

ФЕДЕРАЛЬНОЕ ГОСУДАРСТВЕННОЕ БЮДЖЕТНОЕ ОБРАЗОВАТЕЛЬНОЕ  
УЧРЕЖДЕНИЕ ВЫСШЕГО ОБРАЗОВАНИЯ  
«МОСКОВСКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ  
имени М. В. ЛОМОНОСОВА»

ФИЗИЧЕСКИЙ ФАКУЛЬТЕТ

КАФЕДРА ОБЩЕЙ ФИЗИКИ  
И ФИЗИКИ КОНДЕНСИРОВАННОГО СОСТОЯНИЯ

МАГИСТЕРСКАЯ ДИССЕРТАЦИЯ

**«ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ  
НА ЧАСТОТНЫЕ И МОЩНОСТНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ  
КВАНТОВО-КАСКАДНЫХ ЛАЗЕРОВ ТЕННАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА»**

Выполнил студент

221м группы

Белов Дмитрий Алексеевич

---

подпись студента

Научный руководитель:

с.н.с. Иконников Антон Владимирович

---

подпись научного руководителя

Научный консультант:

в.н.с. ИСВЧПЭ РАН Хабибуллин Рустам Анварович

Допущена к защите

Зав. кафедрой \_\_\_\_\_

подпись зав. кафедрой

Москва

2023

## СОДЕРЖАНИЕ

СОДЕРЖАНИЕ .....	2
ВВЕДЕНИЕ.....	3
ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ .....	5
Раздел 1.1 Концепция ККЛ .....	5
Раздел 1.2 ТГц ККЛ.....	8
Раздел 1.3 Температурное затухание генерации ТГц ККЛ.....	12
Раздел 1.4 Перестройка частоты ТГц ККЛ.....	16
ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА .....	22
ГЛАВА 3. ТЕМПЕРАТУРНОЕ ЗАТУХАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ТГц ККЛ.....	26
Раздел 3.1 Метод исследования.....	26
Раздел 3.2 Исследование лазеров А и С.....	28
Раздел 3.3 Исследование лазера В.....	29
ГЛАВА 4. СОБСТВЕННАЯ ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ ТГц ККЛ.....	36
Раздел 4.1 Механизмы собственной перестройки частоты .....	36
Раздел 4.2 Перестройка при изменении температуры.....	38
Раздел 4.3 Перестройка при изменении тока .....	41
ЗАКЛЮЧЕНИЕ .....	48
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ .....	49

## ВВЕДЕНИЕ

Квантово-каскадные лазеры (ККЛ) — это униполярные полупроводниковые лазеры, принцип действия которых состоит в последовательном туннелировании электронов сквозь многопериодную гетероструктуру активной области, сопровождающемся излучением фотонов [1]. Процессы, связанные с лазерной генерацией, основаны на межподзонных переходах в зоне проводимости, что выгодно отличает ККЛ от лазеров, основанных на межзонных переходах. Независимость от ширины запрещённой зоны используемых для изготовления лазера материалов позволяет использовать ККЛ в качестве источников когерентного излучения терагерцового (ТГц) диапазона [2]. Поскольку частота генерации ККЛ определяется лишь энергетическим расстоянием между уровнями размерного квантования, её можно свободно подстраивать в диапазоне ~1–5 ТГц путём подбора толщин КЯ и барьеров между ними. Это преимущество ККЛ, вкупе с их компактностью и относительно высокой выходной мощностью, делает их одним из наиболее перспективных типов источников ТГц излучения.

Условием активного использования ТГц ККЛ для многочисленных практических приложений [3, 4] является улучшение их рабочих характеристик, таких как максимальная рабочая температура, выходная мощность, диапазон непрерывной перестройки частоты генерации, расходимость пучка и т.д. За последние годы достижения в области развития зонных дизайнов активной области и волноводных конфигураций позволили достичь рекордных значений максимальной рабочей температуры в 261 К [5] (что даёт возможность преодолеть зависимость от громоздкого криогенного оборудования), а также значений выходной мощности порядка 2 Вт [6]. Кроме того, специальные конструкции ТГц ККЛ продемонстрировали возможность непрерывной одномодовой перестройки частоты излучения в диапазоне около 880 ГГц [7].

Однако же подобные характеристики в настоящее время не могут быть реализованы одновременно в одном устройстве, поскольку конструкционные требования для максимизации различных параметров ТГц ККЛ подчас

противоречат друг другу. Кроме того, следует отметить, что создание ТГц ККЛ является существенно высокотехнологичной задачей, качество выполнения любого из многочисленных этапов (от выращивания гетероструктуры до напыления волновода) которой напрямую влияет на конечный результат. Достижение же рекордных характеристик ТГц ККЛ требует усложнения конструкции устройства и ещё большей точности исполнения отдельных этапов его производства. Описанные трудности приводят к тому, что в среднем характеристики ТГц ККЛ всё ещё требуют существенного улучшения.

Одной из основных трудностей зонного дизайна ТГц ККЛ является сильное влияние температуры на транспорт носителей внутри активной области. Энергетическое расстояние между уровнями в КЯ, соответствующее генерации ТГц фотонов при переходе (порядка 10 — 20 мэВ), лишь немного превышает уширение самих уровней вследствие дефазировки (порядка 4 мэВ) [8], что делает создание инверсной населённости в таких структурах нетривиальной задачей. Кроме того, при возрастании температуры активируются различные механизмы, приводящие к падению усиления в активной области [9], а также изменяющие свойства лазерного резонатора [10], что неминуемо сказывается на всех характеристиках ТГц ККЛ, вплоть до прекращения генерации.

Поэтому необходимым условием улучшения рабочих характеристик ТГц ККЛ является понимание механизмов влияния температуры в каждом конкретном случае реализации конструкции лазера. В ходе настоящей работы исследовались ТГц ККЛ, изготовленные в Институте сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники (ИСВЧПЭ) им. В. Г. Мокерова РАН. Целью работы было выявление преобладающих в этих лазерах механизмов влияния температуры на такие характеристики ККЛ, как максимальная рабочая температура и диапазон перестройки частоты генерации. Для этого проводились измерения спектральных и мощностных характеристик набора ТГц ККЛ в широком диапазоне температур от 5 до 120 К со сканированием по току и по длительности питающего импульса.

# ГЛАВА 1. ОБЗОР ЛИТЕРАТУРЫ

## Раздел 1.1 Концепция ККЛ

Фундаментальное отличие ККЛ от традиционных межзонных полупроводниковых лазеров заключается в способе усиления излучения в активной области. В «обычных» полупроводниковых лазерах, независимо от того, используются ли  $p$ - $n$ -переходы в объемных полупроводниках или же гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) или даже квантовыми точками [11], генерация фотонов происходит в результате рекомбинации электрона из зоны проводимости и дырки из валентной зоны. В ККЛ же фотоны излучаются при переходе электрона между подзонами размерного квантования в зоне проводимости.

Активная область ККЛ представляет собой многопериодную гетероструктуру, каждый период, или каскад, которой состоит из нескольких КЯ. На рис. 1 показана типичная зонная диаграмма активной области ККЛ с тремя КЯ в одном периоде, формирующими трёхуровневую лазерную схему. К структуре приложено рабочее напряжение, при котором уровни в соседних КЯ выравниваются друг относительно друга. В окрестности оптимального значения напряжения становится возможным транспорт носителей в направлении, перпендикулярном слоям гетероструктуры. В этом случае путь электрона внутри одного периода выглядит следующим образом (отмечен стрелками на рис. 1). С уровня инжектора предыдущего каскада  $1'$  электрон посредством резонансного туннелирования попадает на верхний лазерный уровень  $4$ , откуда он переходит на нижний лазерный уровень  $3$  с излучением фотона. Для создания инверсной населённости между уровнями  $4$  и  $3$  уровень  $3$  эффективно опустошается за счёт резонансного туннелирования электрона на уровень  $2$ , откуда он сваливается на следующий уровень инжектора  $1$ , резонансно испуская продольный оптический ( $LO$ ) фонон (в GaAs  $\hbar\omega_{LO} \approx 36,5$  мэВ). Подобная схема, получившая название резонансно-фононной (resonant phonon depopulation scheme) — одна из самых массовых при создании ККЛ.

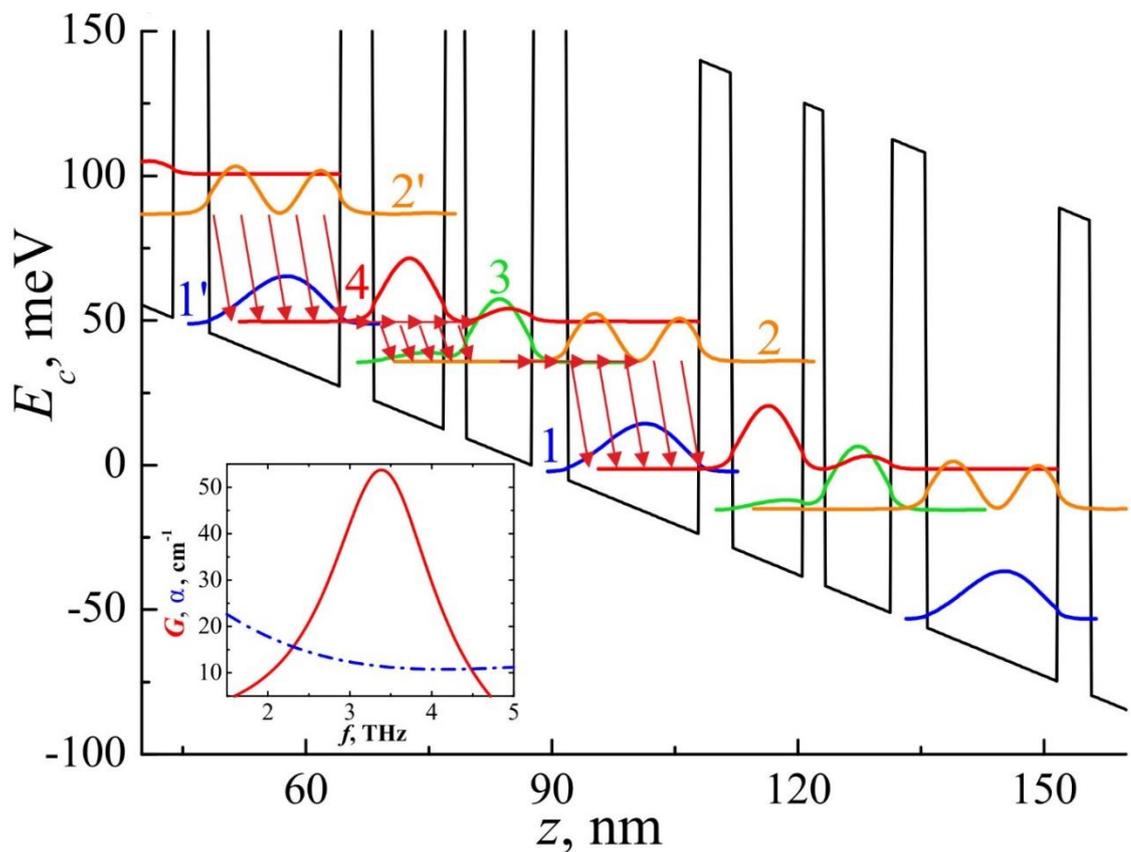


Рисунок 1. Энергетическая диаграмма зоны проводимости ККЛ с тремя КЯ в каскаде при приложенном напряжении. Цветными кривыми показаны квадраты волновых функций электрона на соответствующих уровнях лазерного перехода. Красными стрелками показано направление движения электронов в реальном пространстве. На вставке: рассчитанный вид контура усиления (сплошная красная кривая) и уровень потерь (штрихпунктирная синяя) для данной зонной структуры. Из работы [12].

