15

Пространственное распределение тока в полупроводниковых оптических усилителях с гребневым волноводом и активной областью на основе квантовых яма-точек

© А.А. Харченко[1], А.М. Надточий[2], Г.О. Корнышов[3], Н.Ю. Гордеев[3], А.С. Паюсов[3], Ю.М. Шерняков[3], А.А. Бекман[3], О.И. Симчук[1], Ю.С. Ткач[1], М.В. Максимов[1]

[1] Санкт-Петербургский национальный исследовательский Академический университет им. Ж.И. Алфёрова РАН, Санкт-Петербург, Россия
[2] Национальный исследовательский университет „Высшая школа экономики“, Санкт-Петербург, Россия
[3] Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

e-mail: antoshkerrr@gmail.com

Поступила в редакцию 06.05.2025 г.
В окончательной редакции 01.07.2025 г.
Принята к публикации 24.10.2025 г.

Экспериментально определено пространственное распределение тока накачки в активной области полупроводникового оптического усилителя на основе квантовых яма-точек путем нахождения в ней границ, разделяющих зоны усиления и поглощения при различных токах и длинах волн входящего излучения. Пространственная неоднородность распределения тока накачки для волновода шириной $5\,\mu$m составила менее 14%.

Ключевые слова: полупроводниковые оптические усилители, пространственная неоднородность усиления, ток прозрачности.

DOI: 10.61011/OS.2025.10.61947.8115-25

Полупроводниковые оптические усилители (ПОУ) диапазона 900–1100 nm являются ключевыми компонентами перестраиваемых лазеров, используемых в спектроскопии и оптической когерентной томографии — методе визуализации внутренней структуры биологических объектов с использованием света [1]. Гетероструктуры с активной областью InGaAs/GaAs „квантовые яма-точки“ (КЯТ) и волноводом GaAs/AlGaAs хорошо себя зарекомендовали в качестве прототипов ПОУ диапазона 1000–1100 nm [2]. Одним из направлений исследований и оптимизации подобных приборов является реализация пространственно-однородного усиления излучения в активной области ПОУ [3], поскольку неоднородность может приводить к ухудшению качества выходного сигнала. Среди основных причин пространственной неоднородности усиления можно выделить высокий темп поверхностной рекомбинации носителей заряда [4], что приводит к снижению заселенности приповерхностных областей в приборах с травлением через активную область; наличие латерального градиента плотности тока накачки в активной области [5,6]; наличие вертикального градиента концентрации носителей заряда из-за особенностей их транспорта в многослойных активных областях [7].

В настоящей работе экспериментально определено пространственное распределение тока накачки в активной области ПОУ путем нахождения в ней границ между зонами, находящимися в состоянии поглощения и усиления при различных токах и для различных длин волн излучения. За основу взята методика определения тока прозрачности, предложенная в работе [8].

На рис. 1 представлена упрощенная схема эксперимента. Исследуемый образец представляет собой ПОУ на основе волноводной $p-i-n$-гетероструктуры AlGaAs/GaAs, выращенной методом газофазной эпитаксии из металлоорганических соединений на подложке n^+-GaAs, разориентированной в направлении [111] на 6°.

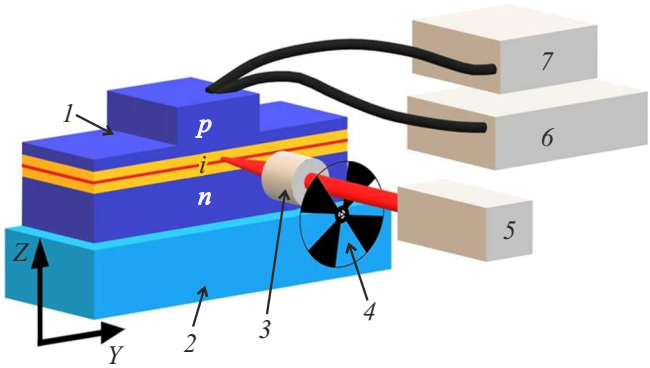

Рис. 1. Схема эксперимента: *1* — полупроводниковый оптический усилитель, включающий *p*-, *n*-AlGaAs-эмиттеры, *i* — GaAs-волноводный слой, в котором расположена активная область с КЯТ (обозначена красной линией); *2* — пьезоплатформа; *3* — микрообъектив; *4* — модулятор; *5* — лазер; *6* — синхронный детектор; *7* — источник постоянного тока.

