

09;07.3

## Нагрев квантового каскадного лазера при импульсной накачке: теория и эксперимент

© И.И. Врубель<sup>1</sup>, Е.Д. Черотченко<sup>1</sup>, Д.А. Михайлов<sup>1</sup>, И.И. Новиков<sup>2</sup>, Д.С. Папылев<sup>2</sup>, Д.В. Чистяков<sup>1</sup>, Н.Г. Дерягин<sup>1</sup>, В.Ю. Мыльников<sup>1</sup>, С.Х. Абдулразак<sup>1</sup>, В.В. Дюделев<sup>1</sup>, Г.С. Соколовский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

<sup>2</sup> Университет ИТМО, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: echerotchenko@gmail.com

Поступило в Редакцию 20 ноября 2023 г.

В окончательной редакции 13 декабря 2023 г.

Принято к публикации 13 декабря 2023 г.

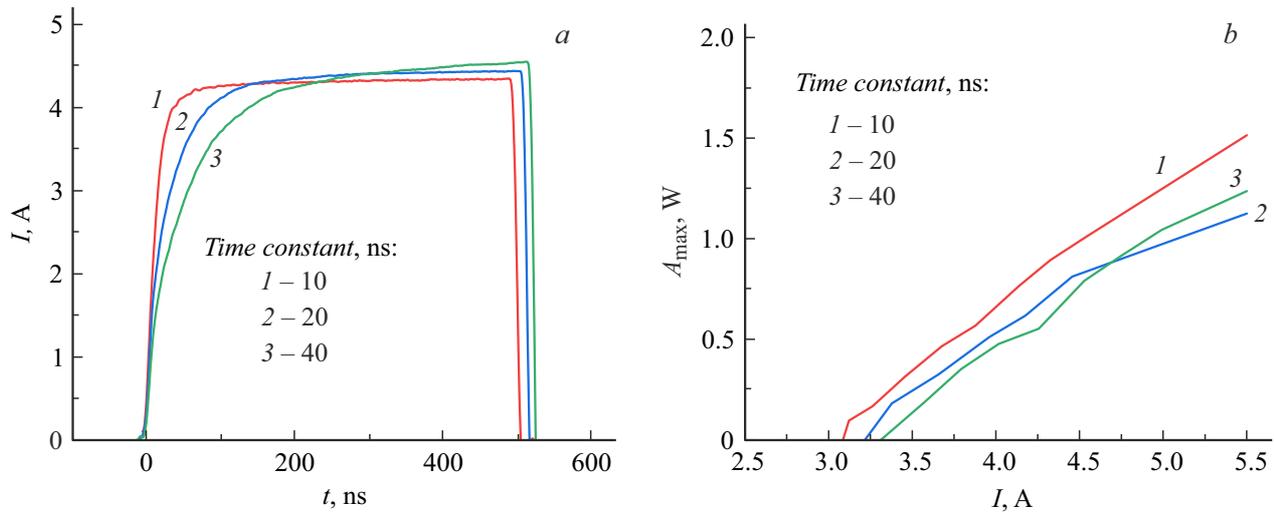
Рассмотрены особенности температурного режима работы активной области квантового каскадного лазера при импульсной токовой накачке. Показано, что при уменьшении крутизны переднего фронта импульса накачки значение порогового тока сдвигается в сторону больших значений на десятки миллиампер, что связано с интенсивным нагревом активной области квантового каскадного лазера в первые моменты времени после начала накачки. Для описания эксперимента предложена модель, основанная на термодиффузионном приближении. Исследование временной зависимости интенсивности излучения лазера показывает, что в интервале сотен наносекунд после начала импульса накачки активируется передача мощности в основной теплоотвод системы, при этом его эффективность достигает 50–75% от полной потребляемой мощности, что значительно снижает скорость нагрева активной области.

