

Температурное затухание генерации квантово-каскадных лазеров с частотами 2.3, 3.2, 4.1 ТГц

© Д.А. Белов¹, А.В. Иконников¹, С.С. Пушкарев², Р.Р. Галиев², Д.С. Пономарев², Д.Р. Хохлов¹, Д.В. Ушаков³, А.А. Афоненко³, С.В. Морозов⁴, В.И. Гавриленко⁴, Р.А. Хабибуллин^{2,5}

¹ Московский государственный университет им. М.В. Ломоносова (физический факультет), 119991 Москва, Россия

² Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники им. В.Г. Мокерова Российской академии наук, 117105 Москва, Россия

³ Белорусский государственный университет, 220030 Минск, Беларусь

⁴ Институт физики микроструктур Российской академии наук, 603950 Нижний Новгород, Россия

⁵ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук, 194021 Санкт-Петербург, Россия

E-mail: belov.da17@physics.msu.ru

Поступила в Редакцию 2 марта 2022 г.

В окончательной редакции 25 марта 2022 г.

Принята к публикации 25 марта 2022 г.

Проведены исследования влияния температуры на мощностные и спектральные характеристики квантово-каскадных лазеров на основе активного модуля из трех и четырех квантовых ям GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As с резонансно-фононным дизайном и двойным металлическим волноводом из золота. Номинальные частоты исследуемых лазеров, работающих в импульсном режиме с длительностями 1.5–9 мкс, составляли 2.3 (А), 3.2 (В) и 4.1 (С) ТГц. Получены температурные зависимости интегральной выходной мощности квантово-каскадных лазеров, позволившие изучить возможные механизмы температурного затухания генерации по графикам Аррениуса, в том числе в зависимости от длительности импульса. Измерены спектры излучения лазеров как при фиксированных рабочих точках (лазеры А и С), так и со сканированием по току (лазер В) в широком диапазоне температур — от 5 до 120 К. Полученные результаты представляются полезными для изысканий, направленных на повышение максимальных рабочих температур квантово-каскадных лазеров.

Ключевые слова: квантово-каскадный лазер, терагерцовый диапазон, квантовая яма, молекулярно-лучевая эпитаксия, энергия активации, температурное гашение.

DOI: 10.21883/FTP.2022.07.52764.19

1. Введение

Квантово-каскадные лазеры (ККЛ) в настоящее время являются одним из наиболее перспективных типов источников терагерцового (ТГц) излучения [1,2]. Компактность таких лазеров, относительно высокая выходная мощность, а также возможность свободно подстраивать частоту генерации в диапазоне $\sim 1\text{--}5$ ТГц путем изменения толщин слоев гетероструктуры делают их весьма привлекательными для множества приложений [3]. Основным препятствием, стоящим на пути повсеместного применения таких лазеров, является то, что генерация ТГц излучения происходит только при пониженных температурах, требующих использования дорогостоящих охладителей. Развитие зонных дизайнов активной области и волноводов с низким уровнем потерь позволило продемонстрировать в 2020 году ТГц ККЛ, работающие при температуре 250 К (около -23°C) с охлаждением на однокаскадном элементе Пельтье [4]. Работа ТГц ККЛ при комнатной температуре на сегодняшний день не продемонстрирована.

Необходимым условием создания ТГц ККЛ, способных функционировать при $T = 300$ К, является понимание механизмов температурного затухания генерации подобных лазеров при высоких температурах. В то же время опыт показывает, что даже изучение этих механизмов является непростой задачей в силу ряда обстоятельств. Во-первых, в рассматриваемых нами лазерах с резонансно-фононным дизайном, на основе которого были продемонстрированы ТГц ККЛ с рекордными температурами [3–5], существует несколько различных факторов, влияющих на температурное затухание генерации, и их вклад в результирующий эффект заранее не ясен. Более того, попытки создания лазеров с конструкцией, направленной на подавление того или иного механизма температурного затухания генерации, не дают существенного повышения рабочей температуры, а подчас даже приводят к ее понижению [6]. Вследствие этого четкое разделение вкладов различных механизмов в настоящее время не представляется возможным. Во-вторых, экспериментальное исследование соответствующих механизмов затрудняется тем, что темпера-