Использование межподзонных переходов для генерации фотонов влечёт несколько важных следствий, определяющих уникальные свойства ККЛ. Во-первых, частота излучения ККЛ задаётся энергетическим расстоянием между уровнями в КЯ активной области, которое, в свою очередь, определяется толщиной этих КЯ и барьеров между ними. Это позволяет подстраивать частоту излучения в широких пределах на этапе изготовления [13]. Кроме того, ширина запрещённой зоны используемого полупроводника не оказывает влияния на частоту излучения, что даёт возможность использовать наиболее технологически совершенные материалы, такие как GaAs/AlGaAs. Во-вторых, ККЛ — *униполярный* прибор, поскольку все связанные с лазерной генерацией процессы происходят в зоне проводимости. Использование носителей одного

знака проявляется в малом, порядка пикосекунд [14], характерном времени протекания процессов внутри активной области. В-третьих, электрон после испускания фотона в одном из каскадов остаётся в зоне проводимости, вследствие чего он может последовательно испустить до нескольких десятков фотонов. Такой каскадный характер генерации обеспечивает высокие значения выходной мощности, получаемые в ККЛ.

Впервые идея о возможности усиления света при помощи межподзонных переходов в полупроводниковых гетероструктурах была высказана ещё в 1971 году в работе Казаринова и Суриса [15]. Однако же достижение необходимого для реализации этой идеи уровня развития ростовых технологий и понимания процессов, протекающих в сложных гетероструктурах, потребовало больше двадцати лет. Поэтому первый ККЛ, излучающий на длине волны  $\lambda = 4,3$  мкм, был продемонстрирован лишь в 1994 году [1]. Этот лазер работал в импульсном режиме вплоть до температуры 88 К. Выходная мощность при оптимальной температуре достигала 8 мВт. Дальнейший прогресс был быстрым, и в течение следующих нескольких лет была продемонстрирована работа ККЛ среднего инфракрасного (ИК) диапазона в непрерывном режиме при криогенных температурах [16] и при комнатной температуре в импульсном режиме [17]. Широкие возможности конструирования межподзонных переходов позволили создать множество различных конфигураций активной области ККЛ. Были реализованы дизайны с различным числом КЯ в периоде [18, 19, 20], основанные на сверхрешётке [21], сверхрешётке с переменным периодом (chirped superlattice) [22], переходах между связанным состоянием и минизоной (bound-to-continuum) [23]. Последующее совершенствование зонных дизайнов, качества материалов и технологии производства привело к тому, что современные ККЛ среднего ИК диапазона способны работать в непрерывном режиме при комнатной температуре, обеспечивая выходные мощности на уровне нескольких ватт [24].

## Раздел 1.2 ТГц ККЛ

Следующим шагом в развитии идеи ККЛ стало распространение успехов, достигнутых в среднем ИК диапазоне, на ранее практически недоступный для твердотельных источников ТГц диапазон. Однако переход в столь длинноволновую область спектра порождает множество проблем как практического, так и теоретического характера. В первую очередь, низкая частота излучаемых фотонов требует расположения верхнего и нижнего лазерных уровней в каскадах на расстояниях по энергии порядка 10 — 20 мэВ друг от друга. Такая близость уровней существенно усложняет процессы, ответственные за создание инверсной населённости в ККЛ — селективную инжекцию на верхний уровень и опустошение нижнего уровня за счёт рассеяния. Кроме того, такое положение уровней открывает различные «паразитные» каналы безызлучательной релаксации электронов, такие как межподзонное электрон-электронное рассеяние [25], утечка в континуум [26] и испускание *LO*-фононов горячими электронами [27], дополнительно уменьшающие инверсную населённость.

Другое важное ограничение, вызываемое переходом в ТГц область, касается волноводов. Широко использующиеся в ККЛ среднего ИК диапазона диэлектрические волноводы, изготавливаемые из полупроводников различной степени легирования, оказываются всё менее пригодными при понижении частоты излучения по двум причинам. Во-первых, поглощение на свободных носителях увеличивается пропорционально квадрату длины волны, что приводит к значительным потерям в случае перекрытия мод лазера с легированными областями волновода. Во-вторых, изготовление диэлектрических волноводов необходимой толщины оказывается весьма затратным и непрактичным.

В первом приближении описанные проблемы были решены лишь через восемь лет после демонстрации ККЛ среднего ИК диапазона. Созданный в 2001 году ТГц ККЛ, рассчитанный на частоту 4,4 ТГц, работал лишь при температурах не выше 50 К с максимальной выходной мощностью в 2 мВт [2]. Главным

фактором, ограничивавшим характеристики этого лазера, был выбор активной области на основе сверхрешётки с переменным периодом: при росте температуры нижний лазерный уровень, формируемый вышележащими состояниями минизоны, начал заполняться электронами с нижележащих состояний, что существенно уменьшало инверсию населённостей и приводило к прекращению генерации уже при сравнительно низких температурах.

Дальнейшее развитие зонных дизайнов выделило две наиболее популярные конфигурации активной области: основанная на переходе уровень — минизона (bound-to-continuum design, (a) на рис. 2) и резонансно-фононная (resonant phonon design, (b) на рис. 2). Принципиальным различием между ними является способ опустошения нижнего лазерного уровня. В первом случае электроны покидают его за счёт электрон-электронного рассеяния, поскольку нижний лазерный уровень здесь представляет собой верхний уровень минизоны (как и в дизайне на основе сверхрешётки с переменным периодом). Во втором случае опустошение уровня происходит путём резонансного (за время меньше пикосекунды [28]) испускания  $LO$ -фонона. В то же время, и в том, и в другом дизайне повышена селективность инжекции по сравнению с первой реализацией ТГц ККЛ и уменьшено влияние безызлучательных переходов [29].

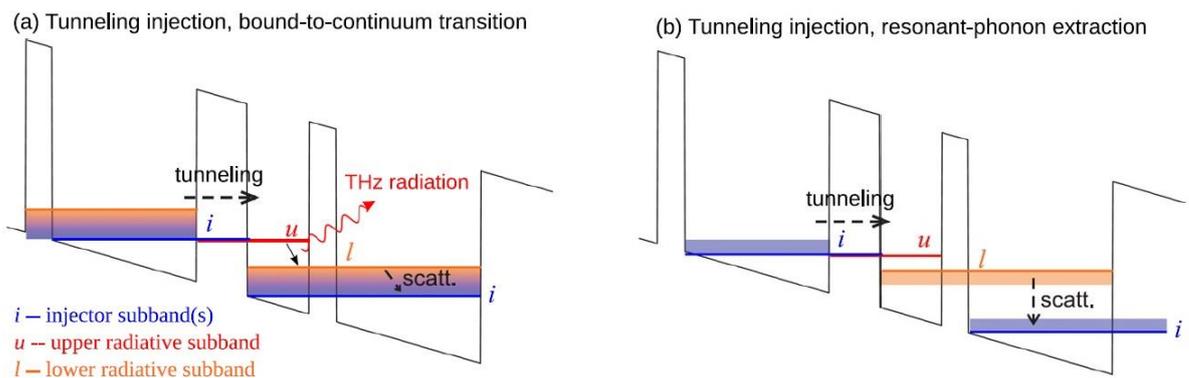


Рисунок 2. Наиболее популярные дизайны активной области ТГц ККЛ. (a) Дизайн на основе перехода уровень — минизона, в котором для опустошения нижнего лазерного уровня используется  $e-e$  рассеяние. (b) Резонансно-фононный дизайн, в котором для опустошения нижнего лазерного уровня используется рассеяние на  $LO$ -фононе. Из работы [9].

Для удовлетворения требованиям, предъявляемым к конструкции волновода, потребовалось создание принципиально новых их типов, позволяющих минимизировать перекрытие активной области с легированными областями волновода. К настоящему времени ТГц излучение было продемонстрировано в ККЛ, основанных на двух типах волноводов: поверхностно-плазмонном (ПП) (рис. 3а) [2] и двойном металлическом (ММ) (рис. 3б) [30].

ПП волновод состоит из слоя металла, напылённого сверху активной области, и тонкого (0,2 — 0,8 мкм) сильнолегированного слоя полупроводника сразу под ней. Сформированный таким образом резонатор поддерживает поверхностно-плазмонные моды, которые привязываются к верхней и нижней обкладкам активной области. Несмотря на то что значительная часть лазерной моды проникает в полуизолирующую GaAs подложку, на которой выращивается вся структура, перекрытие моды с легированной областью оказывается небольшим в силу её малой толщины.

В ММ волноводе роль нижнего плазменного слоя выполняет ещё один слой металла, прикрепляемый к подложке посредством термокомпрессионной сварки.

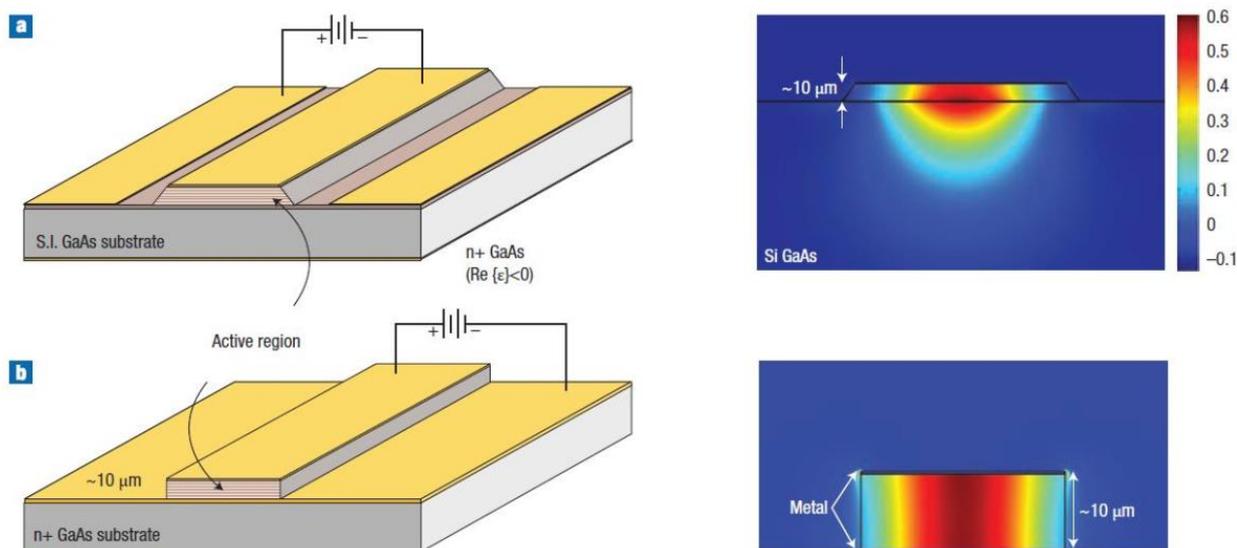


Рисунок 3. Основные типы волноводов, используемые в ТГц ККЛ и соответствующие распределения электрического поля в активной области. (а) Поверхностно-плазмонный и (б) металлический волноводы. Из работы [29].

Различные типы волноводов удобно характеризовать через величину потерь  $\alpha$  и фактора перекрытия  $\Gamma$ . Выделяют два основных вида потерь: потери собственно волновода,  $\alpha_w$ , учитывающие поглощение и рассеяние внутри него, и потери на зеркалах,  $\alpha_m$ , характеризующие коэффициент отражения зеркал резонатора и оптическое согласование волновода со свободным пространством. Величина коэффициента  $\Gamma$  представляет собой степень перекрытия области поля лазерной моды с активной областью. Совокупность этих величин определяет пороговое усиление  $g_{th}$ , при котором величина усиления сравнивается с уровнем потерь, согласно следующему выражению:

$$\Gamma g_{th} = \alpha_w + \alpha_m.$$

В силу конструкционных особенностей фактор перекрытия для ПП волновода лежит в пределах  $\Gamma = 0,1-0,5$ , в то время как ММ волновод обеспечивает  $\Gamma \approx 1$  (рис. 3, правая часть). Несмотря на такую разницу, приведённые волноводные потери  $\alpha_w/\Gamma$  оказываются примерно одного порядка для обоих типов волноводов.