**Ключевые слова:** интегральная оптика, квантово-каскадный лазер.

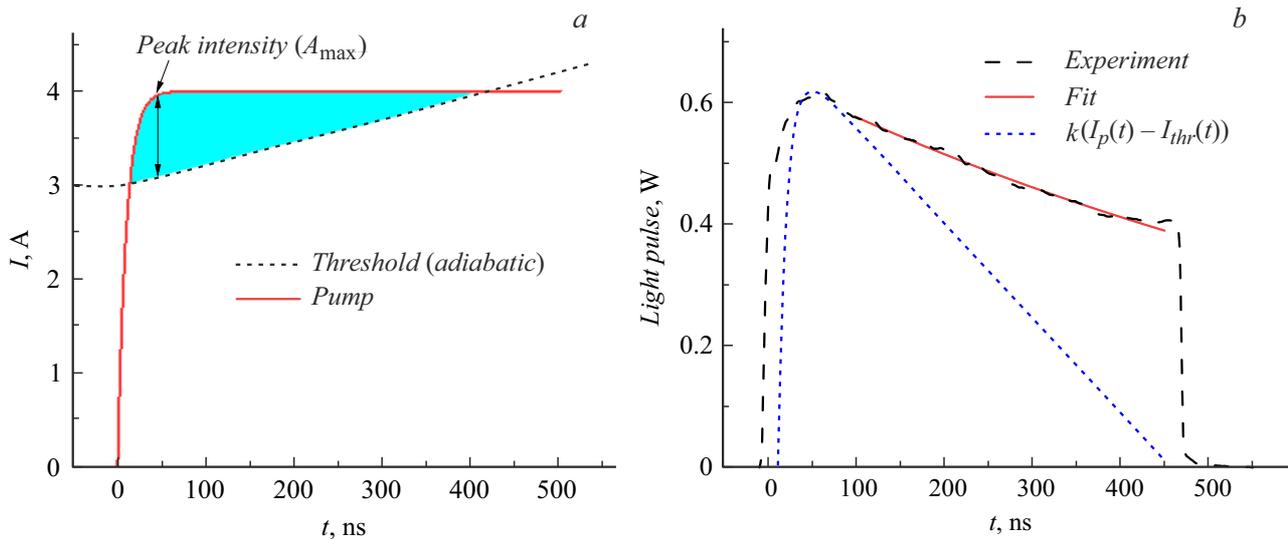
DOI: 10.61011/PJTF.2024.07.57460.19807

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) — униполярные полупроводниковые устройства, излучающие в среднем и дальнем инфракрасном диапазонах. Идея, предложенная в 1971 г. [1] и впервые экспериментально реализованная в 1994 г. [2], сегодня является универсальной платформой для решения множества прикладных задач в различных направлениях, таких как биомедицина [3], компоненты для систем безопасности [4], мониторинг окружающей среды [5], а также беспроводная оптическая связь [6]. Столь широкий круг приложений связан с уникальными свойствами среднего инфракрасного диапазона, в котором находятся интенсивные линии поглощения различных молекул, а также два окна прозрачности атмосферы. На данный момент одной из основных задач развития технологии ККЛ является увеличение коэффициента полезного действия, что представляет собой нетривиальную задачу [7]. Несмотря на то что эффективность квантовых каскадных лазеров достигает десятков процентов [8], энергия, выделяемая при работе в виде тепла, воздействует на основные параметры ККЛ даже при работе в импульсном режиме накачки. Избыточный нагрев активной области лазера приводит к изменению пороговых характеристик и деградации лазерного излучения. Как следствие, возможный перегрев активной области ухудшает функциональные характеристики лазера, затрудняет реализацию режима постоянной генерации и требует аккуратного учета влияния внешних условий на функционирование ККЛ. В настоящей работе исследуется динамика нагрева активной области ККЛ при импульсной накачке в субмикросекундном диапазоне.