тура электронной подсистемы существенно отличается от температуры теплоотвода при $T \lesssim 100$ К [7–9]. В-третьих, все известные исследования температурного затухания генерации лазеров, работающих в импульсном режиме, равно как и исследования лазеров с рекордными рабочими температурами, проводились при малых длительностях импульсов — менее 300 нс. Такие длительности практически исключают влияние джоулевого нагрева на работу лазеров, но вместе с тем они существенно ограничивают их максимальную выходную мощность. Наиболее перспективный для практических задач режим работы ТГц ККЛ с большими длительностями импульсов (> 1 мкс) остается слабо исследованным.

Тем не менее в работе [10] был предложен метод, позволяющий оценить вклад одного из механизмов температурного затухания генерации — температурной активации испускания продольных оптических (ЛО) фононов „горячими“ электронами с верхнего лазерного уровня. Этот процесс характеризуется энергией активации электрона E_a при термическом возбуждении, приводящей к безызлучательному переходу на нижний лазерный уровень с испусканием ЛО-фонона: $\hbar\omega_{LO} = E_a + \hbar\omega$, где $\hbar\omega$ — энергия излучения лазера (расстояние между верхним и нижним лазерными уровнями). Об определяющем вкладе описанного механизма должна свидетельствовать величина энергии активации, которую можно определить с помощью графика Аррениуса нормированной выходной мощности лазера от температуры при рассмотрении области высоких температур (~ 100 К), где электронная температура близка к решеточной.

В настоящей работе указанный метод был применен для анализа измеренных при достаточно больших длительностях импульсов 1.5–9 мкс температурных зависимостей мощностных характеристик ТГц ККЛ с резонансно-фононным дизайном.

2. Экспериментальные образцы и методика измерений

В работе исследовались ККЛ (№ 22119, 42233*Р, 25231R), изготовленные в ИСВЧПЭ РАН на основе активного модуля из трех и четырех квантовых ям GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As с резонансно-фононным дизайном, излучающие на частотах 2.3, 3.2 и 4.1 ТГц (в дальнейшем эти лазеры будут обозначаться А, В и С соответственно). Исследуемые ККЛ имели двойной металлический волновод Au–Au. Резонатор Фабри–Перо формировался методом скальвания лазерных полосков шириной 100 мкм и длиной от 1 до 2 мм. Метод изготовления подробно описан в работах [11,12].

В ходе работы была проведена серия измерений зависимостей выходной мощности от рабочего тока ($L-I$) и спектров ККЛ с разрешением 0.2 см^{-1} (6 ГГц) в широком диапазоне температур. Питание лазеров осуществлялось в импульсном режиме с помощью электронного ключа, формирующего импульсы напряжения заданной

длительности τ_L , частоты повторения f_L и амплитуды U_L , а также позволяющего контролировать величину тока и напряжения. Измерения $L-I$ -характеристик проводились при длительностях импульсов $\tau_L = 1.5\text{--}9$ мкс с частотой повторения $f_L = 20$ Гц, в то время как для измерения спектров использовались длительности импульсов $\tau_L = 5\text{--}15$ мкс и частота повторения $f_L = 1$ кГц. ККЛ размещались в проточном гелиевом криостате Oxford Optistat CF, который позволяет поддерживать температуру от 4.2 до 300 К. Излучение лазеров выводилось через полиэтиленовые окна криостата с помощью металлического волновода. При измерениях $L-I$ -характеристик волновод подводился ко входному полиэтиленовому окну кремниевого болометра IRLabs. Сигнал с болометра подавался на вход стробируемого интегратора Stanford Research Systems SR250, с помощью которого определялась амплитуда детектируемого сигнала. При измерениях спектров излучения волновод соединялся с входным портом фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v, что позволяло вакуумировать оптический тракт. Для детектирования ТГц излучения использовался стандартный пироэлектрический приемник с фильтром из черного полиэтилена. Так как при выбранной частоте повторения постоянная времени приемника превышает время следования импульсов излучения, указанный режим работы эквивалентен непрерывному режиму работы лазера. Это позволяло использовать спектрометр в режиме непрерывного сканирования.