Существенные различия между ними кроются в величине  $\alpha_m$ . В случае ПП волновода коэффициент отражения  $R$  зеркал резонатора Фабри — Перо хорошо соответствует теории Френеля, дающей для границы GaAs/воздух значение  $R \approx 0,32$ . Иная ситуация наблюдается для ММ волновода. Из-за того, что толщина лазерных полосков обычно составляет порядка 10 мкм, мода в нём оказывается заключённой в пространстве с характерным размером меньше длины волны, которая составляет 60 — 300 мкм для ТГц диапазона. Следствием этого является оптическое рассогласование «сжатой» моды резонатора с модами свободного пространства, что проявляется в повышенном коэффициенте отражения, который в зависимости от длины волны принимает значения  $R = 0,5 — 0,9$ . Повышенное отражение приводит к тому, что лишь малая часть фотонов (5 — 20%) покидает резонатор. В результате ММ волновод имеет меньший уровень потерь, нежели ПП, благодаря чему он демонстрирует более низкие значения порогового усиления и существенно более высокие рабочие температуры [31, 32, 33].

Вместе с тем, субволновые размеры резонатора отрицательно сказываются на излучательных характеристиках ТГц ККЛ. Так, высокий коэффициент отражения зеркал существенно ограничивает выходную мощность. По этой причине рекордно мощные ТГц ККЛ изготавливают на основе ПП волновода [6]. Кроме того, ПП волноводы превосходят ММ и в качестве пучка в дальнем поле [34]. Малые поперечные размеры торца лазерного полоска порождают сильно расходящийся пучок в случае ММ волновода, зачастую с интерференционными полосами [35], что дополнительно ограничивает выходную мощность в заданном направлении. В ККЛ, основанных на ПП волноводе, мода не ограничивается размерами полоска, и больший размер апертуры даёт существенно ограничивает дифракцию излучения.

Тем не менее, с рассогласованием мод ММ волновода и свободного пространства можно бороться. Существует большое количество исследований, связанных с использованием гиперполусферических линз [36] и антенн [37], устанавливаемых вблизи торца ТГц ККЛ, что позволяет увеличить выходную мощность излучения в 5 — 10 раз. Помимо этого, развиваются принципиально иные подходы, к примеру, основанные на использовании распределённой обратной связи (РОС) второго порядка [38]. Подобные структуры, обычно получающиеся протравливанием периодически расположенных щелей в верхней обкладке резонатора, превращают ТГц ККЛ в вертикально излучающий лазер, что существенно увеличивает апертуру.

### **Раздел 1.3 Температурное затухание генерации ТГц ККЛ**

Одним из главных направлений развития ТГц ККЛ в настоящее время является повышение их максимальной рабочей температуры. Последний рекорд, установленный в 2022 году, поднял потолок генерации до 261 К [5], что по-прежнему меньше комнатной температуры. При этом нельзя забывать, что выходная мощность ТГц ККЛ при столь высоких температурах всё ещё крайне мала.

Основным средством повышения максимальных рабочих температур ТГц ККЛ является разработка зонных дизайнов, способных обеспечить высокий уровень усиления. Создание таких дизайнов, в свою очередь, требует понимания механизмов температурного затухания генерации ТГц ККЛ при повышении температуры. Однако же исследования в этом направлении оказываются весьма непростыми. Дело в том, что в лазерах на основе различных модификаций резонансно-фононного дизайна [31, 32, 33], демонстрирующих наилучшее температурное поведение, существует несколько различных факторов, приводящих к падению усиления с ростом температуры. Относительную же роль этих факторов трудно установить заранее, поскольку интенсивность их проявления зависит не от решёточной температуры, а от электронной температуры в различных подзонах, которая существенно отличается от решёточной при  $T < \sim 100$  К.

Среди механизмов температурного затухания генерации выделяют три основных: температурная активация испускания  $LO$ -фононов, утечка носителей в континуум и нарушение когерентности транспорта носителей при повышенных температурах. Наиболее быстрым (характерное время менее пикосекунды) механизмом безызлучательного рассеяния электронов с верхнего лазерного уровня является испускание  $LO$ -фононов (рис. 4а), главным условием которого является наличие у электрона соответствующей величины кинетической энергии, равной в GaAs  $\hbar\omega_{LO} \approx 36,5$  мэВ. Вообще говоря, расстояние между верхним и нижним лазерным уровнями в ТГц ККЛ ( $\sim 10$  —  $20$  мэВ) меньше энергии  $LO$ -фононов, и потому рассеиваться на них могут лишь «горячие» электроны, обладающие достаточной кинетической энергией в плоскости КЯ. С повышением температуры доля таких электронов увеличивается, что приводит к экспоненциальному падению времени жизни на верхнем лазерном уровне из-за уменьшения инверсной населённости [39]. Кроме того, электроны с лазерного уровня способны поглощать  $LO$ -фононы, переходя на вышележащие возбужденные состояния и даже «утекая» в континуум при малой величине разрыва зоны проводимости (рис. 4b) [40]. Хотя равновесная

концентрация фононов при рабочих температурах ТГц ККЛ невелика и даёт пренебрежимо малую величину эффекта, присутствие в системе неравновесных фононов также может приводить к заметному снижению инверсной населённости.

Ещё одним механизмом затухания генерации является уменьшение времени сохранения когерентности электронных волн, участвующих в резонансном туннелировании с уровня инжектора на верхний лазерный уровень (рис. 4с), которое также уменьшает инверсную населённость. Этот механизм играет существенную роль в низкочастотных ТГц ККЛ с малым расстоянием между верхним и нижним лазерным уровнем.

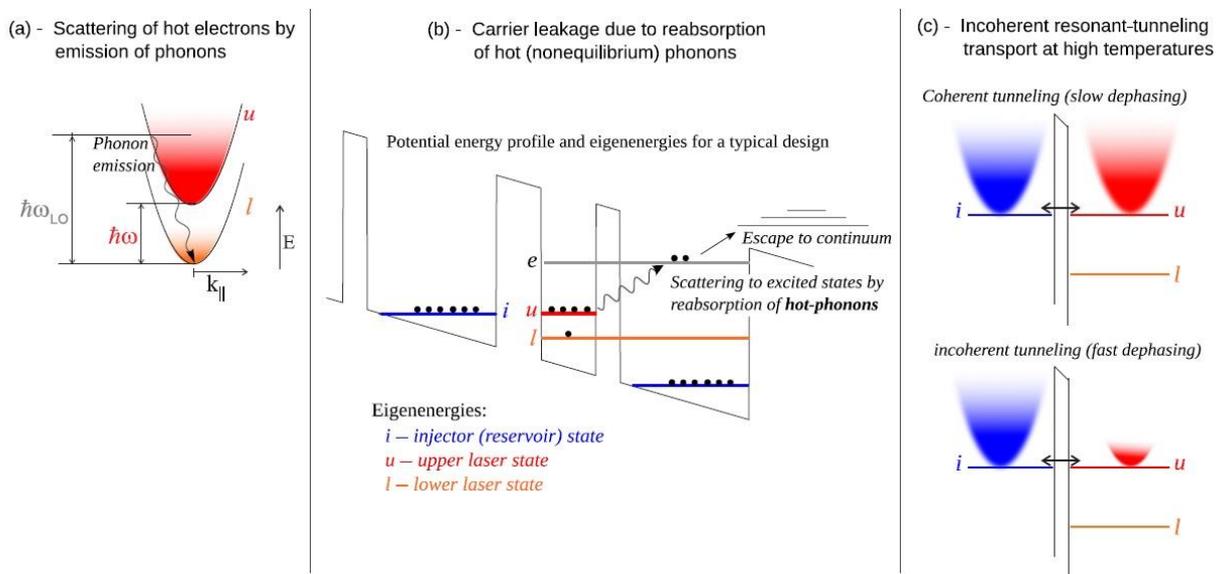


Рисунок 4. Основные механизмы температурного затухания генерации в ТГц ККЛ: (а) рассеяние горячих электронов на  $LO$ -фононах, (б) утечка носителей в континуум, (с) нарушение когерентности транспорта при повышенной температуре. Из работы [9].

Основным методом определения роли того или иного механизма в конкретной конструкции ТГц ККЛ является создание зонных дизайнов, сфокусированных на подавлении выбранного механизма. К сожалению, во многих случаях информация, получаемая с помощью такого подхода, оказывается неполной в силу того, что различные механизмы температурного затухания генерации конкурируют друг с другом и имеют варьирующийся с температурой относительный вклад в результирующий эффект. Более того, технологические

решения, направленные на борьбу с отдельным механизмом, могут затрагивать и другие аспекты работы ТГц ККЛ. К примеру, для борьбы с наиболее существенным при температурах  $T \sim 100 - 150$  К механизмом, а именно, с температурной активацией испускания  $LO$ -фононов, широко применяется диагонализация лазерного перехода [39]. Этот подход состоит в расположении верхнего и нижнего лазерного уровня в соседних квантовых ямах. В таких условиях излучательный переход должен сопровождаться туннелированием, что уменьшает силу осциллятора перехода, но в то же время затрудняет рассеяние горячих электронов с верхнего лазерного уровня на фононах. Таким образом, уменьшение силы осциллятора перехода компенсируется выигрышем в инверсной населённости, и определяемое произведением этих величин усиление растёт с увеличением степени «диагональности» дизайна. В то же время, точное установление эффекта степени «диагональности» на выигрыш в высокотемпературном усилении оказывается затруднённым тем, что «диагональность» оказывает влияние на положение рабочего диапазона лазера по напряжению [41]. С увеличением степени «диагональности» нестабильная область отрицательного дифференциального сопротивления, ограничивающая рабочий диапазон сверху, наступает раньше. Это, в конце концов, приводит к невозможности выхода ККЛ на оптимальное значение напряжения, при котором сравниваются верхний лазерный уровень и инжектор.

При переходе к более высоким температурам (выше 150 К) роль рассеяния горячих электронов на  $LO$ -фононах в качестве ограничивающего рабочую температуру фактора снижается [41], и на первый план выходит утечка носителей с верхнего лазерного уровня на вышележащие состояния за счёт поглощения неравновесных  $LO$ -фононов [40]. Об этом свидетельствуют работы [31, 32, 42], в которых исследовалось температурное поведение ТГц ККЛ, основанных на гетероструктурах  $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$  с высоким содержанием алюминия — 0,25–0,4 против обычных 0,15. Более высокие квантовые барьеры, реализуемые в таких структурах, препятствуют рассеянию электронов на

вышележащие уровни, что позволяет существенно повысить рабочие температуры.

## Раздел 1.4 Перестройка частоты ТГц ККЛ

Одним из главных требований, предъявляемых к ТГц ККЛ при их практическом использовании, является возможность перестройки частоты излучения в одномодовом режиме в как можно более широких пределах. Несмотря на то что многие ТГц ККЛ обладают чрезвычайно широкой полосой усиления, превышающей 1 ТГц [43], типичные диапазоны перестройки частоты оказываются гораздо меньше. Стандартные методы перестройки частоты, такие как использование внешнего резонатора в сочетании с антиотражающим покрытием, оказываются неэффективными в ТГц диапазоне (хотя даже в случае ИК ККЛ таким образом удалось достичь перестройки на 24% от центральной частоты [44]). По этой причине для увеличения диапазона перестройки зачастую приходится прибегать к достаточно экзотическим решениям, существенно усложняющим конструкцию устройства.

Различные методы перестройки частоты лазеров вообще удобно рассмотреть, основываясь на их физической природе. Известно, что частота излучения  $\omega$  для некоторой моды резонатора в однородной активной области задаётся дисперсионным соотношением

$$k_z^2 + k_{\perp}^2 = \omega^2 \mu \varepsilon,$$

где  $k_z$  и  $k_{\perp}$  — компоненты волнового вектора моды в продольном и перпендикулярном направлениях,  $\mu \approx 1$  — магнитная проницаемость и  $\varepsilon$  — диэлектрическая проницаемость среды. Из этой формулы следует, что частоту лазера можно перестраивать, изменяя величины  $\varepsilon$ ,  $k_z$  и  $k_{\perp}$ .

В ТГц ККЛ наиболее широко используется перестройка на основе изменения  $\varepsilon$ , то есть эффективного показателя преломления активной среды  $n_{eff}$ . В первую очередь следует отметить возможность перестройки частоты, присущую любому ККЛ — за счёт изменений температуры теплоотвода и тока, протекающего через

лазер [45, 46, 47]. Типичная зависимость частоты ТГц ККЛ от температуры теплоотода приведена на рис. 5 — рост температуры приводит к уменьшению частоты излучения. Указанный способ является одним из наиболее простых и основывается на температурной зависимости  $n_{eff}$ , а также зависимости положения максимума контура усиления от приложенного к структуре напряжения и связанных с ней квантово-размерном эффекте Штарка и эффекте затягивания мод [10]. Детальное обсуждение этих механизмов будет представлено в главе 4.