В эксперименте использовались образцы ККЛ, аналогичные применяемым в работах [9–11]. На базе пикового значения мощности излучения были построены ватт-амперные характеристики ККЛ, где изменяемым параметром являлась постоянная времени переднего фронта импульса накачки. Ватт-амперные характеристики измерялись в импульсном режиме работы ККЛ с частотой повторения импульсов 11.5 kHz с длительностью импульса накачки 500 ns. Измерение средней мощности проводилось измерителем мощности Thorlabs PM100 с калиброванным термоэлектрическим датчиком S401C. Динамические характеристики излучения исследовались с помощью термоэлектрически охлаждаемого фотоприемника Vigo Systems PVI-4TE-10.6 с полосой пропускания 1 GHz, работающего при обратном смещении. Для анализа рассматривается режим накачки с амплитудой тока 4.5 А. Методика измерений также представлена в работе [12]. Импульсы тока, изображенные на рис. 1, а, характеризуются различной крутизной переднего фронта, которая настраивалась путем подстройки электрической схемы накачки ККЛ таким образом, чтобы увеличить активное сопротивление цепи без изменения реактивного сопротивления. Увеличение задержки между началом импульса тока и достижением порога приводит к тому, что мощность, выделившаяся в виде тепла, нагревает объем активной области, что приводит к ее перегреву на единицы градусов относительно стартовых условий и уменьшает мгновенную пиковую мощность оптического сигнала ( $A_{\max}$ ). Это, в свою очередь, приводит к смещению порогового тока  $I_{thr}$  на единицы процентов (десятки миллиампер) при



**Рис. 1.** *a* — временная зависимость силы тока накачки генератора с перестраиваемой постоянной времени 10, 20 и 40 ns при одинаковой равновесной амплитуде 4.5 А. *b* — ватт-амперная характеристика образца ККЛ, измеренная по пиковому значению интенсивности излучения ( $A_{\max}$ ), для импульсов накачки, приведенных на фрагменте *a*.



**Рис. 2.** *a* — модельная временная развертка силы тока импульса накачки, аппроксимирующая экспериментальные измерения (сплошная линия), и величины порогового тока, рассчитанные в приближении адиабатического режима тепловыделения (пунктирная линия). Временной интервал, в котором сила тока накачки превышает пороговое значение (закрашенная область), соответствует наличию излучения. Стрелкой показана накачка в момент времени, соответствующий максимальному пиковому значению интенсивности  $A_{\max}$ . *b* — экспериментально измеренная временная развертка импульса излучения при силе тока накачки 4.5 А (штриховая линия) и ее экспоненциальная аппроксимация (сплошная линия) в области вдали от переходных процессов. Пунктирная линия — теоретическая оценка интенсивности излучения, полученная в предположении об экспоненциальной форме переднего фронта импульса накачки и адиабатическом режиме энерговыделения.

измерении ватт-амперной характеристики (рис. 1, *b*):

$$I_{thr}(T) = I_{thr} \exp\left(\frac{T}{T_0}\right) \approx I_{thr} \left(1 + \frac{T(t)}{T_0}\right). \quad (1)$$

Детальная информация о динамике нагрева активной области может быть получена при исследовании временной развертки импульса излучения. На рис. 2, *a* схематично представлено модельное описание процес-

сов, происходящих в ККЛ при импульсной накачке. Сплошная кривая символизирует реалистичную кривую импульса накачки, обобщающую экспериментальные данные, представленные на рис. 1, *a*. Пунктирная кривая имитирует поведение порогового тока в предположении, что тепловой режим работы активной области является адиабатическим, т.е. без обмена энергией с окружающей средой. Область, в которой ток накачки

превышает пороговое значение, т.е. моменты времени, когда лазер способен излучать, закрашена. Форма обозначенной области позволяет сделать следующие выводы. Во-первых, наличие максимума на временной развертке сигнала излучения обусловлено пороговым током, линейно растущим со временем, что справедливо в адиабатическом приближении при накачке постоянной мощностью. Во-вторых, начиная с определенного момента времени установившегося значения тока накачки становится недостаточно для преодоления порога, что приведет к выключению генерации.