3. Результаты и обсуждение

В соответствии с методикой, предложенной в работе [10], для оценки величины вклада рассеяния на оптических фононах в температурное затухание генерации лазеров необходимо построить графики Аррениуса нормированной выходной мощности от температуры. В случае если указанный вклад является определяющим, затухание мощности излучения должно иметь термоактивационный характер, что проявляется в наличии линейного участка на графике Аррениуса в области высоких температур, где электронная температура близка к решеточной. Наклон получающейся прямой характеризуется энергией активации E_a . Согласно теории, сумма E_a с энергией ТГц фотона $\hbar\omega$, равной энергетическому расстоянию между нижним и верхним лазерными уровнями, должна быть близка к энергии ЛО-фонона, составляющей $\hbar\omega_{LO} \approx 36.5$ мэВ в GaAs. Выходная мощность определялась по экстремумам кривых $L-I$ и нормировалась на значения, полученные при $T = 5$ К.

На рис. 1–3 приведены результаты измерений излучательных характеристик исследуемых ККЛ в диапазоне температур от 5 до 120 К, включающие $L-I$ -характеристики лазеров и построенные на их основе графики Аррениуса, а также спектры излучения лазеров (см. на вставках). Для лазера В исследования проводились при трех различных значениях τ_L с целью установления

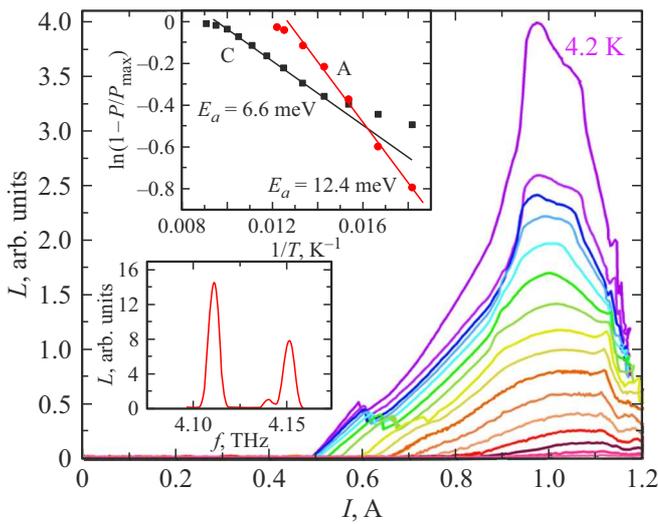


Рис. 1. L – I -характеристики лазера С, измеренные при температурах от 4.2 до 110 К с параметрами импульса 9 мкс/20 Гц. Температура возрастает от холодных цветов к теплым. На вставках — графики Аррениуса для лазеров А и С и спектр излучения лазера С при температуре 5 К, измеренный при токе 1.03 А с параметрами импульса 10 мкс/1 кГц. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

степени влияния характера импульсного питания ККЛ на их температурную деградацию. Полученные значения энергий активации и основные параметры исследуемых ТГц ККЛ представлены в таблице.

L – I -характеристики лазеров А и С измерялись с длительностями импульсов $\tau_L = 9$ мкс при частоте повторения $f_L = 20$ Гц в диапазонах температур 5–80 и 4.2–110 К соответственно. На рис. 1 изображена L – I -характеристика лазера С, а также графики Аррениуса для лазеров А и С. Высокотемпературные участки этих графиков характеризуются энергиями активации

Параметры исследуемых ТГц ККЛ: частота генерации f и соответствующая энергия фотона $\hbar\omega$, ожидаемая энергия активации $E_{a(\text{theor})} = E_{LO} - \hbar\omega$ и полученная из графика Аррениуса $E_{a(\text{exp})}$ при длительностях импульса тока τ_L , максимальная рабочая температура T_{max}

| Лазер | f , ТГц | $\hbar\omega$, мэВ | $E_{a(\text{theor})}$, мэВ | τ_L , мкс | $E_{a(\text{exp})}$, мэВ | T_{max} , К |
|-------|-----------|---------------------|-----------------------------|----------------|---------------------------|----------------------|
| А | 2.3 | 9.5 | 27 | 9 | 12.4 | 80 |
| В | 3.2 | 13.2 | 23.3 | 1.5 | 28.5 | 120 |
| | | | | 4.5 | 23.0* | |
| | | | | 9 | 17.8 | |
| С | 4.1 | 17.0 | 19.5 | 9 | 6.6 | 110 |

Примечание. * с нормировкой при $\tau_L = 4.5$ мкс.

