

# Влияние модулированного легирования активной области на одновременную генерацию через основное и возбужденное состояния в лазерах на квантовых точках

© Ю.М. Шерняков<sup>\*¶</sup>, М.В. Максимов<sup>\*+</sup>, А.Е. Жуков<sup>\*+</sup>, А.В. Савельев<sup>+</sup>, В.В. Корнев<sup>+</sup>,  
Ф.И. Зубов<sup>+</sup>, Н.Ю. Гордеев<sup>\*+</sup>, Д.А. Лившиц<sup>°</sup>

<sup>\*</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>+</sup> Санкт-Петербургский Академический университет — научно-образовательный центр нанотехнологий  
Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

<sup>°</sup> Innolume GmbH,  
44263 Дортмунд, Германия

(Получена 11 марта 2012 г. Принята к печати 16 марта 2012 г.)

Исследованы спектры лазерной генерации и ватт-амперные характеристики в широком диапазоне накачки лазеров на основе InAs/InGaAs квантовых точек, модулированно легированных примесью  $p$ -типа. Показано, что  $p$ -легирование приводит к существенному увеличению порога генерации на возбужденном оптическом переходе и позволяет получить большую мощность на основном переходе по сравнению с „нелегированными“ лазерами. Предложено объяснение особенностей двухуровневой генерации в лазерах на квантовых точках.

## 1. Введение

Перспективы улучшения свойств лазеров на квантовых точках (КТ) в последние годы связывают с использованием модулированного легирования активной области примесью  $p$ -типа [1]. Легирование спейсерных областей, расположенных в непосредственной близости от слоев КТ, примесью  $p$ -типа служит дополнительным источником дырок, компенсируя процесс их термического выброса с основного на близко расположенные более высокие уровни в валентной зоне, в результате чего уменьшается температурная зависимость основных параметров лазеров. Достигнута сверхвысокая температурная стабильность порогового тока и дифференциальной эффективности [2,3], а также эффективности модуляции и фактора уширения линии [4,5].

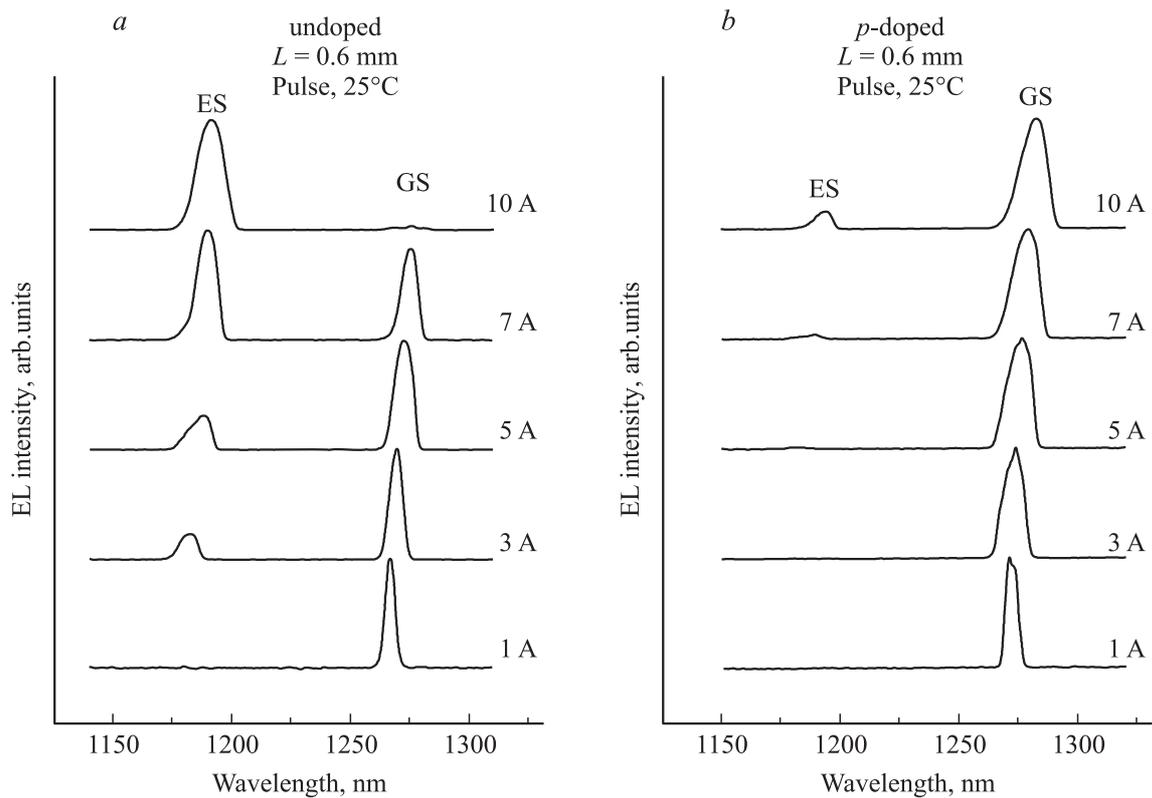
Особенностью КТ лазеров является возникновение при достаточно больших токах одновременной генерации на длине волны основного (GS) и первого возбужденного (ES) оптических переходов [6–8]. При этом для большинства применений, в том числе для оптической связи, интерес представляет только мощность, излучаемая на основном переходе (вблизи 1.3 мкм). Поэтому разработка методов, которые позволили бы подавить генерацию на возбужденном переходе и увеличить предельную мощность, излучаемую на основном переходе, является актуальной задачей. В данной работе будет показано, что  $p$ -легирование позволяет увеличить мощность излучения на основном оптическом переходе и предложено объяснение этого результата.