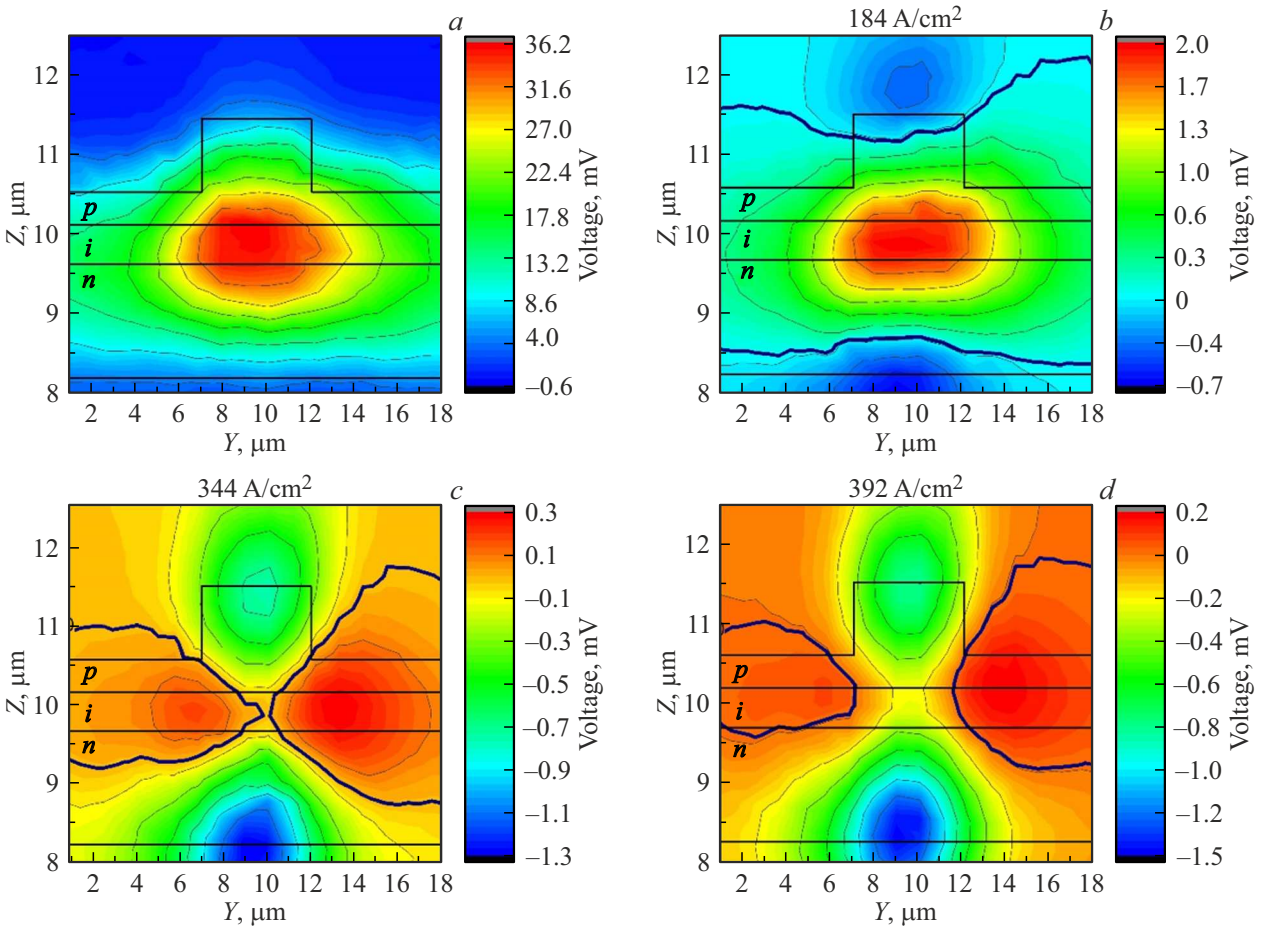

Рис. 2. Карты значений импульсов напряжения в зависимости от координаты сфокусированного излучения с длиной волны 1040 nm, полученные при значениях токов накачки: 0 (*a*), 4.6 (*b*), 8.6 (*c*), 9.8 mA (*d*). Утолщенной синей линией показана граница между зонами положительных и отрицательных импульсов (усиления и поглощения). Тонкими черными линиями показаны контуры образца и гетерограницы. На каждом из рисунков — индивидуальное соответствие между цветами и амплитудами напряжения.

Активная область состоит из пяти различных слоев КЯТ, разделенных спейсерами GaAs толщиной 40 nm. Слои КЯТ сформированы путем осаждения 4, 5, 6, 7 и 9 монослоев $In_{0.4}Ga_{0.6}As$ и соответствуют длинам волн основных оптических переходов 985, 1015, 1040, 1060 и 1075 nm. Из выращенной структуры были изготовлены образцы длиной 0.5 mm с узким гребневым волноводом шириной 5 μm. Формирование гребня проводилось плазмохимическим травлением *p*-слоя AlGaAs до остаточной толщины $\sim$ 300 nm. На поверхности гребня был сформирован электрический контакт.

Образец располагался на температурно-стабилизированном медном теплоотводе при 20 °C, который, в свою очередь, находился на пьезоплатформе, обеспечивающей позиционирование с точностью до 100 nm в трех направлениях. Модулированное по интенсивности излучение перестраиваемого лазера Sacher (990–1075 nm) фокусировалось на грань образца микрообъективом ($\times$100/NA0.5). На образец подавался непрерывный регулируемый ток накачки, и измерялась амплитуда импульсов напряжения на частоте модуляции излучения. Фокусировка излучения лазера Sacher в различных точках на торце чипа (координаты) приводит к преимущественному возбуждению поперечных мод, наиболее эффективно перекрывающихся