$E_{a(\text{exp})}^A = 12.4$ мэВ и $E_{a(\text{exp})}^C = 6.6$ мэВ, которые в сумме с энергиями соответствующих фотонов $\hbar\omega$ дают 21.7 и 23.5 мэВ.

Указанные суммарные энергии $E_a + \hbar\omega$ для лазеров А и С существенно меньше энергии продольного оптического фотона в GaAs ($\hbar\omega_{LO} \approx 36.5$ мэВ). Такое сильное расхождение может быть объяснено уменьшением эффективной длительности импульса излучения вследствие разогрева ККЛ протекающим током; этот механизм будет подробнее рассмотрен далее. Кроме того, различие в энергиях для низкочастотного лазера А может быть связано с влиянием альтернативного механизма затухания генерации, связанного с уменьшением времени сохранения когерентности электронных волн, участвующих в резонансном туннелировании с уровня инжектора на верхний лазерный уровень. Более точное определение роли различных механизмов в лазерах с резонансно-фононным дизайном является темой для дальнейших исследований.

L – I -характеристики лазера В измерялись при трех различных длительностях импульсов τ_L : 1.5 мкс (рис. 2, а), 4.5 мкс (рис. 2, б) и 9 мкс (рис. 2, с) с частотой повторения $f_L = 20$ Гц в диапазоне температур 4.2–120 К. Немонотонность зависимости L – I связана с эффектом „перескока“ мод генерации [13] при участии моды на 3.8 ТГц, возникающей при температурах > 80 К в области высоких рабочих токов. Об этом свидетельствуют спектры излучения лазера В, измеренные при температуре 85 К и показанные на вставке рис. 2, а. Так как эта мода существует лишь в узком диапазоне температур, ее влияние не учитывалось в нашем рассмотрении.

На рис. 3 приведены графики Аррениуса для лазера В во всем диапазоне температур при трех длительностях импульсов. Соответствующие длительностям импульсов 1.5, 4.5 и 9 мкс значения энергии активации равны 28.5, 23.5 и 17.8 мэВ, что в сумме с энергией фотона дает значения 41.7, 36.7 и 31.0 мэВ. Легко видеть, что суммарная энергия, полученная при промежуточной длительности импульса $\tau_L = 4.5$ мкс, практически совпадает с энергией LO -фотона, в то время как для других длительностей импульсов наблюдаются отклонения как в большую, так и в меньшую сторону. В случае более протяженных импульсов такое поведение может быть объяснено упомянутым выше уменьшением эффективной длительности импульса излучения, связанным с джоулевым нагревом лазера за время импульса тока. Такой разогрев приводит прежде всего к некоторому уменьшению частоты излучения лазера в пределах импульса за счет изменения эффективного показателя преломления активной области [14,15]. Другим эффектом является уменьшение интенсивности излучения с ростом температуры, и чем больше длительность импульса, тем существеннее проявляется этот эффект в пределах отдельно взятого импульса. При достаточно высоких температурах протекающий через ККЛ ток может на-