## 2. Эксперимент

Были исследованы спектры лазерной генерации и ватт-амперные характеристики в широком диапазоне токов накачки и температур как лазеров с  $p$ -легированной, так и нелегированной активной областью. Лазеры обоих типов имели одинаковую структуру и содержали 10 рядов квантовых точек InAs/InGaAs [9], разделенных спейсерными слоями GaAs толщиной 30 нм. Модулированное легирование осуществлялось в средней части каждого спейсерного слоя толщиной 10 нм. Концентрация акцепторной примеси (углерода) составляла  $5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ , что соответствует примерно 10 атомам акцепторной примеси на одну КТ в активной области. Лазеры имели полосковую конструкцию с шириной полоски 100 мкм. Просветляющие и отражающие покрытия на лазерные грани не наносились. Измерения проводились в импульсном режиме накачки, длительность импульсов составляла 0.5–1 мкс, частота следования — 1–2 кГц.

Вследствие большого насыщенного усиления на основном состоянии ( $G_{\text{sat}}$ ) активной области с 10 рядами КТ двухуровневая генерация в исследуемых лазерах с длиной резонатора более 2 мм не возникает вплоть до токов накачки 20 А, в отличие от лазеров, содержащих один ряд КТ, в которых двухуровневая генерация возникала при существенно меньших токах накачки [8]. Более раннюю генерацию на возбужденном переходе можно достичь путем увеличения оптических потерь ( $\alpha$ ) и приближения их к  $G_{\text{sat}}$ , например, уменьшая длину резонатора. Степень заселенности основного состояния ( $f_{e1}$ ) на пороге генерации в этом случае оказывается близкой к 1. Было определено, что в „нелегированном“ лазере при длинах резонатора 0.5 мм и менее генерация на основном переходе не возникает, а сразу начинается

¶ E-mail: yuri.shernyakov@mail.ioffe.ru



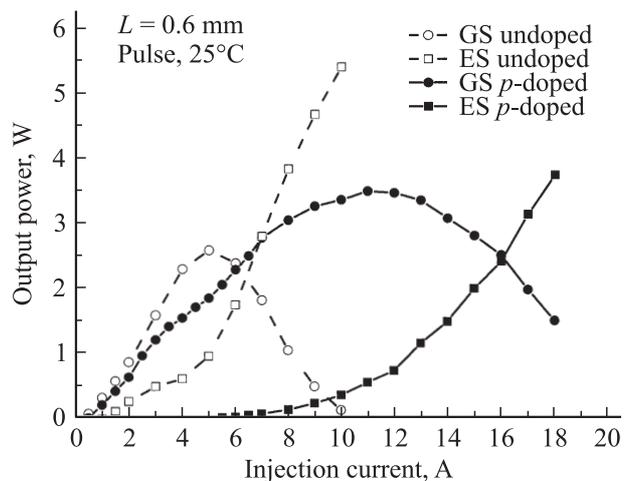
**Рис. 1.** Спектры генерации при различных токах накачки „нелегированного“ (а) и „ $p$ -легированного“ (б) лазеров. Gs (ES) соответствует полосе генерации на основном (первом возбужденном) оптическом переходе.