с областью фокусировки. Это позволяет проводить поперечное сканирование взаимодействия входящего изучения с активной областью внутри волновода по координатам y и z (рис. 1). С учетом характеристик микрообъектива и выходного пучка перестраиваемого лазера пространственное разрешение такого сканирования было оценено как 1.4 μm.

В зависимости от степени заселенности носителями, которая определяется током накачки, возможны три различных варианта взаимодействия участка активной области с падающим на него излучением: поглощение, усиление и режим прозрачности. Подсветка образца при низкой исходной концентрации неравновесных носителей заряда приводит к поглощению излучения в активной области, генерации дополнительных электронно-дырочных пар и соответственно повышению заселенно-

сти носителями заряда, что, в свою очередь, приводит к увеличению напряжения на образце (оптическая накачка). При высокой исходной концентрации носителей заряда, если образец находится выше порога прозрачности на длине волны падающего излучения, последнее увеличивает скорость стимулированной излучательной рекомбинации. Это приводит к снижению концентрации неравновесных носителей заряда и соответственно к снижению напряжения на образце. При использовании модулированного во времени излучения измеряемые на частоте оптической модуляции импульсы напряжения будут иметь разную полярность в первом и втором случаях. Таким образом, можно определить — находится ли подсвеченная часть активной области в режиме поглощения или усиления, и подобрать значение тока накачки, при котором модулированная подсветка не будет вызывать появление импульсов напряжения, а исследуемый локальный участок активной области будет прозрачен для падающего излучения с данной длиной волны [2,8].