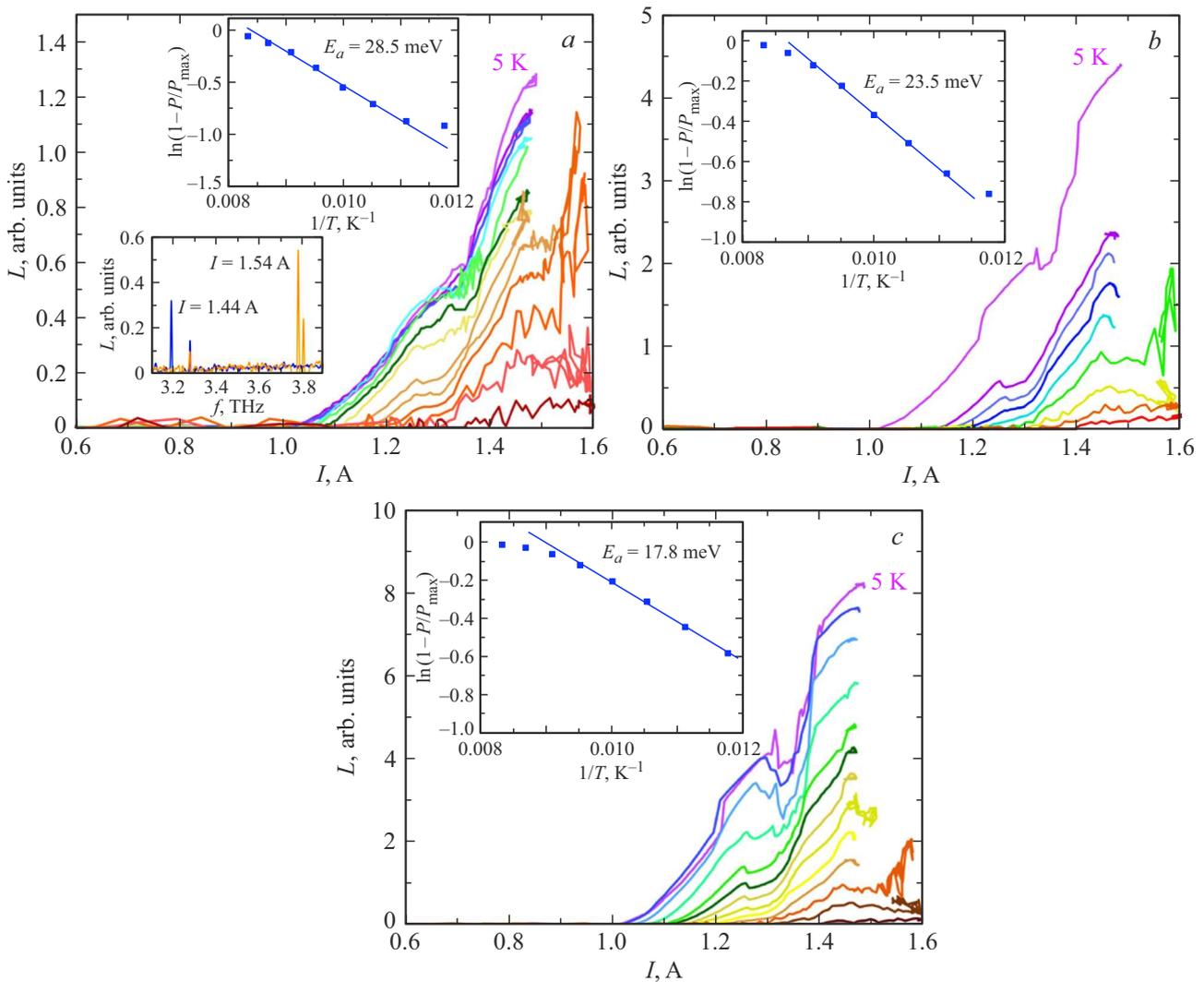


Рис. 2. L – I -характеристики лазера В, измеренные при температурах от 5 до 120 К. Температура возрастает от холодных цветов к теплым. Частота повторения $f_L = 20$ Гц, длительности импульсов τ_L составляют: a — 1.5 мкс, b — 4.5 мкс, c — 9 мкс. На вставках — графики Аррениуса, построенные на основе представленных кривых. На рисунке a также показаны спектры излучения, измеренные при $T = 85$ К с параметрами импульса 5 мкс/1 кГц при двух значениях токов: 1.44 и 1.54 А. При большем токе происходит перескок по модам лазера с 3.2 на 3.8 ТГц.

греть его выше максимальной рабочей температуры, что приведет к преждевременному затуханию импульса излучения, и фактическая мощность в импульсе будет заметно меньше, чем номинальная. Это связано с тем, что при измерении L – I -характеристик мы используем „медленный“ болометрический приемник, постоянная времени которого (~ 1 мс) много больше длительностей лазерных импульсов. Из-за этого измеряемая амплитуда сигнала пропорциональна не только интенсивности лазерного излучения, но и его длительности. Соответственно, преждевременное затухание лазера в течение импульса приведет к уменьшению регистрируемой величины сигнала.

