако изменения этих концентраций происходят таким образом, чтобы выполнялось условие (11).

Отметим, что в работе [53] было выведено условие глобальной электронейтральности для лазеров новой конструкции — лазеров с асимметричными барьерными слоями с активной областью на основе квантовых точек (quantum dot lasers with asymmetric barrier layers). Ввиду своих улучшенных характеристик лазеры такой конструкции являются более перспективными по сравнению с обычными лазерами на квантовых точках (см., например, [54,55]).

3. Нарушение локальной электронейтральности в квантовых ямах

Несмотря на несложный вывод условия глобальной электронейтральности из скоростных уравнений, учет этого условия очень важен для понимания и правильного описания физических процессов в лазерных структурах с низкоразмерной активной областью.

Как обсуждается в [40], в лазерах на квантовых ямах концентрации электронов и дырок в объемной волноводной области существенно превышают концентрации электронов и дырок в самих квантовых ямах при высоких токах накачки. Из этого факта могут быть сделаны следующие выводы.

1) Как видно из условия глобальной электронейтральности (11), концентрации электронов и дырок в волноводной области должны быть близки друг к другу при таких токах накачки, и, таким образом, выполнение условия глобальной электронейтральности практически означает электронейтральность в волноводной области.

2) Концентрации электронов и дырок в квантовых ямах могут сильно отличаться друг от друга, т. е. может иметь место нарушение локальной электронейтральности в двумерной активной области лазера (см. также [56] для лазеров на квантовых точках).

4. Заключение

Дается краткий обзор вопроса об электронейтральности в полупроводниковых лазерах. Ввиду широкого применения инжекционных лазеров этот вопрос является актуальным и одним из ключевых для адекватного теоретического описания рабочих характеристик таких лазеров.

В работе математически выведено условие глобальной электронейтральности в лазерах на квантовых ямах. Показано, что при любых токах накачки, как в стационарном, так и динамическом режимах генерации, суммарная концентрация электронов в объемной волноводной области и двумерной активной области (квантовых ямах) равна суммарной концентрации дырок в этих областях.

В случае пространственно-неоднородного распределения носителей заряда в волноводной области и неравномерного заполнения носителями квантовых ям в условие электронейтральности войдут усреднённые по кооординате концентрации носителей в волноводной области и усредненные по квантовым ямам концентрации носителей в ямах.

Финансирование работы

Работа З.Н. Соколовой выполнена в соответствии с государственным заданием ФТИ им. А.Ф. Иоффе. Работа Л.В. Асряна поддержана грантом W911NF-25-1-0266.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] Zh.I. Alferov, R.F. Kazarinov. USSR Inventors' Certificate No. 181737 (in Russian), Application No. 950840, priority as of March 30, 1963.
[2] H. Kroemer. Proc. IEEE, **51** (12), 1782 (1963). DOI: 10.1109/proc.1963.2706. ISSN 0018-9219
[3] Ж.И. Алфёров, В.М. Андреев, Д.З. Гарбузов, Ю.В. Жиляев, Е.П. Морозов, Е.Л. Портной, В.Г. Трофим. ФТП, **4** (9), 1826 (1970).
[4] Р.Ф. Казаринов. ФТП, **7** (4), 763 (1973).
[5] Ж.И. Алфёров, Д.З. Гарбузов, С.В. Зайцев, А.Б. Нивин, А.В. Овчинников, И.С. Тарасов. ФТП, **21** (5), 824 (1987).
[6] R.D. Dupuis, P.D. Dapkus. Appl. Phys. Lett., **31** (7), 466 (1977).
[7] A.Y. Cho. Appl. Phys. Lett., **19** (11), 467 (1971).
[8] *Semiconductor Lasers*, ed. by E. Kapon (San Diego, CA, USA, Academic, 1999).
[9] Zh.I. Alferov. Rev. Mod. Phys., **73** (3), 767 (2001).
[10] H. Kroemer. Rev. Mod. Phys., **73** (3), 783 (2001).
[11] З.Н. Соколова, К.В. Бахвалов, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян. ФТП, **50** (5), 679 (2016).
[12] R. Dingle, C.H. Henry. U.S. Patent 3982207, September 21 (1976).
[13] Y. Arakawa, H. Sakaki. Appl. Phys. Lett., **40** (11), 939 (1982).
[14] N. Kirstädter, N.N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V.M. Ustinov, S.S. Ruvimov, M.V. Maximov, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov, U. Richter, P. Werner, U. Gösele, J. Heydenreich. Electron. Lett., **30** (17), 1416 (1994).
[15] L.V. Asryan, R.A. Suris. Semicond. Sci. Technol., **11** (4), 554 (1996).
[16] L.J. Mawst, H. Kim, G. Smith, W. Sun, N. Tansu. Progr. Quant. Electron., **75**, 100303 (2021).
[17] M. Zenari, M. Gioannini, M. Buffolo, A. Tibaldi, C. De Santi, J. Norman, C. Shang, M. Dumont, J.E. Bowers, R.W. Herrick, G. Meneghesso, E. Zanoni, M. Meneghini. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **31** (2), 1500308 (2025).
[18] G. Kornyshov, Yu. Shernyakov, A. Beckman, A. Kharchenko, A. Payusov, S. Mintairov, N. Kalyuzhnyy, O. Simchuk, J. Tkach, V. Dubrovskii, N. Gordeev, M. Maximov. Appl. Phys. Lett., **126**, 171101 (2025).
[19] P.-Y. Hsieh, A. Tsiara, B. O'Sullivan, A. MR Sharma, D. Coenen, D. Yudistira, B. Kunert, J. Van Campenhout, I. De Wolf. J. Lightwave Technol., **43** (12), 5811 (2025).