На рис. 2 представлены результаты измерений в виде пространственных карт торца образца, где цветовой шкалой показана измеренная амплитуда импульсов напряжения, знак которой отвечает за полярность, а координаты показывают место фокусировки излучения с длиной волны 1040 nm. Сверху над картами указаны значения токов накачки, при которых они были получены. В скобках указаны соответствующие значения плотности тока, протекающего через полосковый p-контакт. В отсутствие тока накачки (рис. 2, a) регистрируемые импульсы напряжения соответствуют фотоЭДС образца. Область наибольшей фотоЭДС находится в области волновода под полосковым p-контактом. Основываясь на этом факте, мы смогли нанести на карту контуры торца образца с соблюдением размеров профиля гребня и толщин p-, i-, n-слоев, как показано на рис. 2, a. На представленных картах ненулевые значения измеряемых импульсов лежат в пределах обозначенных границ прибора с учетом разрешения 1.4 μm.

При увеличении тока накачки до 4.6 mA амплитуда импульсов напряжения при фокусировке в области волновода под гребнем снижается с 36 до 2 mV (рис. 2, b). Помимо этого, фокусировка на верхней границе p-эмиттера и на нижней границе n-эмиттера приводит к возникновению отрицательных импульсов напряжения. Данный факт мы связываем с взаимодействием излучения с носителями заряда в высоколегированных слоях, в результате чего горячие носители заряда оказывают влияние на регистрируемые импульсы напряжения вплоть до изменения полярности. Однако эти явления не связаны с усилением в активной области, поэтому в дальнейшем рассмотрении мы ограничимся анализом только волноводного i-слоя. При увеличении тока до 8.6 mA (рис. 2, c) и фокусировке в центр волноводного слоя регистрируемые импульсы напряжения меняют знак на отрицательный. Это означает, что активная область в данной пространственной части переходит в

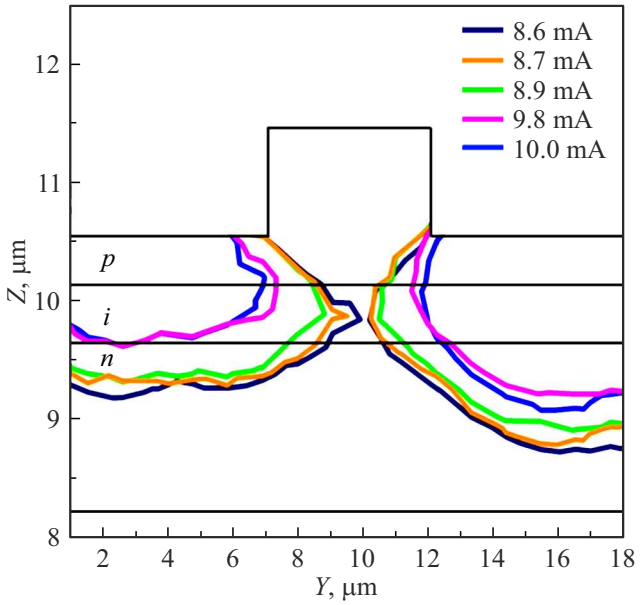

Рис. 3. Карта образца с границей между зоной усиления (центральная часть) и зоной поглощения в зависимости от тока накачки для длины волны 1040 nm. Тонкими черными линиями показаны контуры образца и гетерограницы.

режим усиления. При этом боковые части активной области все еще находятся в режиме поглощения. Границу между зонами усиления и поглощения мы обозначили на картах утолщенными синими изолиниями. При дальнейшем увеличении тока зона усиления в активной области плавно расширяется в латеральном направлении и при значении 9.8 mA (рис. 2, d) уже достигает ширины 5 μm, охватывая весь волновод под гребнем.