При анализе получаемых L – I -зависимостей также нужно учитывать, что, так как описанный выше активационный механизм испускания LO -фонона с верхнего

лазерного уровня относится к безызлучательному процессу, уменьшающему общую интенсивность излучения, то построение графиков Аррениуса целесообразно для разности между максимальной (нормировочной) мощностью P_{\max} , измеренной при низкой температуре (когда указанный безызлучательный механизм отсутствует), и текущей мощностью P , так как именно эта разность имеет экспоненциальную температурную зависимость.

Из-за этого наклон линейного участка графика, а значит, и энергия активации существенно зависят от значения нормировочной мощности: если она возрастает, то энергия активации падает, и линейный участок становится более пологим, и наоборот. Соответственно, при уменьшении эффективной длительности импульса используемая в расчетах нормировочная мощность оказывается больше, чем должна быть для данных импуль-

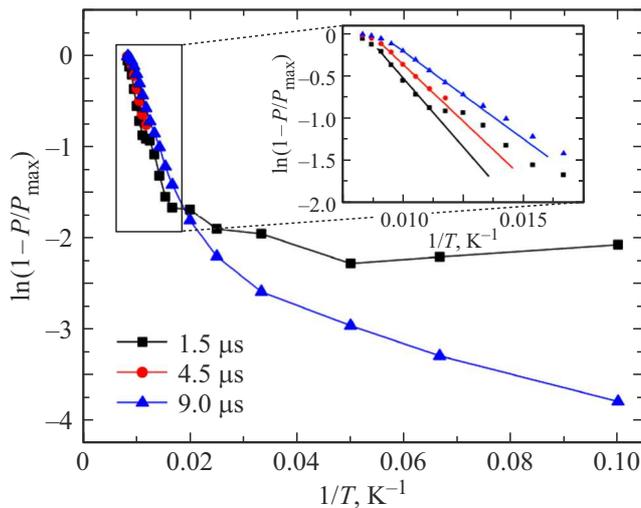


Рис. 3. Графики Аррениуса для лазера В при трех длительностях импульсов τ_L : 1.5, 4.5 и 9 мкс.

сов, что приводит к уменьшению энергии активации и коэффициента наклона прямой по сравнению со значениями, соответствующими LO -фонону. Именно такое поведение демонстрирует график Аррениуса для всех рассматриваемых ККЛ при $\tau_L = 9$ мкс. Отметим также, что начиная с температуры ~ 100 К зависимости $L-I$ для лазера В при $\tau_L = 4.5$ мкс и $\tau_L = 9$ мкс полностью сближаются. Данное наблюдение может объясняться тем, что эффективные длительности импульсов становятся < 4.5 мкс при указанных температурах. Этот же механизм объясняет отличие от линейной зависимости на графиках Аррениуса при высоких температурах для всех лазеров — сокращается время, в течение которого лазер еще излучает, что приводит к падению амплитуды измеряемого сигнала. Похожий эффект также наблюдался нами для температурной зависимости мощности ТГц ККЛ с частотой генерации 3.3 ТГц, измеренной при $\tau_L = 2$ мкс (см. рис. 6 в работе [16]).

В случае более коротких импульсов температурная зависимость выходной мощности может быть объяснена конечным (и существенным) временем нарастания импульса излучения лазера до номинального значения. Подобный эффект наблюдался, например, в работе [17], в которой изучалась перестройка частоты ТГц ККЛ с резонансно-фононным дизайном в течение длинных (до 50 мкс) импульсов излучения. В работе [17] приводится осциллограмма импульса излучения, из которой следует, что выход на номинальную мощность происходит за 4 мкс. Для исследуемых в данной работе лазеров это время составляет $t_{\text{rise}} \sim 1$ мкс, что может быть связано как с особенностями лазера, так и с конечным временем нарастания импульса тока от ключа, питающего ККЛ. Отметим, что это время не зависит от длины импульса, вследствие чего его „вклад“ в измеряемую мощность уменьшается с увеличением длительности импульса. При использовании коротких импульсов t_{rise} составляет