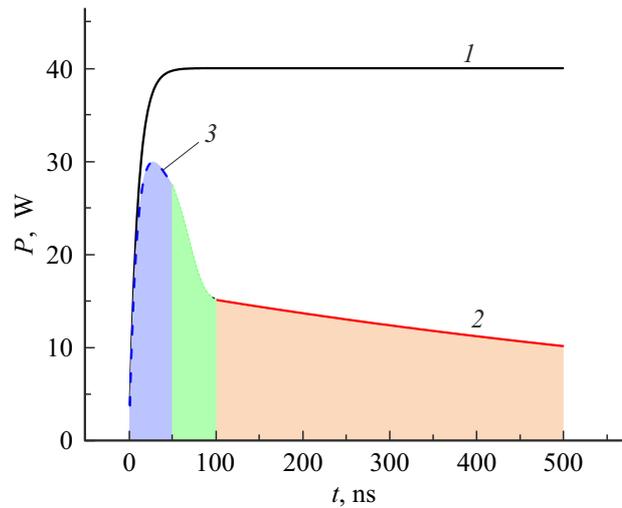
Сравнение представленной теоретической модели с экспериментом выявляет существенные различия (рис. 2, *b*). Излучение ККЛ падает примерно на треть к концу импульса длительностью 500 ns, что свидетельствует о существенной переоценке снижения интенсивности излучения при использовании адиабатического приближения. Обработка ватт-амперных характеристик, представленных на рис. 1, *b*, показывает, что независимо от крутизны переднего фронта импульса накачки дифференциальная эффективность (наклон ватт-амперной характеристики) равна  $k = 0.6 \text{ W/A}$ . Тогда в предположении, что величина порогового тока является функцией времени, значение интенсивности излучения при условиях, обеспечивающих генерацию, равно  $A(t) = k(I_p(t) - I_{thr}(t))$ , где  $I_p$  — ток накачки. Значит, после выхода величины тока накачки на равновесное значение производная по времени от измеренной интенсивности излучения характеризует только скорость изменения порогового тока:

$$I'_{thr}(t) = -k^{-1}A'(t). \quad (2)$$

Оценка экспериментальных данных для временной развертки излучения лазера показывает, что при установившейся накачке сигнал ККЛ хорошо аппроксимируется экспоненциальной функцией  $A(t) = P_A \exp(-t/\tau_A)$ , где  $P_A = 0.65 \text{ W}$ , а  $\tau_A = 1 \mu\text{s}$ . Это означает, что скорость уменьшения интенсивности излучения подчиняется следующей оценке:  $A'(t) = -\frac{P_A}{\tau_A} \exp(-t/\tau_A)$ . Таким образом, через 100 и 450 ns после начала импульса с равновесным значением силы тока  $I_0 = 4.5 \text{ A}$  скорость убывания сигнала равна  $-0.6$  и  $-0.4 \text{ mW/ns}$ . Эти значения после подстановки в формулу (2), связывающую временное изменение порогового тока и интенсивности излучения, дают оценку скорости изменения порогового тока порядка 1 и  $0.7 \text{ mA/ns}$  в начале и в конце импульса соответственно.

В адиабатическом приближении изменение порогового тока описывается формулой (1), где  $T_0$  — температурная постоянная изменения порогового тока, измеренная для исследованного образца прямым методом и равная  $125 \text{ K}$  [13]. В этом случае при бесконечно быстром нарастании переднего фронта импульса накачки температура будет меняться со скоростью

$$T_{adiab}(t) = \frac{UI_0 t}{C_{AR}}, \quad (3)$$



**Рис. 3.** Временная развертка полной потребляемой мощности (черная линия 1) и ее часть, расходуемая на нагрев активной области, рассчитанная в результате обработки экспериментально измеренной скорости деградации мощности излучения (красная линия 2) и в рамках модели малой утечки тепла от адиабатически нагреваемой активной области (синяя линия 3). Зеленая область иллюстрирует переходный процесс между указанными режимами. Цветовое заполнение обозначает площадь под кривой, позволяющую в дальнейшем сделать оценки температуры лазерного чипа. Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи.

где  $C_{AR} = c\rho V$  — теплоемкость активной области,  $I_0$  — стационарное значение силы тока накачки. Подставляя сюда актуальные значения силы тока, напряжения, характерного объема активной области и средние значения плотности и теплоемкости для полупроводникового соединения активной области [14,15], можно получить характерное значение  $T_{adiab}(t) = t \cdot 0.1 \text{ K/ns}$ . Тогда скорость изменения порогового тока равна  $2.4 \text{ mA/ns}$ , что примерно в 2.5 и 4 раза больше, чем значения, определенные экспериментально через 100 и 450 ns после начала импульса. Исходя из этого можно сделать вывод, что за 100 ns температурный профиль в окрестностях активной области обеспечивает отведение большей части мощности, потребляемой устройством.