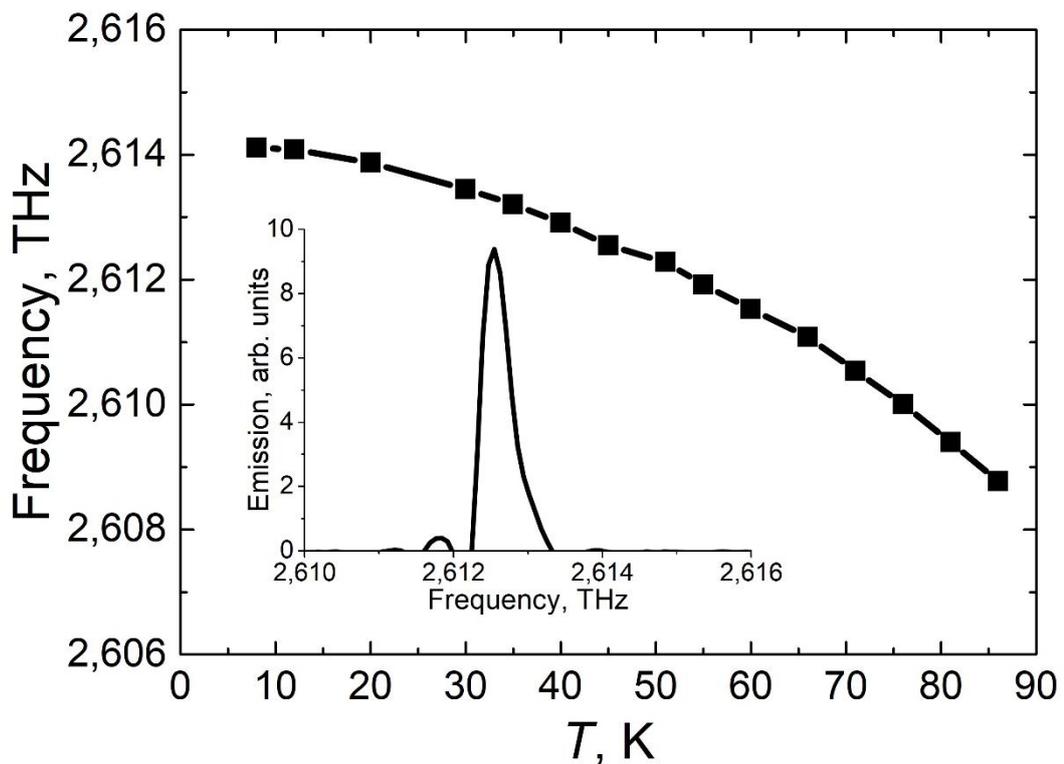


Рисунок 5. Типичная зависимость частоты излучения ТГц ККЛ от температуры теплоотода. На вставке: спектр излучения исследованного ККЛ при  $T = 45$  К. Адаптировано из [45].

К сожалению, диапазоны изменения температуры и тока при работе ТГц ККЛ достаточно малы, и характерные значения коэффициентов перестройки (несколько десятков МГц/К по температуре и несколько МГц/мА по току [10]) могут обеспечить перестройку частоты лишь в диапазоне нескольких ГГц. Тем не менее, данный способ обладает такими достоинствами, как непрерывный характер перестройки (без перескоков по модам), быстрота (в случае перестройки током) и крайняя простота — для его использования не требуется

дополнительного оборудования. Это позволяет создавать на его основе более замысловатые методы перестройки частоты.

Примером такого более сложного метода может быть предложенная в работе [48] схема, в которой излучение двух ТГц ККЛ, заведённое в отдельные оптически связанные волноводы, взаимодействует через малый воздушный промежуток по принципу Вернье (рис. 6а). Независимое изменение токов, протекающих через лазеры, приводит к изменению показателя преломления системы в целом за счёт эффекта Штарка и затягивания мод, что обеспечивает непрерывную перестройку частоты на 19 ГГц при фиксированной температуре. Также стоит отметить, что в данном случае перестройка происходит при практически неизменной выходной мощности, а при дополнительном изменении температуры диапазон перестройки увеличивается до 20 ГГц (рис. 6б,с).

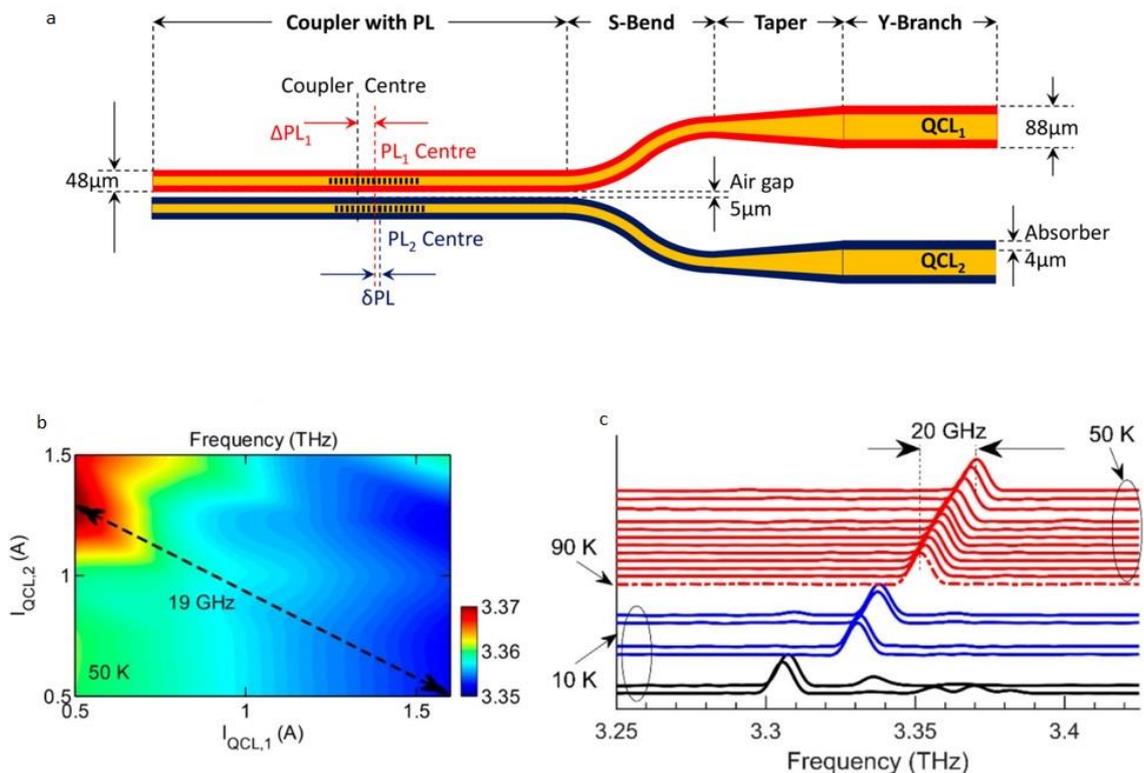


Рисунок 6. (а) Иллюстрация метода перестройки частоты излучения двух оптически связанных ТГц ККЛ. (б) Поведение частоты излучения системы при независимом изменении силы тока через лазеры. (с) Полный диапазон перестройки частоты за счёт изменения силы тока и температуры. Из работы [48].

Другие методы перестройки, связанные с вариациями  $n_{eff}$ , не столь эффективны, хоть и не менее изощрённы. Один из подходов состоит в освещении заднего торца ТГц ККЛ излучением ИК лазерного диода [49, 50], что позволяет непрерывно перестраивать частоту генерации ККЛ в пределах до 11,9 ГГц. Механизм перестройки здесь связан с разогревом активной области, а также с генерацией неравновесных носителей, уменьшающих её эффективную длину. В другой работе [51] в конструкцию ТГц ККЛ была интегрирована схема наподобие транзистора с высокой подвижностью электронов. Изменение  $n_{eff}$  за счёт управления концентрацией электронов в проводящем канале даёт возможность перестраивать частоту генерации на 2 ГГц. Ещё один способ [52] основан на управлении смещением максимума усиления в одном ТГц ККЛ через другой, оптически связанный с первым. На управляющий ККЛ подаётся смещение, превращающее излучательный переход между уровнями размерного квантования в поглощающий на частоте, отстроенной от частоты первого лазера на 0,3 ТГц. Перестройка, получаемая таким образом, ограничивается 3,9 ГГц.

Принципиально иной способ перестройки частоты, основанный на изменении  $k_{\perp}$ , был предложен в [53]. В этой работе исследовалась работа необычного устройства — «проволочного» лазера, характерный размер которого  $w$  много меньше длины волны излучения  $\lambda$  ( $w \sim \lambda/8$ ). Такая конструкция приводит к тому, что значительная часть поля лазерной моды выходит за пределы полоска, давая возможность эффективно влиять на неё внешними факторами. В качестве такого фактора можно использовать специальные плунжеры из металла (золота) или диэлектрика (кремния). Будучи расположенными вдоль боковой поверхности полоска ККЛ в непосредственной близости от неё, они изменяют пространственное распределение лазерной моды. Уменьшение расстояния между золотым плунжером и ККЛ приводит к синему сдвигу частоты, ибо мода «заталкивается» обратно в лазер (рис. 7а). При замене плунжера на кремниевый наблюдается, наоборот, красный сдвиг (рис. 7b), в силу увеличения профиля моды в поперечном направлении (внутри прозрачного в ТГц-диапазоне кремния). Таким образом авторам удалось достичь перестройки в 137 ГГц, а в

следующей работе [54] этот диапазон расширился до 330 ГГц за счёт уменьшения поперечного сечения полоска. К недостаткам данного метода, помимо сложности конструкции, включающей микроэлектромеханические схемы, относится невысокий уровень выходной мощности и крайне плохое качество пучка.

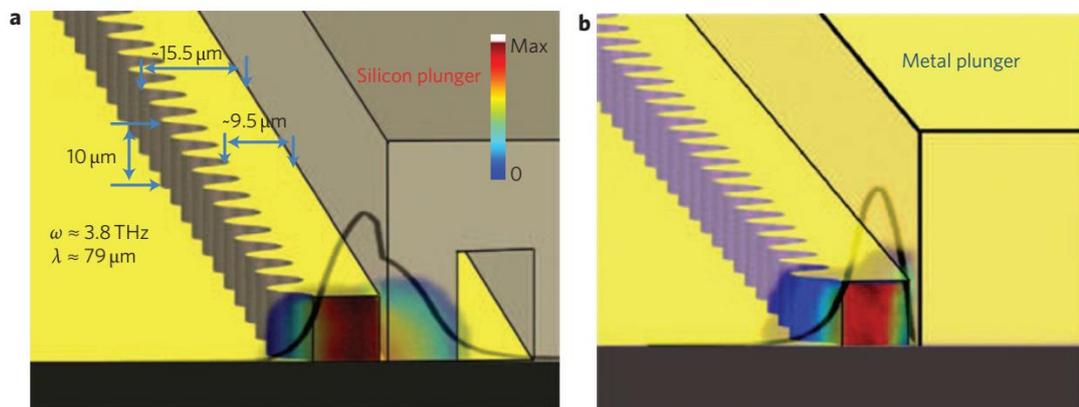


Рисунок 7. Схематическая иллюстрация перестройки частоты «проволочного» ККЛ подвижным плунжером из кремния (а) и золота (b). Из работы [53].

Наконец, изменением  $k_z$  оперируют устройства, снабжённые внешним резонатором. Традиционная схема реализации внешнего резонатора, основанная на использовании отражающей дифракционной решётки в качестве внешнего зеркала и антиотражающего покрытия, наносимого на излучающий торец лазерного полоска, оказывается малоэффективной в ТГц области частот. Причиной этому служат трудности фокусировки отражённого от решётки лазерного луча обратно в резонатор с размерами, меньшими длины волны излучения, сложность разработки необходимого антиотражающего покрытия, а также существенное падение мощности ТГц излучения при введении в систему дополнительных оптических элементов [55].