[20] N. Kleemann, R. Gjoni, N. Surkamp, C. Brenner, P. Scherer, M. Van Delden, K. Kolpatzeck, V. Cherniak, J.C. Balzer, M. Moehrle, M.R. Hofmann. Opt. Express, **33** (17), 35723 (2025).
[21] J. Kwoen, J. Jung, M. Kakuda, Y. Arakawa. Electron. Lett., **61**, e70308 (2025).
[22] P. Mishra, L. Jarvis, C. Hodges, A. Enderson, F. Albeladi, S.-J. Gillgrass, G.M. Jandu, R. Forrest, C.P. Allford, H. Deng, M. Tang, H. Liu, S. Shutts, P.M. Smowton. IEEE Photonics J., **17** (3), 0600606 (2025).
[23] V. Khatri, V. Sichkovskyi, L. Popilevsky, Y. Kauffmann, G. Eisenstein, J.P. Reithmaier. ACS Photonics, **12**, 3687 (2025).
[24] A. Obraztsova, I. Makhov, I. Melnichenko, K. Ivanov, N. Kryzhanovskaya, A. Zhukov. J. Lightwave Technol., **43** (15), 7278 (2025).
[25] A. Babichev, I. Makhov, N. Kryzhanovskaya, A. Blokhin, Y. Zadiranov, Y. Salii, M. Kulagina, M. Bobrov, A. Vasil'ev, S. Blokhin, N. Maleev, M. Tchernycheva, L. Karachinsky, I. Novikov, A. Egorov. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **31** (5), 1900208 (2025).
[26] Z. He, Q. Chu, F. He, J. Wang, Y. Yao, X. Xu, S. Zhao, H. Huang, F. Grillot, J. Duan. Opt. Express, **33** (21), 44026 (2025).
[27] T. Kaul, G. Erbert, A. Maaßdorf, S. Knigge, P. Crump. Semicond. Sci. Technol., **33**, 035005 (2018).
[28] J. Piprek. Opt. Quant. Electron., **51**, 60 (2019).
[29] L.A. Coldren, S.W. Corzine, M.L. Masanovic. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits*. 2nd ed. (Hoboken-N.J., USA, Wiley, 2012).
[30] A.F.J. Levi. *Essential Semiconductor Laser Device* Physics. 2nd. ed. (Philadelphia, PA, USA, IOP Publishing Ltd., 2025).
[31] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris. IEEE J. Quant. Electron., **39** (3), 404 (2003).
[32] Д.З. Гарбузов, А.В. Овчинников, Н.А. Пихтин, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, В.Б. Халфин. ФТП, **25** (5), 928 (1991).
[33] Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов, М.А. Иванов. ФТП, **28** (11), 1983 (1994).
[34] А.Ю. Лешко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Г.В. Скрынников, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, Н.В. Фетисова. ФТП, **34** (12), 1457 (2000).
[35] Л.Е. Воробьев, В.Л. Зерова, К.С. Борщев, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов, G. Belenky. ФТП, **42** (6), 753 (2008).
[36] G.E. Shtengel, R.F. Kazarinov, G.L. Belenky, C.L. Reynolds, jr. IEEE J. Quant. Electron., **33** (8), 1396 (1997).
[37] L.V. Asryan, S. Luryi, R.A. Suris. Appl. Phys. Lett., **81** (12), 2154 (2002).
[38] Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, З.Н. Соколова, И.С. Тарасов. ФТП, **38** (3), 374 (2004).
[39] З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян. Квант. электрон., **46** (9), 777 (2016).