на возбужденном переходе. Поэтому для сравнительных экспериментов были выбраны лазеры с длиной резонатора 0.6 мм.

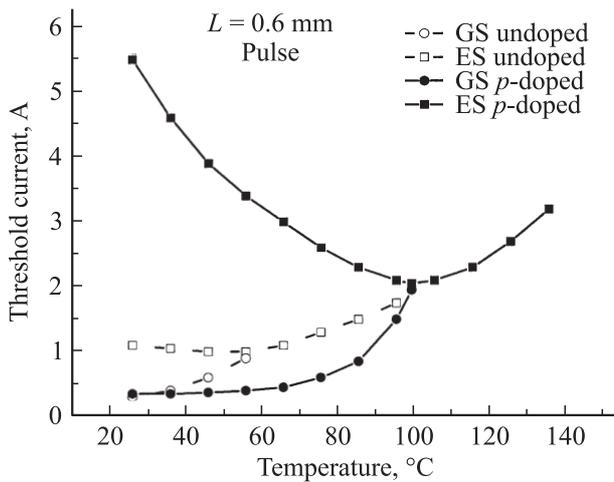
В „нелегированном“ лазере с увеличением тока накачки вначале возникает генерация на основном оптическом переходе ( $I_{th}^{GS} \approx 0.3$  А, длина волны около 1.27 мкм), а затем — на первом возбужденном ( $I_{th}^{ES} \approx 1.1$  А, длина волны около 1.17 мкм) (рис. 1, а). В лазере с  $p$ -легированием порог генерации на основном переходе ( $I_{th}^{GS} \approx 0.35$  А) несколько превышает значение в „нелегированном“ лазере. Тогда как генерация на возбужденном переходе возникает при существенно больших токах накачки ( $I_{th}^{ES} \approx 5.5$  А), при которых генерация на основном переходе в „нелегированном“ лазере уже практически прекращается (рис. 1, б). Отношение пороговых токов на возбужденном и основном переходах в „нелегированном“ лазере составляет 3.6, а в „ $p$ -легированном“ — 15. Таким образом, можно заключить, что  $p$ -легирование активной области приводит к увеличению порога двухуровневой генерации.

На рис. 2 показаны зависимости от тока накачки мощности спектральных компонент, соответствующих основному и первому возбужденному оптическим переходам. Мощности спектральных компонент определялись, как и в [8], путем измерения суммарной мощности излучения и интегрирования спектров излучения. Значения мощности приведены с учетом двух граней.

За порогом двухуровневой генерации мощность излучения на основном переходе продолжает возрастать, отклоняясь от линейной зависимости, а после достижения максимального значения падает с ростом тока. Интервал тока накачки, в котором продолжается рост



**Рис. 2.** Зависимости от тока накачки мощности спектральных компонент, соответствующих основному и первому возбужденному оптическим переходам, излучаемой „нелегированным“ (штриховые линии) и „ $p$ -легированным“ (сплошные линии) лазерами.



**Рис. 3.** Температурные зависимости пороговых токов генерации на основном и первом возбужденном переходах „нелегированного“ (штриховые линии) и „*p*-легированного“ (сплошные линии) лазеров.

мощности излучения основного состояния после начала двухуровневой генерации, в „нелегированном“ лазере составляет около 4 А, а в „*p*-легированном“ — около 6 А. Максимальная мощность излучения на основном переходе в „нелегированном“ лазере составляет 2.6 Вт, в то время как в „*p*-легированном“ она достигает 3.5 Вт.

При увеличении температуры порог генерации на основном переходе возрастает, а на возбужденном — уменьшается, при этом диапазон токов, в котором наблюдается только генерация на основном переходе, сужается (рис. 3). При превышении некоторой критической температуры (55°C в „нелегированном“ и 100°C в „*p*-легированном“ лазере) генерация на основном переходе оказывается недостижимой и в спектрах излучения остается только полоса генерации на возбужденном переходе, порог которой с дальнейшим ростом температуры резко возрастает. Таким образом, „*p*-легирование“ позволяет увеличить критическую температуру, до которой наблюдается генерация через основной переход.