Тем не менее, принципиально новые подходы, основанные на концепции внешнего резонатора, позволяют получить лучшие на сегодняшний день характеристики перестройки ценой сложности конструкции. Метод, изложенный в работе [56], основан на использовании распределенной обратной связи второго порядка, заставляющей ККЛ излучать вертикально. Внешний

резонатор формируется верхней обкладкой активной области и алюминиевым зеркалом, расположенным над ней. Перестройка частоты излучения является следствием взаимодействия мод соседних резонаторов (внутреннего и внешнего), позволяющего влиять на собственные частоты ККЛ изменением положения зеркала. Полный диапазон непрерывной перестройки составляет 162 ГГц.

Наиболее эффективным оказался подход, связанный с особым классом ТГц ККЛ — поверхностно излучающими ККЛ с вертикальным внешним резонатором (QC-VECSEL) [7]. Такой лазер представляет собой конструкцию из активной метаповерхности толщиной менее длины волны со множеством лазерных полосков и специфического выходного окна с высоким коэффициентом отражения, формирующего внешний резонатор. Широкий диапазон перестройки в таких лазерах достигается за счёт работы активной метаповерхности на низших модах резонатора Фабри — Перо ( $m = 2$ ), что значительно увеличивает диапазон свободной перестройки без перескока по модам. Подобный режим работы возможен благодаря очень короткому резонатору в комбинации с высокоотражающим зеркалом. В такой архитектуре весьма широкий диапазон непрерывной перестройки частоты в 880 ГГц обеспечивается одновременно с выходными мощностями порядка 10 мВт и круглой формой пучка в дальнем поле.

## ГЛАВА 2. МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

В работе исследовалась серия ТГц ККЛ, изготовленных в ИСВЧПЭ РАН: № 22119 (лазер А), №42233\*R (лазер В), № 25231R (лазер С), №3-5 (лазер D) и №3-8 (лазер Е). Активная область лазера состояла из модулей по три или четыре КЯ GaAs/Al<sub>0.15</sub>Ga<sub>0.85</sub>As с резонансно-фононным дизайном и помещалась в двойной металлический волновод Au — Au. Резонатор Фабри — Перо формировался путём скалывания лазерных полосков шириной 50 — 100 мкм и длиной от 1 до 2 мм. Метод изготовления подробно описан в работах [57, 58]. Основные моды лазеров А, В, С, D, Е располагались в окрестности частот 2,3, 3,2, 4,1, 4,3 и 4,0 ТГц, соответственно. Основные характеристики лазеров представлены в табл. 1.

Таблица 1. Параметры исследуемых ТГц ККЛ: частота генерации  $f$ , максимальная рабочая температура  $T_{\max}$ , пороговый ток  $I_{\text{пор}}$  при  $T = 10$  К, полный диапазон перестройки частоты по температуре  $\Delta f(T)$  и по току  $\Delta f(I)$ .

Лазер	$f$ , ТГц	$T_{\max}$ , К	$I_{\text{пор}}$ , А при $T = 10$ К	$\Delta f(T)$ , ГГц	$\Delta f(I)$ , ГГц
А	2,3	80	0,9	$\approx 0$	$\approx 0$
В	3,2	120	1,0	5,6	$\approx 0$
С	4,1	110	0,5	6,8	$\approx 0$
D	4,3	70	1,7	3,7	6,4
Е	4,0	60	5,1	4,3	7,3

В ходе работы была проведена серия измерений мощностных ( $L — I$ ) и спектральных характеристик ТГц ККЛ в широком диапазоне температур от 4,2 до 120 К со сканированием по току. Работа исследуемых лазеров в импульсном режиме обеспечивалась при помощи электронного ключа, способного формировать импульсы напряжения заданной длительности  $\tau$ , частоты

повторения  $f$  и амплитуды  $U$ , а также позволяющего контролировать величину тока и напряжения, подаваемых на лазер. Измерения мощностных характеристик, а именно зависимостей выходной мощности ККЛ от рабочего тока ( $L - I$ ) при различных температурах, проводились при длительностях импульсов  $\tau = 1.5-9$  мкс с частотой повторения  $f = 20$  Гц. В свою очередь, спектральные характеристики ККЛ измерялись при длительностях импульсов  $\tau = 2-15$  мкс с частотой повторения  $f = 1$  кГц.

Установки для проведения двух описанных типов измерений изображены на рис. 8. В обоих случаях исследуемые ТГц ККЛ помещались в проточный гелиевый криостат Oxford Optistat CF, способный поддерживать температуру в диапазоне 4,2 — 300 К. Лазерное излучение выводилось из криостата через полиэтиленовые окна при помощи сверхразмерного металлического волновода. При измерениях  $L - I$  характеристик (рис. 8а) волновод подводился вплотную 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, и далее поступал на ЭВМ.

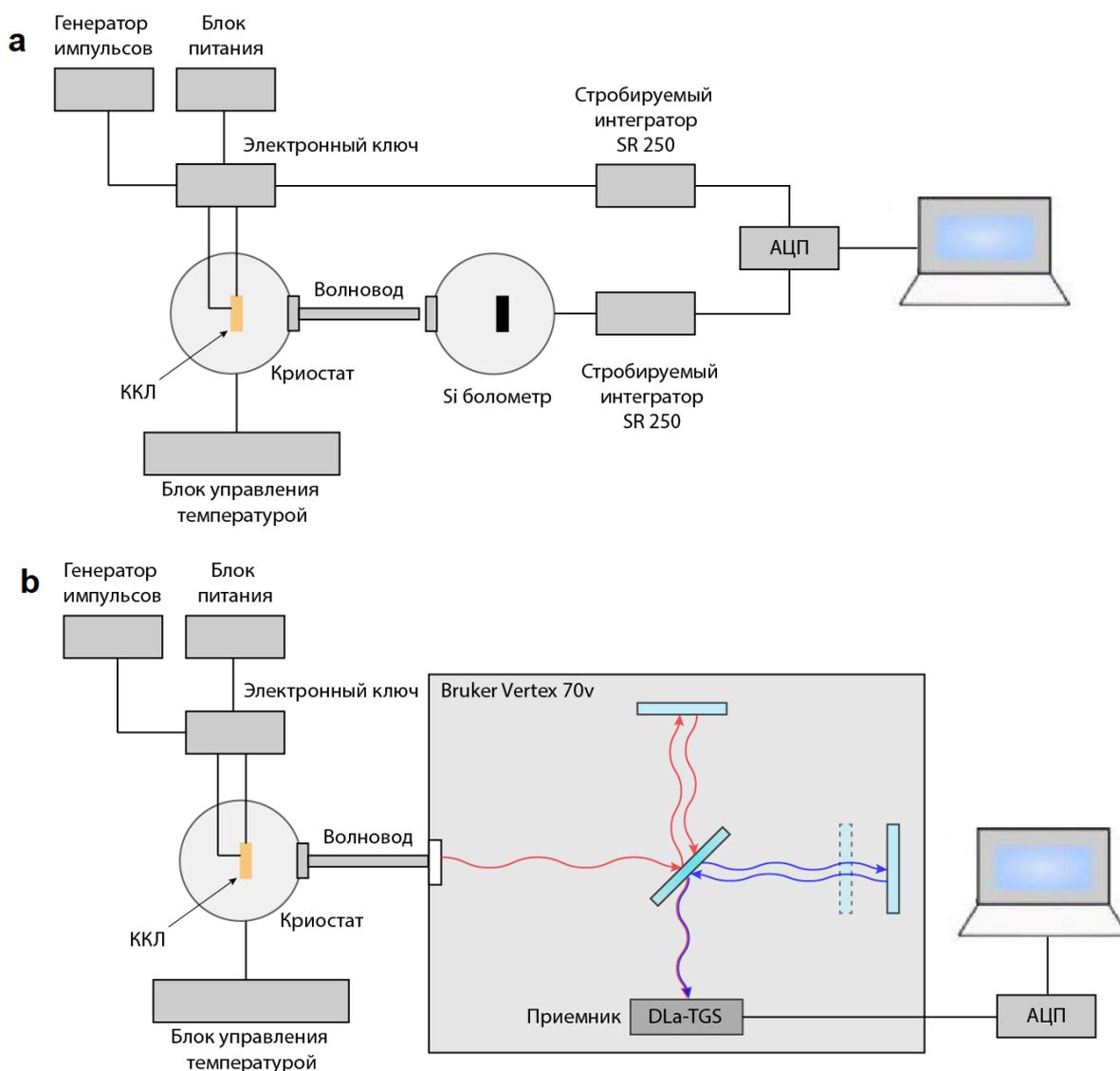


Рисунок 8. Принципиальная схема установки для проведения измерений (а) мощностных и (б) спектральных характеристик.

При проведении спектральных измерений (рис. 8б) волновод соединялся со входным портом фурье-спектрометра Bruker Vertex 70v, что позволяло вакуумировать оптический тракт и значительно уменьшить влияние атмосферного поглощения. Для детектирования излучения ТГц ККЛ использовался штатный пироэлектрический приёмник DLaTGS с фильтром из чёрного полиэтилена. Поскольку при выбранной частоте повторения постоянная времени приемника ( $> 1$  мс) превышает время следования импульсов излучения, указанный режим работы эквивалентен непрерывному режиму работы лазера. Это позволяло использовать спектрометр в режиме непрерывного сканирования.

Спектральное разрешение составляло  $0,2 \text{ см}^{-1}$  (6 ГГц) — минимально возможное для используемого фурье-спектрометра. В качестве функции аподизации была выбрана функция Хаппа — Гензеля как оптимум между уширением спектральной линии и добавлением паразитных особенностей в спектр.

## ГЛАВА 3. ТЕМПЕРАТУРНОЕ ЗАТУХАНИЕ ГЕНЕРАЦИИ ТГЦ ККЛ

### Раздел 3.1 Метод исследования

Как уже отмечалось в разделе 1.3, выявление доминирующих механизмов прекращения генерации в ТГц ККЛ заданной конструкции при повышении температуры является необходимым для совершенствования зонного дизайна активной области с точки зрения повышения максимальных рабочих температур. Вместе с тем, исследования в этом направлении оказываются крайне затруднительными в силу необходимости учёта вкладов от множества вероятных механизмов, а также из-за существенных различий между номинальной температурой лазерной структуры (температуры теплоотвода) и температуры электронной подсистемы. В связи с этим все известные исследования температурного затухания генерации ТГц ККЛ, равно как и исследования лазеров с рекордными рабочими температурами, проводились при малых длительностях импульсов — менее 300 нс [31, 32, 33]. Такие длительности упрощают рассмотрение наблюдаемых эффектов, позволяя исключить влияние разогрева активной области протекающим током, однако они существенно ограничивают выходную мощность лазеров. Таким образом, наиболее перспективный для практических приложений режим работы ТГц ККЛ при больших длительностях импульсов (свыше 1 мкс) остаётся слабо исследованным.

Наиболее частым методом определения вкладов различных механизмов затухания генерации является создание специальных конструкций ТГц ККЛ, направленных на подавление выбранного механизма, и сравнение их характеристик с лазерами стандартной конструкции. Однако же в работе [27] был предложен оригинальный метод, дающий возможность оценить вклад одного из основных механизмов температурного затухания генерации — температурной активации испускания *LO*-фононов «горячими» электронами с верхнего лазерного уровня (рис. 9). Этот процесс характеризуется энергией

активации  $E_a$ , которой должен обладать термически возбужденный электрон для безызлучательного перехода на нижний лазерный уровень за счёт испускания  $LO$ -фонона:  $\hbar\omega_{LO} = E_a + \hbar\omega$ , где  $\hbar\omega$  — энергия кванта излучения лазера. Величину энергии активации можно определить с помощью графика Аррениуса нормированной выходной мощности от температуры. В случае если это значение будет близко к разнице энергий  $LO$ -фонона и фотона, можно говорить о том, что рассматриваемый механизм вносит определяющий вклад в деградацию исследуемого лазера.