Пространственные карты импульсов напряжений были записаны с уменьшенным шагом тока накачки в интервале, соответствующем расширению зоны усиления от центра к краям гребня для длин волн 1040 и 1075 nm. На их основе были получены обобщенные карты образца с границами зоны усиления (центральная часть на рис. 3) при различных токах накачки. Из обобщенных карт были определены латеральные координаты границ между зонами усиления и поглощения в i-слое при различных токах накачки I для длин волн 1040 и 1075 nm (рис. 4, a, ось центрирована по середине гребня). Поскольку данные границы находятся в состоянии прозрачности, можно утверждать, что центральная часть волновода под гребнем переходит в режим прозрачности при меньших значениях тока накачки (обозначен как $I_{\min}$) по сравнению с боковыми областями, которые достигают состояния прозрачности при более высоких значениях тока. Полагая, что активная область однородна в плоскости $Y-Z$, мы считаем, что состояния прозрачности в ее различных точках будут соответствовать одинаковым значениям локальной плотности тока J_{tr}. Исходя из того, что в рассматриваемом малом диапазоне токов накачки характеристики

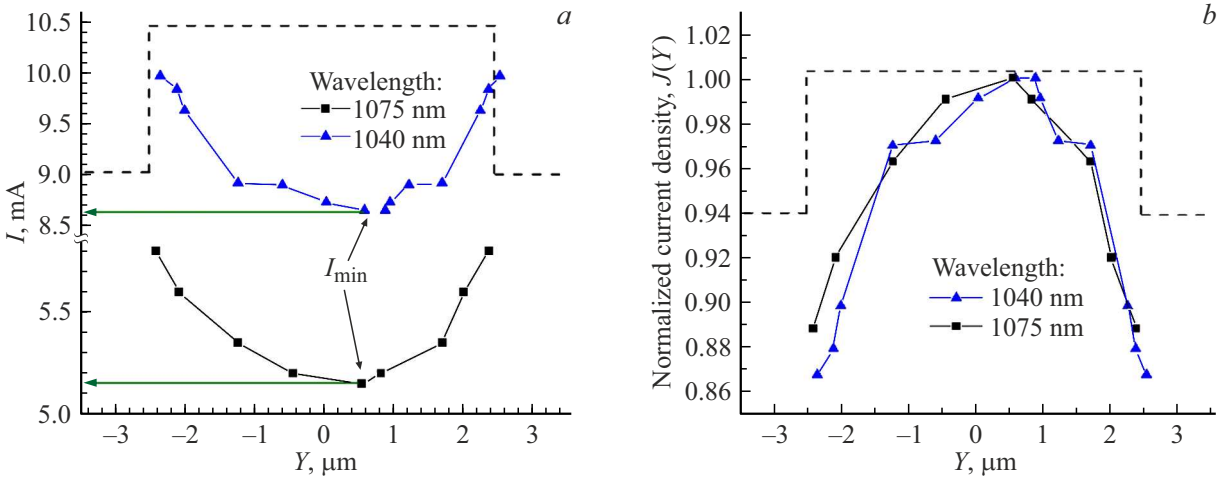

Рис. 4. (*a*) Значения токов накачки, при которых в активной области на соответствующем расстоянии от центра гребня (Y) достигаются условия прозрачности для длин волн излучения 1040 (синие линии) и 1075 nm (черные линии); (*b*) нормированные профили локальной плотности тока. Штриховыми линиями показан профиль гребня.

активной области меняются незначительно (времена жизни носителей, характеристики растекания тока и др.), можно считать, что латеральный профиль локальной плотности тока сохраняется, и увеличение тока накачки приводит к его пропорциональному масштабированию. Вышеизложенное можно записать в виде следующей пропорции:

$$\frac{J(Y)}{J_{\text{tr}}} = \frac{I_{\min}}{I}, \tag{1}$$

где $J(Y)$ — значение локальной плотности тока в точке с координатой Y при токе $I_{\min}$. Выражение (1) позволяет рассчитать нормированный на максимальное значение латеральный профиль локальной плотности тока как $J(Y) = I_{\min}/I$ (рис. 4, *b*).