### 3. Обсуждение

Для объяснения экспериментальных результатов примем ряд предположений, касающихся особенностей захвата и релаксации носителей заряда в структурах с квантовыми точками. Во-первых, будем учитывать, что релаксация электронов с возбужденного состояния на основное является медленным процессом, время которого может оказаться сравнимым со временем стимулированной рекомбинации (так называемый эффект „фоннного бутылочного горлышка“ [10]). Допустим также одинаковую степень заполнения основного ( $f_{h1}$ ) и возбужденного ( $f_{h2}$ ) дырочных уровней ( $f_{h1} = f_{h2} = f_h$ ) вследствие малого энергетического расстояния между

ними [11]. Кроме того, предположим, что скорость захвата дырок из матрицы на уровни в КТ меньше скорости захвата электронов вследствие большей эффективной массы дырок [12].

После достижения порога генерации на основном переходе степень заполнения возбужденного электронного состояния  $f_{e2}$  из-за низкой скорости релаксации электронов с возбужденного состояния на основное быстро возрастает с ростом тока накачки, обеспечивая линейное возрастание мощности лазерного излучения на основном переходе с ростом тока. Причем скорость возрастания  $f_{e2}$  тем больше, чем ближе степень заполнения основного электронного уровня  $f_{e1}$  к 1 на пороге генерации. После достижения  $f_{e2}$  порогового значения и возникновения генерации на возбужденном переходе рост степени заполнения возбужденного электронного состояния  $f_{e2}$  резко замедляется.

Асимметрия энергетического расположения электронных и дырочных уровней [11], как и медленный захват дырок, приводят к тому, что степень заполнения дырочных состояний  $f_h$  уменьшается с ростом уровня накачки. Это означает, что для поддержания пороговых условий для основного и возбужденного состояний соответствующие электронные степени заполнения ( $f_{e1}$  и  $f_{e2}$ ) должны возрастать с ростом уровня накачки. А поскольку рост  $f_{e2}$  при  $I > I_{th}^{ES}$  резко замедляется, возрастание  $f_{e1}$  приводит к уменьшению темпа релаксации электронов с возбужденного состояния на основное (пропорционального  $f_{e2}(1 - f_{e1})$ ) и к уменьшению мощности лазерного излучения на основном переходе. В конечном итоге при приближении  $f_{e1}$  к 1 темп захвата электронов на основное состояние сравнивается с темпом тепловых выбросов и мощность лазерного излучения на основном переходе падает практически до нуля. Особенно сильно этот эффект проявляется в случае коротких лазеров с большими потерями на вывод излучения, в которых лазерная генерация на основном состоянии соответствует почти полному заселению основного электронного уровня ( $1 - f_{e1} \ll 1$ ).

При легировании акцепторной примесью активной области для сохранения электронейтральности степень заполнения квантовых точек дырками увеличивается. В режиме динамического равновесия при лазерной генерации это достигается за счет увеличения темпа захвата дырок в квантовые точки. В результате эффект уменьшения заселенности дырочных уровней и гашения генерации через основное состояние с ростом тока проявляется слабее, что экспериментально подтверждается наблюдаемыми особенностями двухуровневой генерации в „*p*-легированных“ лазерах на КТ. Кроме того, большее значение  $f_h$  при лазерной генерации только через основное состояние в „*p*-легированных“ лазерах приводит к меньшему значению  $f_{e1}$ , так как их сумма постоянна и определяется пороговым условием  $f_{e1} + f_h = 1 + \alpha/G_{sat}$ . Вследствие этого  $f_{e2}$  медленнее растет с током в диапазоне  $I_{th}^{GS} < I < I_{th}^{ES}$ , что приводит

к более позднему началу лазерной генерации на возбужденном состоянии.

#### 4. Заключение

Таким образом, показано, что модулированное *p*-легирование активной области на уровне 10 акцепторных атомов на одну КТ приводит к значительному увеличению порога генерации на возбужденном состоянии и позволяет увеличить диапазон тока, в котором происходит рост интенсивности основной полосы излучения, и тем самым получить большую мощность на основном состоянии по сравнению с „нелегированными“ лазерами. Падение мощности полосы излучения, связанной с основным состоянием КТ, и другие особенности двухуровневой генерации в „нелегированных“ и „*p*-легированных“ лазерах могут быть объяснены относительно медленным захватом дырок на уровне КТ, а также низкой скоростью релаксации электронов с возбужденного на основное состояние КТ и тепловым равновесием между дырками на основном и возбужденном состоянии.