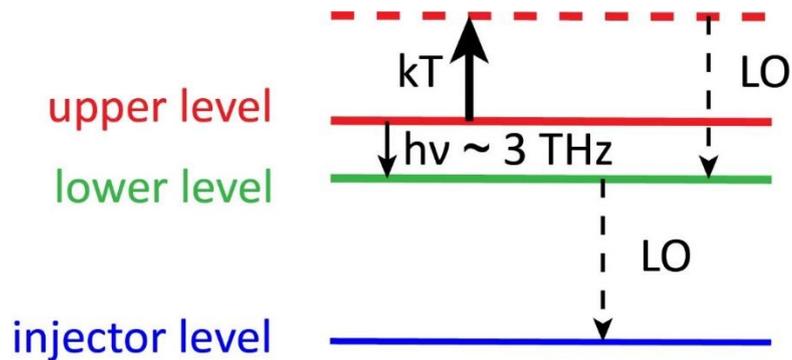


Рисунок 9. Схематическая иллюстрация механизма безызлучательных переходов горячих электронов с верхнего лазерного уровня за счёт испускания  $LO$ -фононов.

В настоящей работе указанный метод был применен для анализа температурных зависимостей выходной мощности нескольких ТГц ККЛ с резонансно-фононным дизайном, работавших в импульсном режиме с микросекундными длительностями.

Необходимо отметить, что искомый линейный участок на температурной зависимости выходной мощности проявляется при достаточно высоких температурах  $T > \sim 100$  К, где электронная температура близка к решёточной. В связи с этим исследуемые лазеры должны обладать максимальными рабочими температурами, сравнимыми с этим значением. Предварительные исследования спектров имеющихся в нашем распоряжении ТГц ККЛ при разных температурах показали, что наибольшими рабочими температурами обладают лазеры А, В и С (табл. 1), что обусловило выбор их при исследовании температурного гашения.

### Раздел 3.2 Исследование лазеров А и С

$L - I$  характеристики лазеров А и С измерялись с длительностями импульсов  $\tau = 9$  мкс при частоте повторения  $f = 20$  Гц в диапазонах температур 5–80 К и 4,2–110 К, соответственно.  $L - I$  характеристика лазера С представлена на рис. 10. Максимальная выходная мощность определялась по экстремумам кривых  $L - I$  и нормировалась на значения, полученные при наименьшей температуре 5 К. На вставке рис. 10 изображены построенные таким образом графики Аррениуса для лазеров А и С. Высокотемпературные участки этих графиков характеризуются энергиями активации  $Ea^A_{(exp)} = 12,4$  мэВ и  $Ea^C_{(exp)} = 6,6$  мэВ, которые в сумме с энергиями соответствующих фотонов  $\hbar\omega$  дают 21,7 мэВ и 23,5 мэВ.

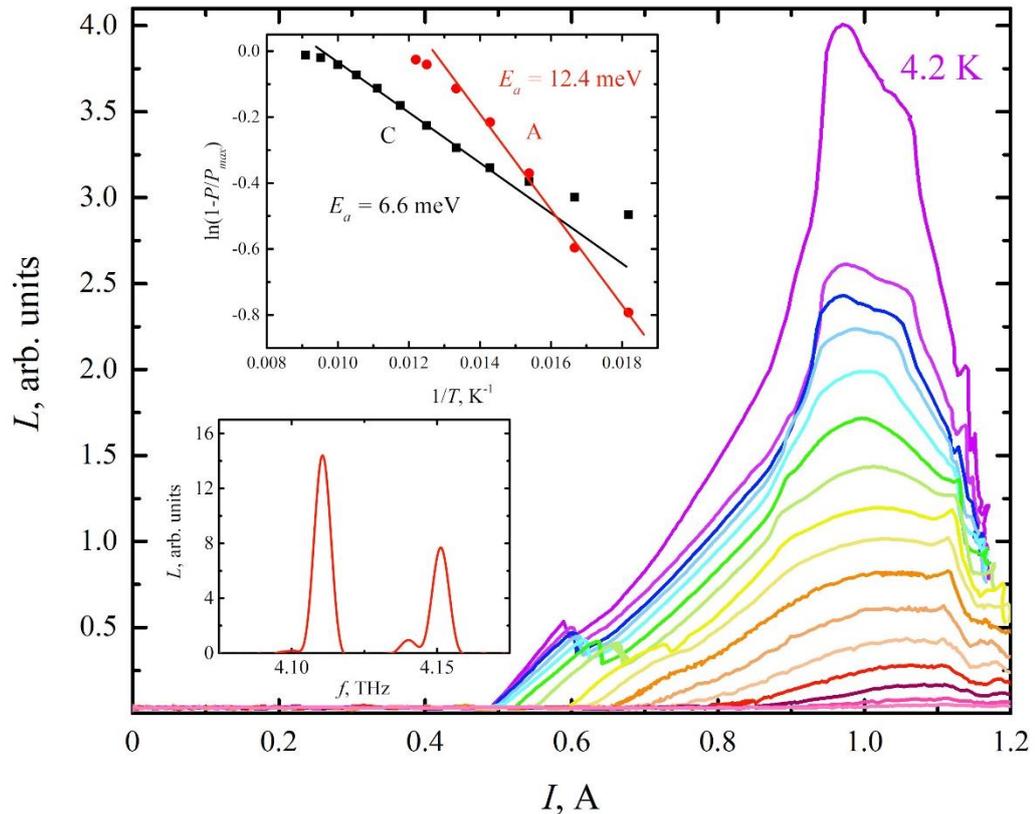


Рисунок 10.  $L - I$  характеристики лазера С, измеренные при температурах от 4,2 до 110 К с параметрами импульса 9 мкс / 20 Гц. Температура возрастает от холодных цветов к тёплым. На вставках: графики Аррениуса для лазеров А и С и спектр излучения лазера С при температуре 5 К, измеренный при токе 1,03 А с параметрами импульса 10 мкс / 1 кГц.

Полученные суммарные значения существенно меньше энергии  $LO$ -фонона в GaAs ( $\hbar\omega_{LO} \approx 36,5$  мэВ). Наблюдаемое расхождение может объясняться

уменьшением эффективной длительности импульса излучения вследствие джоулева разогрева ККЛ; этот механизм будет подробно рассмотрен далее. В случае низкочастотного лазера А также вероятно существенное влияние альтернативного механизма затухания генерации, связанного с уменьшением времени сохранения когерентности электронных волн, участвующих в резонансном туннелировании с уровня инжектора на верхний лазерный уровень. Роль этого механизма возрастает в случае близкого расположения верхнего и нижнего лазерных уровней. Более точное определение роли различных механизмов в лазерах с резонансно-фононным дизайном является темой для дальнейших исследований.

### **Раздел 3.3 Исследование лазера В**

В случае лазера В измерения проводились при трёх различных длительностях импульса  $\tau = 1,5, 4,5$  и  $9$  мкс с целью выявления степени влияния характера импульсного питания ККЛ на температурное затухание генерации.  $L - I$  характеристики лазера В, измеренные в диапазоне температур  $4,2-120$  К с частотой повторения  $f = 20$  Гц при длительностях импульса  $\tau = 1,5, 4,5$  и  $9$  мкс представлены на рис. 11а,б,с соответственно. Немонотонность полученных зависимостей есть проявление эффекта «перескока» мод генерации [59] при участии моды на  $3,8$  ТГц, возникающей при больших токах в области температур выше  $80$  К. Об этом свидетельствуют спектры излучения лазера В, измеренные при  $T = 85$  К, показанные на вставке рис. 8а. Эта мода существует лишь в узком диапазоне температур, и потому не учитывалась в нашем рассмотрении.

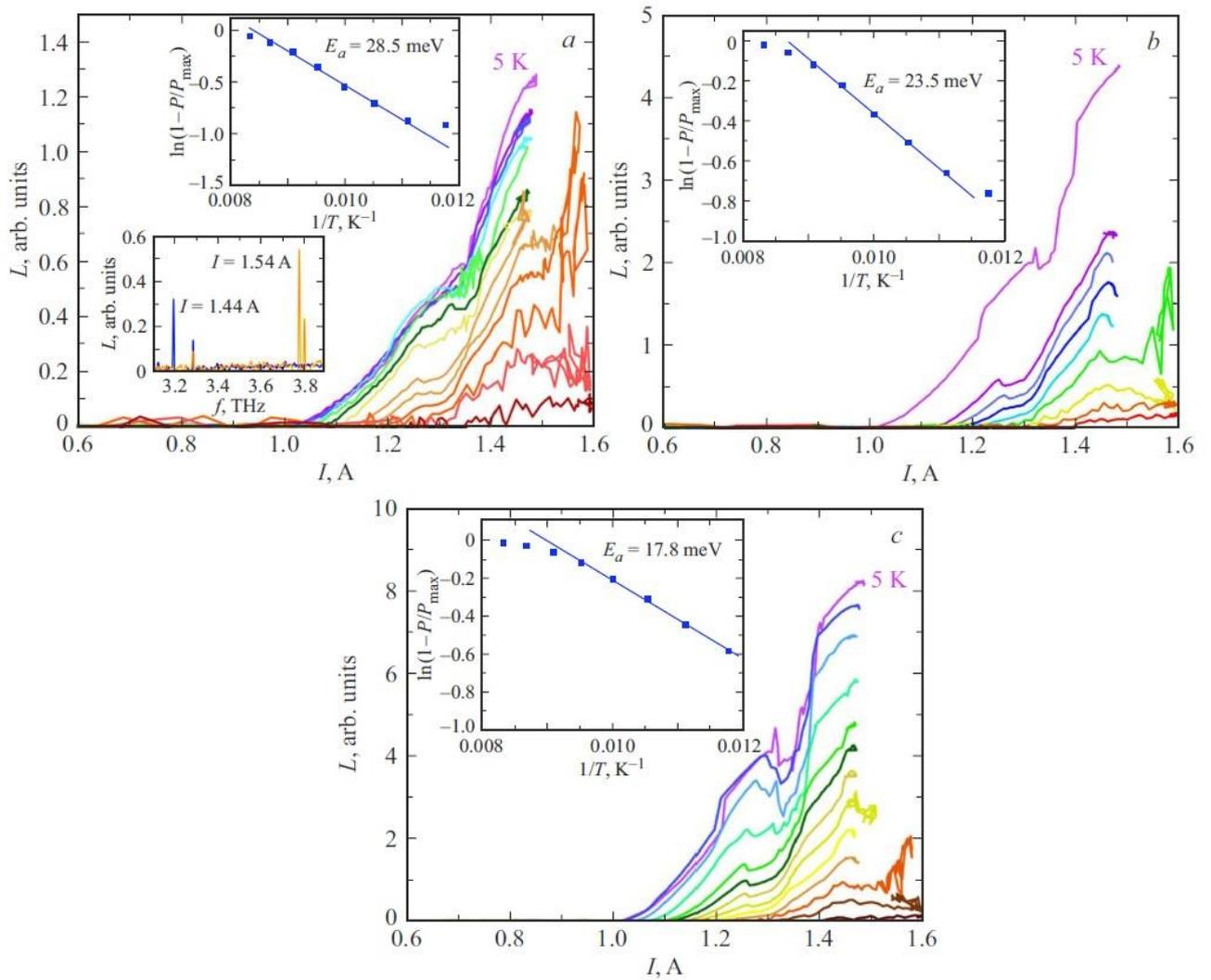


Рисунок 11.  $L - I$  характеристики лазера В, измеренные при температурах от 5 до 120 К. Температура возрастает от холодных цветов к тёплым. Частота повторения  $f = 20$  Гц, длительности импульсов  $\tau$  составляют: (а) 1,5 мкс, (б) 4,5 мкс, (с) 9 мкс. На вставках: графики Аррениуса, построенные на основе представленных кривых. На рис. (а) также показаны спектры излучения, измеренные при  $T = 85$  К с параметрами импульса 5 мкс / 1 кГц при двух значениях токов: 1,44 А и 1,54 А. При большем токе происходит перескок по модам лазера с 3,2 на 3,8 ТГц.