[40] Z.N. Sokolova, N.A. Pikhtin, I.S. Tarasov, L.V. Asryan. J. Phys.: Conf. Ser., **740**, 012002 (2016). IOP PUBLISHING ISSN: 1742-6588 DOI: 10.1088/1742-6596/740/1/012002
[41] З.Н. Соколова, Д.А. Веселов, Н.А. Пихтин, И.С. Тарасов, Л.В. Асрян. ФТП, **51** (7), 998 (2017).
[42] З.Н. Соколова, Н.А. Пихтин, С.О. Слипченко, Л.В. Асрян. ФТП, **55** (12), 1229 (2021).
[43] L.V. Asryan, Z.N. Sokolova. J. Appl. Phys., **115** (2), 023107 (2014). dx.doi.org/10.1063/1.4861408
[44] Л.В. Асрян. Квант. электрон., **35** (12), 1117 (2005).
[45] K.J. Vahala, C.E. Zah. Appl. Phys. Lett., **52** (23), 1945 (1988).
[46] L.V. Asryan, S. Luryi. Appl. Phys. Lett., **83** (26), 5368 (2003).
[47] S.L. Chuang. *Physics of Photonic Devices*. 2nd ed. (N.Y., USA, Wiley, 2009).
[48] D.-S. Han, L.V. Asryan. Nanotechnology, **21** (1), 015201 (2010).
[49] D.-S. Han, L.V. Asryan. Appl. Phys. Lett., **92** (25), 251113 (2008).
[50] L.V. Asryan, Y. Wu, R.A. Suris. Appl. Phys. Lett., **98** (13), 131108 (2011).
[51] Z.N. Sokolova, N.A. Pikhtin, L.V. Asryan. J. Lightwave Technol., **36** (11), 2295 (2018).
[52] З.Н. Соколова, Л.В. Асрян. ФТП, **57** (8), 684 (2023).
[53] Л.В. Асрян. Квант. электрон., **49** (6), 522 (2019).
[54] C. Hammack, L.V. Asryan. Electron. Lett., **60** (24), e70117 (2024).
[55] C. Hammack, L.V. Asryan. IEEE J. Quant. Electron., **61** (1), 2000109 (2025).
[56] L.V. Asryan, R.A. Suris. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **3** (2), 148 (1997).

Редактор Г.А. Оганесян

Charge neutrality in semiconductor lasers

Z.N. Sokolova[1], *L.V. Asryan*[2]

[1] Ioffe Institute,
194021 St. Petersburg, Russia
[2] Virginia Polytechnic Institute and State University,
Blacksburg, VA 24061, USA

Abstract A short theoretical review of the problem of charge neutrality in semiconductor lasers is presented. It is shown that the global charge neutrality holds in laser structures at any pump currents both at steady-state and non-stationary conditions. In the context of injection lasers with a low-dimensional active region, the charge neutrality condition reads as equality of the total electron density in a bulk waveguide region and a low-dimensional active region to the total hole density in those regions. It is shown that, due to the fact that at high injection currents each of the electron and hole densities in the waveguide region is significantly higher than each of these densities in the active region, the global charge neutrality condition in the laser structure at such currents effectively reduces to the charge neutrality condition in the bulk waveguide region, and the local charge neutrality in the low-dimensional active region does not have to hold.