Рис. 3 обобщает полученные результаты. Кривая 1 отображает полную потребляемую мощность в предположении о реалистичной крутизне переднего фронта импульса накачки с заданными параметрами. Кривая 2 отображает мощность, расходуемую на нагрев активной области  $P_{heating}$ , полученную в результате обработки экспериментальных данных о форме импульса  $A(t)$  следующим образом:

$$P_{heating} = \frac{dQ_{heating}}{dt} = C_{AR} \frac{dT}{dt} = C_{AR} \frac{T_0}{I_{thr}} I'_{thr}(t) = -C_{AR} \frac{T_0}{I_{thr}} \frac{A'(t)}{k}, \quad (4)$$

что после подстановки  $A'(t)$  превращается в

$$P_{heating}(t) = \frac{C_{AR}T_0P_A}{I_{thr}k\tau_A} e^{-\frac{t}{\tau_A}}. \quad (5)$$

Видно, что температурный баланс, установившийся в интервале сотен наносекунд, при экстраполяции кривой 2 на рис. 3 в область единиц наносекунд неверно оценивает процессы, происходящие в момент появления импульса накачки, так как значение мощности, потребляемой на нагрев активной области, будет превосходить ее полное значение.

Для понимания этого расхождения рассмотрим следующую модель. Пусть энергия, выделяющаяся в самом начале импульса накачки, приводит к однородному нагреву активной области по адиабатическому закону. Пусть энергия, покидающая объем активной области, незначительна и распределяется по толщине обкладки так, что ее температура подчиняется экспоненциальному закону  $T(t, z) = T_{adiab}(t) \exp(-\frac{z}{2\sqrt{\alpha t}})$ , где  $\alpha$  — коэффициент термодиффузии [ $\text{cm}^2/\text{s}$ ],  $z$  — координата в направлении роста структуры внутри обкладки,  $t$  — время с момента начала накачки. В таком случае утечка тепла из объема активной области определяется градиентом температуры на ее границе с материалом обкладки:

$$P_{leakage}(t) = -\kappa S \frac{\partial T}{\partial z}(t, z = 0), \quad (6)$$

где  $\kappa$  — коэффициент теплопроводности обкладки,  $S$  — площадь лазера. Пока утечка мала, парциальный вклад от потребляемой мощности в нагрев активной области в приближении реалистичного фронта импульса накачки может быть оценен как

$$P_{leakage}(t) = \kappa S \frac{U \int_0^t I_p(x) dx}{C_{AR}} \frac{1}{2\sqrt{\alpha t}}. \quad (7)$$

Тогда мощность, расходуемая на нагрев активной области, равна  $P_{heating}(t) = P_{total}(t) - P_{leakage}(t)$ . График этой функции в интервале 0–50 ns представлен на рис. 3 линией 3. Видно, что в области 0–30 ns данная кривая близка к адиабатическому приближению. Обозначенная граница в 30 ns соответствует моменту, когда диффузия фононов в обкладке характеризуется пространственной постоянной  $2\sqrt{\alpha t} \approx 2\mu\text{m}$  (для InP), что соизмеримо с толщинами активной области и обкладки, равными 2 и 4  $\mu\text{m}$  соответственно. Это можно трактовать следующим образом: первые 50 ns с момента подачи импульса большая часть выделяемой тепловой энергии расходуется практически адиабатически на прогрев активной области, но некоторая часть энергии диффундирует в обкладки, создавая первичный канал утечки тепла. В интервале 50–100 ns в обкладке происходит выравнивание градиента температур, что делает температуру практически линейной функцией толщины обкладки. После 100 ns открывается полноценный канал

утечки выделяющейся тепловой энергии в радиатор. После 450 ns градиент температур в обкладке меняется медленно, а его полное увеличение при переходе к стационарному режиму не более чем двукратное, так как уже через 450 ns имеющийся градиент отводит порядка 75% выделяемой мощности.