На рис. 12 показаны графики Аррениуса для лазера В во всём диапазоне температур при трёх различных длительностях импульсов. Значениям  $\tau = 1,5, 4,5$  и 9 мкс соответствуют значения энергии активации 28,5, 23,5 и 17,8 мэВ, которые в сумме с энергией фотона дают значения 41,7, 36,7 и 31,0 мэВ. Как можно видеть, суммарная энергия, полученная при  $\tau = 4,5$  мкс практически совпадает с

энергией  $LO$ -фонона, в то время как для значения других длительностей импульсов отклоняются как в меньшую, так и в большую сторону.

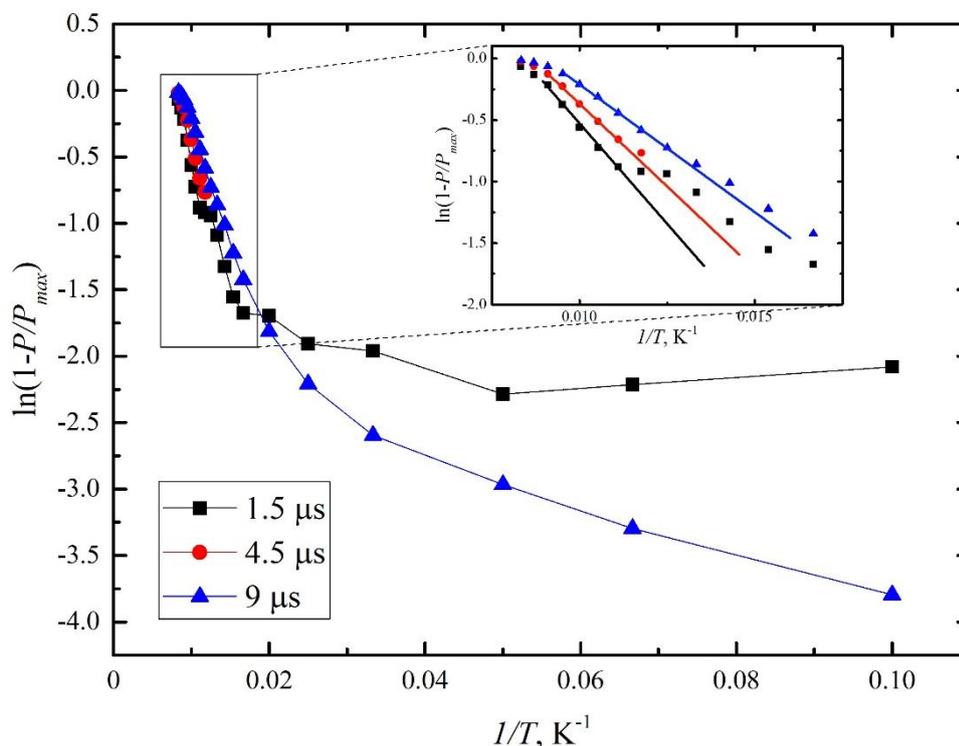


Рисунок 12. Графики Аррениуса для лазера В при трёх длительностях импульсов  $\tau$ : 1,5, 4,5 и 9 мкс.

В случае более протяжённых импульсов такое поведение может быть объяснено упомянутым выше уменьшением эффективной длительности импульса излучения, связанным с джоулевым нагревом лазера за время импульса тока. Следствием такого нагрева 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 теплоотвода протекающий через активную область ККЛ ток может нагреть её выше максимальной рабочей температуры, что приведёт к преждевременному прекращению генерации, 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 ( $\sim 1$  мс) много больше длительностей лазерных импульсов. Из-за этого измеряемая амплитуда сигнала оказывается

пропорциональной не только интенсивности лазерного излучения, но и его длительности (рис. 13а). Следовательно, преждевременное затухание лазера в течение импульса ведет к уменьшению регистрируемой величины сигнала.

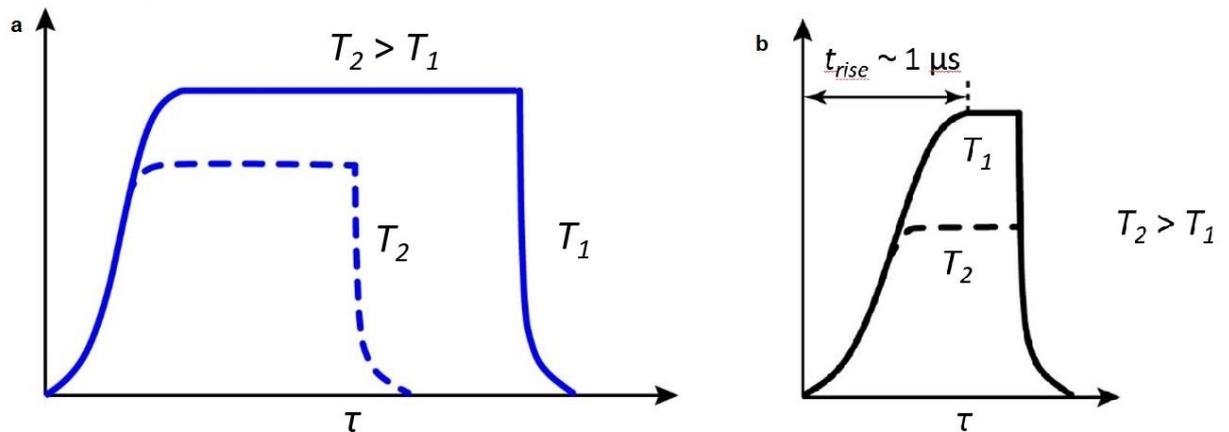


Рисунок 13. Иллюстрация механизмов, объясняющих отклонения коэффициентов наклонов линейных участков графиков Аррениуса для лазера В в случае длинных (а) и коротких (б) импульсов.

При анализе получаемых  $L - I$  зависимостей также нужно учитывать, что, поскольку описанный выше активационный механизм испускания  $LO$ -фона с верхнего лазерного уровня относится к безызлучательным процессам, уменьшающим 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 определяемая им энергия активации, существенно зависят от значения нормировочной мощности: если она возрастает, то энергия активации падает, и линейный участок становится более пологим, и наоборот. Таким образом, при уменьшении эффективной длительности импульса используемая в расчетах нормировочная мощность оказывается больше, чем должна быть для данных импульсов, что приводит к уменьшению энергии активации и коэффициента наклона прямой по сравнению

со значениями, соответствующими  $LO$ -фону. Именно такое поведение демонстрирует график Аррениуса для всех рассматриваемых ККЛ при  $\tau = 9$  мкс. Кроме того, при ближайшем рассмотрении графиков Аррениуса на рис. 12 можно заметить, что начиная с температуры порядка 100 К зависимости для лазера В при  $\tau = 4,5$  и 9 мкс становятся полностью одинаковыми. Данное явление может объясняться тем, что эффективные длительности импульсов становятся меньше 4,5 мкс при указанных температурах. Этот же механизм объясняет отклонения 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 наблюдался в работе [60] для температурной зависимости мощности ККЛ с частотой генерации 3,3 ТГц, измеренной при  $\tau = 2$  мкс.

В случае более коротких импульсов температурная зависимость выходной мощности может объясняться конечным (и существенным) временем нарастания импульса излучения лазера до номинального значения (рис. 13b). Подобный эффект наблюдался в работе [47], в которой изучалась перестройка частоты ТГц ККЛ с резонансно-фононным дизайном в течение длинных (до 50 мкс) импульсов излучения. В работе [47] приводится осциллограмма импульса излучения, из которой следует, что выход на номинальную мощность происходит за 4 мкс. В наших исследованиях это время составляло  $t_{rise} \sim 1$  мкс, что может быть связано как с особенностями лазера, так и с конечным временем нарастания импульса напряжения от питающего ККЛ ключа.

Следует отметить, что это время не зависит от длительности 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. Согласно рассуждениям, приведённым выше, нормировочная мощность оказывается меньше, чем должна

была бы при нулевом  $t_{rise}$ . Это влечёт возрастание энергии активации и увеличение наклона линейного участка, что мы и видим на графике Аррениуса для  $\tau = 1,5$  мкс (рис. 12). При этом в области высоких температур влияние  $t_{rise}$  также уменьшается, поскольку 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  $\tau = 1,5$  мкс при малом влиянии  $t_{rise}$ . При использовании в качестве нормировочной мощности значение для  $\tau = 4,5$  мкс, уменьшенное в  $4,5/1,5 = 3$  раза, можно получить значение суммарной энергии, равное 36,2 мэВ, которое очень близко к энергии  $LO$ -фона. Сводные данные по энергии активации для лазеров А, В, С представлены в таблице 2.

Таблица 2. Параметры лазеров А, В, С: частота генерации  $f$  и соответствующая энергия фотона  $\hbar\omega$ , ожидаемая энергия активации  $E_a(theor) = E_{LO} - \hbar\omega$  и полученная из графика Аррениуса  $E_a(exp)$  при длительностях импульса тока  $\tau_L$ , максимальная рабочая температура  $T_{max}$ .

Лазер	$f$ , ТГц	$\hbar\omega$ , мэВ	$E_a(theor)$ , мэВ	$\tau_L$ , мкс	$E_a(exp)$ , 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 23,0 (с нормировкой, взятой при $\tau_L = 4,5$ мкс)	120
				4,5	23,5	
				9	17,8	
С	4,1	17,0	19,5	9	6,6	110

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 легко 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.

Приведённые результаты и рассуждения свидетельствуют о том, что доминирующим механизмом температурного затухания генерации в исследуемом 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  $\tau \sim 4,5$  мкс, поскольку такой режим инжекции, с одной стороны, делает лазер менее подверженным джоулеву нагреву при низких температурах, а с другой стороны, позволяет наблюдать начало температурного участка, на котором проявляется указанный механизм затухания генерации.

## ГЛАВА 4. СОБСТВЕННАЯ ПЕРЕСТРОЙКА ЧАСТОТЫ ТГц ККЛ

### Раздел 4.1 Механизмы собственной перестройки частоты

Частота излучения ТГц ККЛ, как и любого лазера, определяется собственными частотами двух его основных элементов — резонатора и активной области. Соответственно, изменение результирующей частоты генерации достигается за счёт воздействия на эти собственные частоты тем или иным образом. В случае собственной перестройки инструментами влияния служат рабочие параметры лазера — температура и прикладываемое электрическое поле. Рассмотрим подробнее механизмы, позволяющие влиять на собственные частоты лазерной системы.

В подавляющем большинстве конструкций ТГц ККЛ используется резонатор Фабри — Перо, возникающий в результате скалывания торцов лазерных полосков по выделенному кристаллографическому направлению, чаще всего [110]. Такой резонатор поддерживает излучение на продольных модах, задающихся выражением

$$f_m = \frac{mc}{2n_{\text{eff}}L},$$

где  $f_m$  —  $m$ -я мода резонатора,  $c$  — скорость света,  $n_{\text{eff}}$  — эффективный показатель преломления активной среды,  $L$  — длина резонатора. Как можно видеть, непрерывная перестройка частот резонатора возможна при вариации величин  $n_{\text{eff}}$  и  $L$ . Такую возможность даёт изменение температуры лазерной структуры:  $n_{\text{eff}}$  сам по себе обладает температурной зависимостью, а  $L$  изменяется в силу температурного расширения. Температурная зависимость  $n_{\text{eff}}$  становится значительной при температурах  $T > \sim 50$  К, давая красный сдвиг частоты резонатора с коэффициентом около  $-100$  МГц/К [10] в диапазоне порядка нескольких ТГц. Эффект, связанный с температурным расширением, оказывается пренебрежимо малым [47]. Помимо повышения температуры

теплоотовода, нагрев лазерной структуры может осуществляться протекающим через неё током. В случае импульсного режима работы ККЛ коэффициенты перестройки имеют порядок  $\sim 5$  МГц/мА [10].

Активные области ТГц ККЛ характеризуются широкой полосой усиления, которая может захватывать несколько продольных мод Фабри — Перо, приводя к многомодовому режиму работы лазера. Положение максимума контура усиления, задающего основную частоту генерации, определяется энергетическим расстоянием между верхним и нижним лазерными уровнями в активной области, что позволяет перестраивать частоту излучения ККЛ изменением приложенного напряжения посредством квантово-размерного эффекта Штарка [61].