Отметим, что профили, полученные для обеих длин волн, демонстрируют хорошее согласие и спад по краям гребня не более 14 %. Совпадение профилей, рассчитанное при исследовании на разных длинах волн, а следовательно, по различному уровню заселенностей носителями активной области, указывает на справедливость предположения о неизменности формы профиля локальной плотности тока в условиях эксперимента и проведенных вычислений. Так как оптическое усиление в окрестности тока прозрачности в первом приближении линейно зависит от тока накачки [9], латеральный профиль усиления будет иметь такую же форму, как и профиль локальной плотности тока, что может приводить к селекции оптических мод в лазерах полосковой конструкции за счет пространственно-неоднородного усиления. Также отметим, что спад локальной плотности тока на границе гребня до 86 % от максимума свидетельствует о том, что значительная часть инжектируемых носителей рекомбинирует вне области гребневого волновода, что может иметь значение для практического применения приборов такой конструкции. Для более точной оценки в дальнейшем будет проведен расчет профиля растекания тока и аппроксимация полученных данных.

Таким образом, предложен метод определения профиля латерального распределения тока в полосковых излучающих структурах. В поперечной плоскости образца с гребневым волноводом найдены границы, отделяющие участки активной области, находящиеся в состоянии усиления, от участков, находящихся в состоянии поглощения при различных токах накачки и длинах волн излучения. Полученные результаты позволили рассчитать латеральный профиль локальной плотности тока и оценить пространственное положение зоны оптического усиления в зависимости от тока накачки в ПОУ на основе чирпированных по длине волны КЯТ. Пространственная неоднородность распределения тока накачки в пределах гребня шириной 5 μm составила менее 14 %.

Благодарности

О.И. Симчук благодарит Министерство науки и высшего образования РФ (проект FSRM-2023-0010) за поддержку исследования морфологии торцов чипов методом атомно-силовой микроскопии. А.М. Надточий благодарит Программу фундаментальных исследований НИУ ВШЭ за поддержку работы в части математической обработки двумерных карт экспериментальных данных.

Финансирование работы

Исследование выполнено за счет гранта Российского научного фонда № 23-72-00038, https://rscf.ru/project/23-72-00038/.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] А.А. Лобинцов, М.В. Шраменко, С.Д. Якубович. Квант. электрон., **38**, 661 (2008).
[2] А.А. Харченко, А.М. Надточий, Ю.М. Шерняков, Н.Ю. Гордеев, А.С. Паюсов, А.А. Бекман, Г.О. Корнышов, О.И. Симчук, Ю.А. Салий, М.М. Кулагина, Н.А. Минтаиров, С.А. Калюжный, М.В. Максимов. ФТП, **58**, 313 (2024).
[3] D. Ban, E.H. Sargent. IEEE J. Quant. Electron., **36**, 1081 (2000).
[4] C. Cruz, C. Caló, F. Pommereau, A. Wilk, O. Delorme, N. Vaissiére, J. Decobert, H. Carrere. In: *2024 24th Int. Conf. Transparent Opt. Networks* (IEEE, 2024), p. 1–5.
[5] J. Fricke, H. Wenzel, A. Maaßdorf, C. Zink, M. Matalla, R. Unger, A. Knigge. Semicond. Sci. Technol., **37**, 095021 (2022).
[6] А.С. Паюсов, М.И. Митрофанов, Г.О. Корнышов, А.А. Серин, Г.В. Вознюк, М.М. Кулагина, В.П. Евтихиев, Н.Ю. Гордеев, М.В. Максимов, S. Breuer. Письма в ЖТФ, **47**, 51 (2021).
[7] M. Rossetti, P. Bardella, M. Gioannini, I. Montrosset. *Proc. 14th Eur. Conf. Integr. Opt. Tech. Exhib. Contrib. Invit.* (2008), p. 221.
[8] P.A. Andrekson, N.A. Olsson, T. Tanbun-Ek, R.A. Logan, D. Coblentz, H. Temkin. Electron. Lett., **28**, 171 (1992).
[9] L.A. Coldren, S.W. Corzine, M.L. Mashanovitch. *Diode Lasers and Photonic Integrated Circuits* (Wiley, 2012).