Таким образом, в работе рассмотрено влияние разогрева активной области на функционирование ККЛ в импульсном режиме. Показано, что при работе с субмикросекундной длительностью импульса тепловой режим устройства может быть обусловлен тремя фазами. Первая фаза (в интервале 0–50 ns) характеризуется практически адиабатическим прогревом активной области и созданием предварительного (нелинейного) градиента температур в обкладках. Вторая фаза (50–100 ns) сопровождается дальнейшим прогревом обкладок, что создает практически постоянный градиент температур в окрестности активной области. На третьей фазе (100–500 ns) оканчивается формирование постоянного градиента в области обкладки и начинается полноценный отвод тепла в объем радиатора. В этом интервале времени на нагрев активной области расходуется небольшая часть полной выделяемой мощности. Проведенное исследование формирует теоретическую основу для систематического подхода к разработке конструкции новых, более эффективных ККЛ.

## Финансирование работы

Работа выполнена в рамках проекта РНФ № 23-29-00930.

## Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

- [1] Р.Ф. Казаринов, Р.А. Сурис, ФТП, **5** (4), 797 (1971). [R. Kazarinov, R. Suris, Sov. Phys. Semicond., **5** (4), 707 (1971)].
- [2] J. Faist, F. Capasso, D.L. Sivco, C. Sirtori, A.L. Hutchinson, A.Y. Cho, Science, **264** (5158), 553 (1994). DOI: 10.1126/science.264.5158.553
- [3] P.I. Abramov, E.V. Kuznetsov, L.A. Skvortsov, M.I. Skvortsova, J. Appl. Spectrosc., **86** (1), 1 (2019). DOI: 10.1007/s10812-019-00775-8
- [4] R.J. Grasso, Proc. SPIE, **9933**, 99330F (2016). DOI: 10.1117/12.2238963
- [5] B. Panda, A. Pal, S. Chakraborty, M. Pradhan, Infrared Phys. Technol., **125**, 104261 (2022). DOI: 10.1016/j.infrared.2022.104261
- [6] X. Pang, O. Ozolins, L. Zhang, R. Schatz, A. Udalcovs, X. Yu, G. Jacobsen, S. Popov, J. Chen, S. Lourduoss, Phys. Status Solidi A, **218** (3), 2000407 (2021). DOI: 10.1002/pssa.202000407