значительную их часть, из-за чего фактическая мощность в импульсе оказывается меньше, чем номинальная, и, так же, как и ранее, не соответствует нормировочным значениям. Следуя рассуждениям, приведенным выше, получаем, что нормировочная мощность оказывается меньше, чем должна была быть при нулевом значении t_{rise} . Это влечет возрастание энергии активации и увеличение наклона линейного участка, что мы и видим на графике Аррениуса для $\tau_L = 1.5$ мкс (рис. 3). При этом в области высоких температур влияние t_{rise} также уменьшается, так как при неизменной амплитуде импульса тока амплитуда импульса излучения спадает с температурой. Это означает, что выход на номинальное значение мощности импульса излучения происходит раньше, и само t_{rise} падает с увеличением температуры. В подтверждение данных рассуждений можно оценить энергию активации для лазера В при $\tau_L = 1.5$ мкс при малом влиянии t_{rise} . Используя в качестве нормировочной мощности значение для $\tau_L = 4.5$ мкс, уменьшенное в $4.5/1.5 = 3$ раза, получаем значение суммарной энергии, равное 36.2 мэВ, которое очень близко к энергии LO -фонона. Отметим, что значения при $\tau_L = 9$ мкс не годятся для такой оценки, ибо при такой длительности импульса джоулев разогрев оказывает существенное влияние уже при низких температурах. В этом можно убедиться, сравнивая низкотемпературные участки графиков Аррениуса для длительностей импульсов $\tau_L = 1.5$ мкс и $\tau_L = 9$ мкс: спад последнего начинается с самых низких температур, в то время как при $\tau_L = 1.5$ мкс мощность практически не меняется вплоть до $T \sim 65$ К.

Приведенные результаты и рассуждения свидетельствуют о том, что доминирующим механизмом температурного затухания генерации в исследуемых ТГц ККЛ с резонансно-фононным дизайном является температурная активация испускания LO -фононов „горячими“ электронами с верхнего лазерного уровня. Оптимальной длительностью импульса для подобных исследований с использованием нашей измерительной системы является $\tau_L \sim 4.5$ мкс, так как такой режим инжекции, с одной стороны, делает лазер менее подверженным джоулеву нагреву при низких температурах, а с другой — позволяет наблюдать начало температурного участка, на котором проявляется указанный механизм затухания генерации.

4. Заключение

В данной работе были исследованы температурные зависимости мощностных и спектральных характеристик ККЛ с резонансно-фононным дизайном на основе активной области GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As, излучающих на частотах 2.3, 3.2 и 4.1 ТГц. Измеренные температурные зависимости интегральной выходной мощности излучения лазеров были использованы для построения графиков Аррениуса, позволяющих рассмотреть воз-