Работа выполнена при поддержке Программы фундаментальных исследований РАН, ОНИТ РАН и РФФИ.

#### Список литературы

- [1] O.B. Shchekin, D.G. Deppe. Appl. Phys. Lett., **80** (18), 3277 (2002).
- [2] S. Fathpour, Z. Mi, P. Bhattacharya, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, I.L. Krestnikov, A.V. Kozhukhov, N.N. Ledentsov. Appl. Phys. Lett., **85** (22), 5164 (2004).
- [3] S.S. Mikhrin, A.R. Kovsh, I.L. Krestnikov, A.V. Kozhukhov, D.A. Livshits, N.N. Ledentsov, Yu.M. Shernyakov, I.I. Novikov, M.V. Maximov, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov. Semicond. Sci. Technol., **20** (5), 340 (2005).
- [4] M. Ishida, N. Hatori, K. Otsubo, T. Yamamoto, Y. Nakata, H. Ebe, M. Sugawara, Y. Arakawa. Electron. Lett., **43** (4), 219 (2007).
- [5] D.-Y. Cong, A. Martinez, K. Merghem, A. Ramdane, J.-G. Provost, M. Fischer, I. Krestnikov, A. Kovch. Appl. Phys. Lett., **92**(19), 191 109 (2008).
- [6] A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, D.A. Livshits, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov. Semicond. Sci. Technol., **18** (8), 774 (2003).
- [7] A. Markus, J.X. Chen, O. Gauthier-Lafaye, J.-G. Provost, C. Paranthoen, A. Fiore. IEEE J. Select. Topics Quant. Electron., **9** (5), 1308 (2003).
- [8] А.Е. Жуков, М.В. Максимов, Ю.М. Шерняков, Д.А. Лившиц, А.В. Савельев, Ф.И. Зубов, В.В. Клименко. ФТП, **46** (2), 241 (2012).
- [9] M.V. Maximov, A.F. Tsatsul'nikov, B.V. Volovik, D.S. Sizov, Yu.M. Shernyakov, I.N. Kaiander, A.E. Zhukov, A.R. Kovsh, S.S. Mikhrin, V.M. Ustinov, Zh.I. Alferov. Phys. Rev. B, **62** (24), 16 661 (2000).
- [10] M. Sugawara, K. Mukai, H. Shoji. Appl. Phys. Lett., **71** (19) 2791 (1997).
- [11] E.A. Viktorov, P. Mandel, Y. Tanguy, J. Houlihan, G. Huyet. Appl. Phys. Lett., **87** (5), 053 113 (2005).
- [12] L.V. Asryan, R.A. Suris, Semicond. Sci. Technol., **11** (4), 554 (1996).

Редактор Л.В. Беляков

#### Effect of modulation doping of the active region on simultaneous ground- and excited-state lasing in quantum dot lasers

Yu.M. Shernyakov<sup>\*,+</sup>, M.V. Maximov<sup>\*,+</sup>,  
A.E. Zhukov<sup>\*,+</sup>, A.V. Savelyev<sup>+</sup>, V.V. Korenev<sup>+</sup>,  
F.I. Zubov<sup>+</sup>, N.Yu. Gordeev<sup>\*,+</sup>, D.A. Livshits<sup>°</sup>

\* Ioffe Physical-Technical Institute  
of Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia  
+ St. Petersburg Academic University —  
Nanotechnology Research and Education Centre  
of Russian Academy of Sciences  
194021 St. Petersburg, Russia  
° Innolume GmbH,  
44263 Dortmund, Germany

**Abstract** Lasing spectra and light-power characteristics of lasers based on InAs/InGaAs quantum dots with modulation *p*-type doping are studied in wide ranges of injection current and temperatures. It is shown that *p*-type doping results in a significant increase in threshold current for excited state lasing and allows one to reach higher ground state output power as compared to devices with undoped active region. An explanation for peculiarities of two-state lasing in quantum dot devices is suggested.