- [7] A. Evans, S.R. Darvish, S. Slivken, J. Nguyen, Y. Bai, M. Razeghi, *Appl. Phys. Lett.*, **91** (7), 071101 (2007). DOI: 10.1063/1.2770768
- [8] F. Wang, S. Slivken, D.H. Wu, M. Razeghi, *Opt. Express*, **28** (12), 17532 (2020). DOI: 10.1364/OE.394916
- [9] E. Cherotchenko, V. Dudelev, D. Mikhailov, G. Savchenko, D. Chistyakov, S. Losev, A. Babichev, A. Gladyshev, I. Novikov, A. Lutetskiy, D. Veselov, S. Slipchenko, D. Denisov, A. Andreev, I. Yarotskaya, K. Podgaetskiy, M. Ladugin, A. Marmalyuk, N. Pikhtin, L. Karachinsky, V. Kuchinskii, A. Egorov, G. Sokolovskii, *Nanomaterials*, **12** (22), 3971 (2022). DOI: 10.3390/nano12223971
- [10] А.В. Бабичев, В.В. Дюделев, А.Г. Гладышев, Д.А. Михайлов, А.С. Курочкин, Е.С. Колодезний, В.Е. Бугров, В.Н. Неведомский, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, Д.В. Денисов, А.С. Ионов, С.О. Слипченко, А.В. Лютецкий, Н.А. Пихтин, Г.С. Соколовский, А.Ю. Егоров, *Письма в ЖТФ*, **45** (14), 48 (2019). DOI: 10.21883/PJTF.2019.14.48025.17824 [A.V. Babichev, V.V. Dudelev, A.G. Gladyshev, D.A. Mikhailov, A.S. Kurochkin, E.S. Kolodeznyi, V.E. Bougrov, V.N. Nevedomskiy, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, D.V. Denisov, A.S. Ionov, S.O. Slipchenko, A.V. Lutetskiy, N.A. Pikhtin, G.S. Sokolovskii, A.Yu. Egorov, *Tech. Phys. Lett.*, **45** (7), 735 (2019). DOI: 10.1134/S1063785019070174].
- [11] А.В. Бабичев, А.Г. Гладышев, А.В. Филимонов, В.Н. Неведомский, А.С. Курочкин, Е.С. Колодезний, Г.С. Соколовский, В.Е. Бугров, Л.Я. Карачинский, И.И. Новиков, А. Bousseksou, А.Ю. Егоров, *Письма в ЖТФ*, **43** (14), 64 (2017). DOI: 10.21883/PJTF.2017.14.44833.16776 [A.V. Babichev, A.G. Gladyshev, A.V. Filimonov, V.N. Nevedomskii, A.S. Kurochkin, E.S. Kolodeznyi, G.S. Sokolovskii, V.E. Bugrov, L.Ya. Karachinsky, I.I. Novikov, A. Bousseksou, A.Yu. Egorov, *Tech. Phys. Lett.*, **43** (7), 666 (2017). DOI: 10.1134/S1063785017070173].
- [12] В.В. Дюделев, Д.А. Михайлов, А.В. Бабичев, А.Д. Андреев, С.Н. Лосев, Е.А. Когновицкая, Ю.К. Бобрецова, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, А.Г. Гладышев, Д.В. Денисов, И.И. Новиков, Л.Я. Карачинский, В.И. Кучинский, А.Ю. Егоров, Г.С. Соколовский, *Квантовая электроника*, **50** (2), 141 (2020). [V.V. Dudelev, D.A. Mikhailov, A.V. Babichev, A.D. Andreev, S.N. Losev, E.A. Kognovitskaya, Yu.K. Bobretsova, S.O. Slipchenko, N.A. Pikhtin, A.G. Gladyshev, D.V. Denisov, I.I. Novikov, L.Ya. Karachinsky, V.I. Kuchinskii, A.Yu. Egorov, G.S. Sokolovskii, *Quantum Electron.*, **50** (2), 141 (2020). DOI: 10.1070/QEL17168].
- [13] В.В. Дюделев, Е.Д. Черотченко, И.И. Врубель, Д.А. Михайлов, Д.В. Чистяков, В.Ю. Мыльников, С.Н. Лосев, Е.А. Когновицкая, А.В. Бабичев, А.В. Лютецкий, С.О. Слипченко, Н.А. Пихтин, А.В. Абрамов, А.Г. Гладышев, К.А. Подгаецкий, А.Ю. Андреев, И.В. Яроцкая, М.А. Ладугин, А.А. Мармалюк, И.И. Новиков, В.И. Кучинский, Л.Я. Карачинский, А.Ю. Егоров, Г.С. Соколовский, *УФН*, **194** (1), 98 (2024). DOI: 10.3367/UFNr.2023.05.039543 [V.V. Dudelev, E.D. Cherotchenko, I.I. Vruble, D.A. Mikhailov, D.V. Chistyakov, V.Yu. Mylnikov, S.N. Losev, E.A. Kognovitskaya, A.V. Babichev, A.V. Lutetskiy, S.O. Slipchenko, N.A. Pikhtin, A.V. Abramov, A.G. Gladyshev, K.A. Podgaetskiy, A.Yu. Andreev, I.V. Yarotskaya, M.A. Ladugin, A.A. Marmalyuk, I.I. Novikov, V.I. Kuchinskii, L.Ya. Karachinsky, A.Yu. Egorov, G.S. Sokolovskii, *Phys. Usp.*, **67** (1) (2024). DOI: 10.3367/UFNe.2023.05.039543].
- [14] S. Adachi, *Physical properties of III–V semiconductor* (John Wiley & Sons, 1992).
- [15] H.Y. Lee, J.S. Yu, *Appl. Phys. B*, **106** (3), 619 (2012). DOI: 10.1007/s00340-011-4744-4.