возможные механизмы температурного затухания генерации. Полученные результаты свидетельствуют о том, что доминирующим механизмом затухания генерации в исследованных ККЛ является температурная активация испускания LO -фононов „горячими“ электронами с верхнего лазерного уровня, а значит, использованная методика может быть применима для режимов работы с микросекундными импульсами.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 21-72-30020. Д.А. Белов благодарит за поддержку фонд „БАЗИС“ (грант № 21-2-9-45-1).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M.S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, P.D. Natale. *Opt. Express*, **23**, 5167 (2015).
- [2] G. Liang, T. Liu, Q.J. Wang. *IEEE J. Select. Top. Quant. Electron.*, **23**, 1200118 (2017).
- [3] L. Bosco, M. Franckie, G. Scalari, M. Beck, A. Wacker, J. Faist. *Appl. Phys. Lett.*, **115**, 010601 (2019).
- [4] A. Khalatpour, A.K. Paulsen, C. Deimert, Z.R. Wasilewski, Q. Hu. *Nature Photonics*, **15**, 16 (2021).
- [5] S. Fatholouloumi, E. Dupont, C.W.I. Chan, Z.R. Wasilewski, S.R. Laframboise, D. Ban, A. Mátyás, C. Jirauschek, Q. Hu, H.C. Liu. *Opt. Express*, **20**, 3866 (2012).
- [6] S. Khanal, L. Zhao, J. Reno, S. Kumar. *J. Opt.*, **16**, 094001 (2014).
- [7] H. Callebaut, S. Kumar, B.S. Williams, Q. Hu, J.L. Reno. *Appl. Phys. Lett.*, **83**, 207 (2003).
- [8] P. Slingerland, C. Baird, R.H. Giles. *Semicond. Sci. Technol.*, **27**, 65009 (2012).
- [9] M.S. Vitiello, G. Scamarcio, V. Spagnolo, B.S. Williams, S. Kumar, Q. Hu, J.L. Reno. *Appl. Phys. Lett.*, **86**, 111115 (2005).
- [10] A. Albo, Q. Hu. *Appl. Phys. Lett.*, **106**, 131108 (2015).
- [11] R.A. Khabibullin, N.V. Shchavruk, D.S. Ponomarev, D.V. Ushakov, A.A. Afonenko, K.V. Maremyanin, O.Yu. Volkov, V.V. Pavlovskiy, A.A. Dubinov. *Opto-Electron. Rev.*, **27**, 329 (2019).
- [12] Р.А. Хабибуллин, Н.В. Щаврук, А.Ю. Павлов, Д.С. Пономарев, К.Н. Томош, Р.Р. Галиев, П.П. Мальцев, А.Е. Жуков, Г.Э. Цырлин, Ф.И. Зубов, Ж.И. Алфёров. *ФТП*, **50**, 1395 (2016).
- [13] О.Ю. Волков, И.Н. Дюжиков, М.В. Логунов, С.А. Никитов, В.В. Павловский, Н.В. Щаврук, А.Ю. Павлов, Р.А. Хабибуллин. *Радиотехника и электроника*, **63**, 981 (2018).
- [14] J.M. Hensley, J. Montoya, M.G. Allen, J. Xu, L. Mahler, A. Tredicucci, H.E. Beere, D.A. Ritchie. *Opt. Express*, **17** (22), 20476 (2009).
- [15] А.А. Ластовкин, А.В. Иконников, В.И. Гавриленко, А.В. Антонов, Ю.Г. Садофьев. *Изв. вузов. Радиофизика*, **54**, 676 (2011).
- [16] Р.А. Хабибуллин, Н.В. Щаврук, Д.С. Пономарев, Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, И.С. Васильевский, А.А. Зайцев, А.И. Данилов, О.Ю. Волков, В.В. Павловский, К.В. Маремьянин, В.И. Гавриленко. *ФТП*, **52** (11), 1268 (2018).
- [17] А.А. Ластовкин, А.В. Иконников, А.В. Антонов, В.Я. Алешкин, В.И. Гавриленко, Ю.Г. Садофьев. *Письма ЖТФ*, **42** (5), 15 (2016).

Редактор А.Н. Смирнов

Temperature degradation of 2.3, 3.2 and 4.1 THz quantum cascade lasers

D.A. Belov¹, A.V. Ikonnikov¹, S.S. Pushkarev², R.R. Galiev², D.S. Ponomarev², D.R. Khokhlov¹, D.V. Ushakov³, A.A. Afonenko³, S.V. Morozov⁴, V.I. Gavrilenko⁴, R.A. Khabibullin^{2,5}

¹ Lomonosov Moscow State University (Faculty of Physics), 119991 Moscow, Russia

² Mokerov Institute of Ultra High Frequency Semiconductor Electronics of Russian Academy of Sciences, 117105 Moscow, Russia

³ Belarusian State University, 220030 Minsk, Belarus

⁴ Institute for Physics of Microstructures of Russian Academy of Sciences, 607680 Nizhny Novgorod, Russia

⁵ Ioffe Institute, 194021 St. Petersburg, Russia

Abstract We conduct research of spectral and power characteristics of quantum cascade lasers based on a GaAs/Al_{0.15}Ga_{0.85}As active region emitting at 2.3 (A), 3.2 (B) and 4.1 (C) THz. The quantum cascade laser devices had a double-metal Au waveguide and operated in pulsed mode with 1.5–9 us pulses at 20 Hz repetition rate. Using the integral output power curves measured with different pulse durations, we consider the potential mechanisms of quantum cascade laser temperature degradation using Arrhenius plots. Moreover, we present the spectra of the lasers measured at fixed operating points for devices A, C and with current scanning for device B in a wide temperature range from 5 to 120 K. We hope that our results will prove useful for research concerning quantum cascade laser maximum operating temperatures.