В «диагональных» дизайнах ТГц ККЛ, в которых верхний и нижний лазерные уровни расположены в соседних КЯ, падающее на разделяющем их барьере напряжение приводит к раздвижению этих уровней и, соответственно, синему сдвигу контура усиления по частоте. При достаточной величине сдвига может наблюдаться скачкообразная перестройка частоты излучения вследствие изменения номера основной моды  $m$ .

В то же время, смещение контура усиления по частоте из-за эффекта Штарка может опосредованно влиять на частоту излучения через показатель преломления. Комплексная диэлектрическая восприимчивость материала активной области зависит от частоты из-за наличия межподзонных переходов. В этом случае коэффициент усиления на единицу длины структуры можно выразить через мнимую часть восприимчивости  $\chi''$ :  $g(\omega) \approx \frac{\chi'' \omega}{n c}$ ,  $n$  — изначальный показатель преломления,  $\omega$  — частота излучения,  $c$  — скорость света в вакууме. Спектр усиления, а значит,  $\chi''$ , смещается в сторону высоких частот при увеличении падения напряжения на структуре, что приводит к изменению действительной части показателя преломления  $\chi'$  согласно соотношениям Крамерса — Кронига. В свою очередь,  $\chi'$  изменяет показатель

преломления  $n$  в соответствии с выражением:  $\Delta n \approx \frac{\chi'}{2n}$  [52]. Таким образом, частота излучения лазера будет непрерывно повышаться с ростом приложенного поля, поскольку описанный вклад в показатель преломления отрицателен. Этот механизм называется затягиванием мод [62], и коэффициент перестройки частоты излучения для него оказывается порядка 8 МГц/мА [10].

## **Раздел 4.2 Перестройка при изменении температуры**

Предварительные спектральные измерения в широком диапазоне температур со сканированием по току, проводившиеся для всех лазеров А–Е, показали, что все они, за исключением низкочастотного лазера А, демонстрируют значительную перестройку частоты при изменении рабочей температуры (см. таблицу 1). Вид соответствующих температурных зависимостей частоты излучения (см. вставку на рис. 14), а также значения коэффициентов перестройки хорошо согласуются с описанными в литературе [45, 46, 47]. Красный сдвиг частоты объясняется описанным выше механизмом, связанным с температурной зависимостью эффективного показателя преломления активной области ККЛ. Малая перестройка частоты при температурах  $T \lesssim 50$  К объясняется слабой температурной зависимостью показателя преломления в этом диапазоне температур.

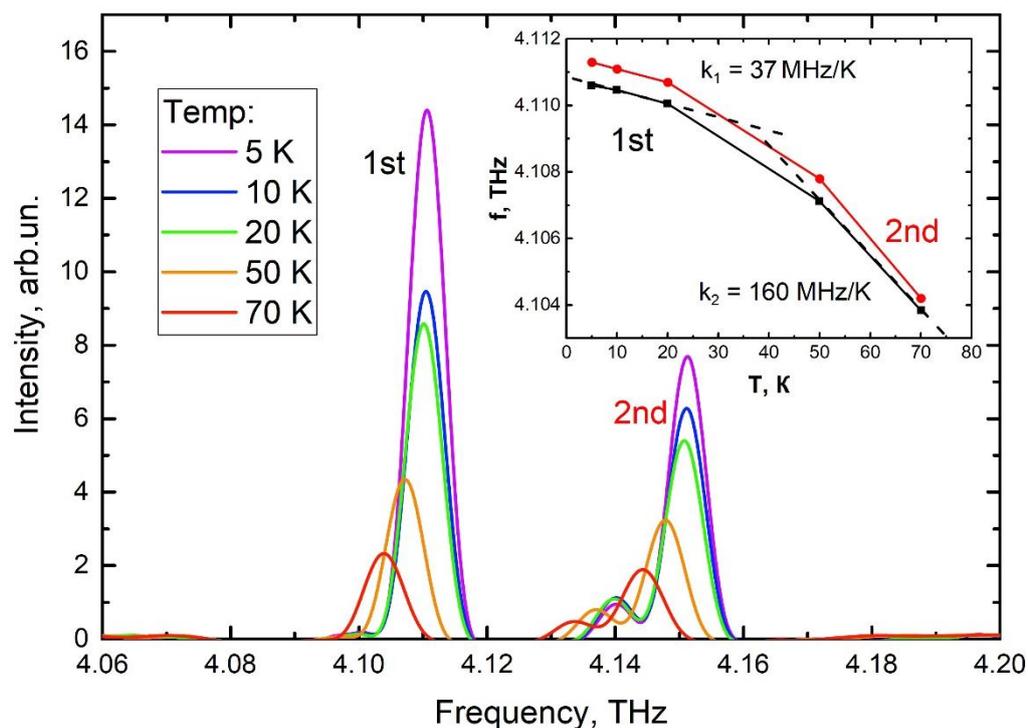


Рисунок 14. Спектральные характеристики лазера С в диапазоне температур 5 — 70 К при рабочем токе 1,03 А. На вставке: температурная зависимость положения максимума мод лазера с оцененными коэффициентами перестройки.

Вообще говоря, для исследования собственной перестройки ТГц ККЛ методами фурье-спектроскопии применяются спектрометры высокого разрешения (до 150 МГц) [45, 47]. Однако величина перестройки частоты в наших лазерах оказалась достаточно велика (порядка 4–7 ГГц). Это позволило нам использовать «стандартный» фурье-спектрометр с разрешением 6 ГГц, который даёт возможность различать в *одном* спектре пики, отстоящие друг от друга на 3 ГГц и определять сдвиг максимума на  $\sim 1$  ГГц.

Несмотря на значительную перестройку частоты с температурой, большая часть лазеров практически не изменяла частоты при изменении протекающего тока. Однако для лазеров D и E диапазон перестройки с током превысил диапазон перестройки с температурой. Поэтому дальнейшее рассмотрение собственной перестройки частоты будет сосредоточено на этих двух ККЛ.

На рис. 15 и 16 представлены измеренные спектры лазеров D и E при различных температурах. Измерения проводились в импульсном режиме при  $\tau = 10$  мкс и

$f = 1$  кГц при значениях тока, соответствующих одномодовому режиму генерации лазеров:  $I = 2,26$  А в случае лазера D и  $I = 6,66$  А для лазера E. Диапазон температур при измерениях, составлял 4,2–50 К для лазера D и 10–60 К для лазера E.

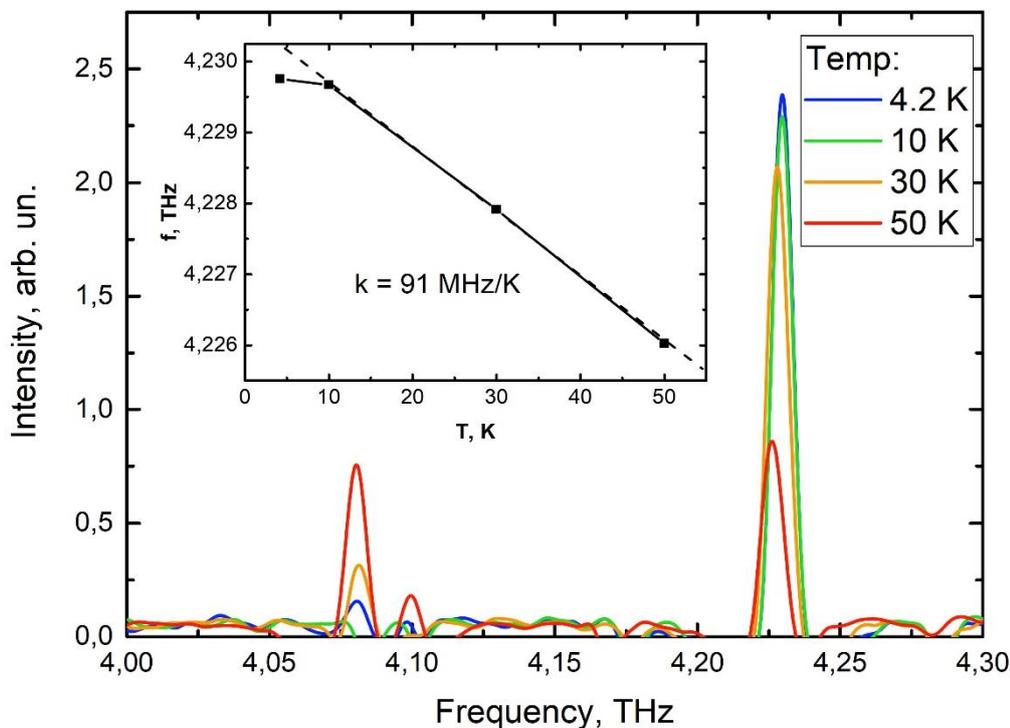


Рисунок 15. Спектральные характеристики лазера D в диапазоне температур 4,2 — 50 К при рабочем токе 2,26 А. На вставке: температурная зависимость положения максимума моды лазера с оцененным коэффициентом перестройки.

На вставках рис. 15 и 16 приведены зависимости частоты максимума лазерной моды от температуры теплоотвода, полученные из соответствующих спектров. Оба лазера демонстрируют типичный ход температурной перестройки частоты, неоднократно описанный в литературе [45, 46, 47], с коэффициентами перестройки  $k_D = 91$  МГц/К и  $k_E = 115$  МГц/К. Небольшой диапазон рабочих температур не позволил в данном случае наблюдать второй линейный участок температурной зависимости максимума частоты моды. Красный сдвиг частоты излучения обусловлен описанным выше механизмом, связанным с температурной зависимостью эффективного показателя преломления активной

среды. Диапазон непрерывной одномодовой перестройки частоты с температурой для обоих лазеров составил около 4 ГГц.

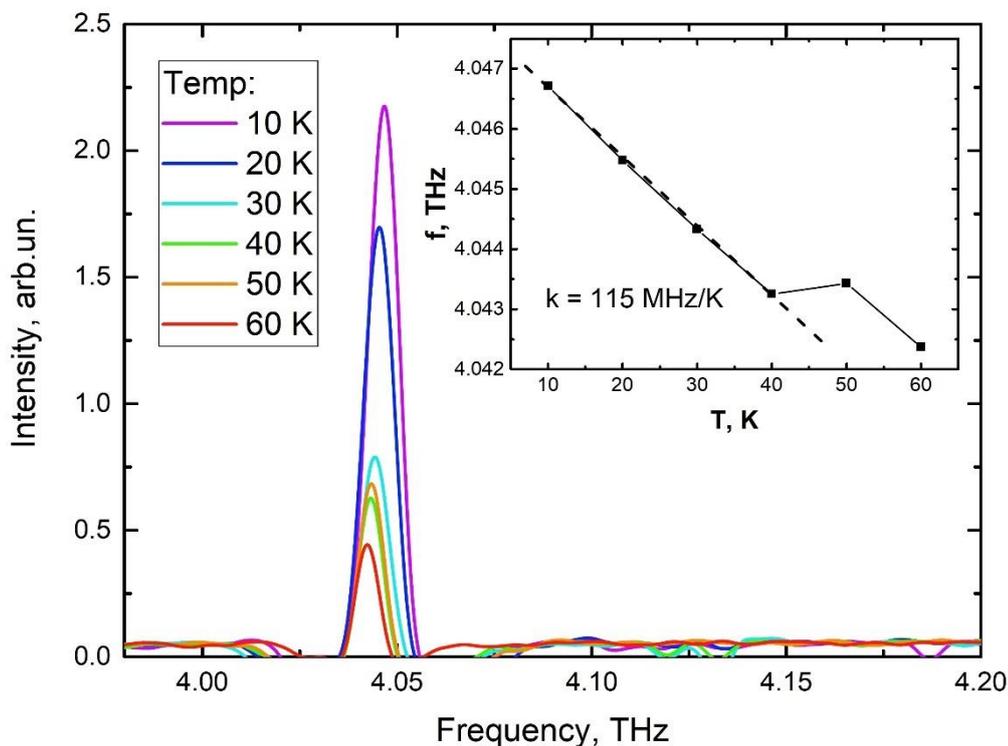


Рисунок 16. Спектральные характеристики лазера E в диапазоне температур 10 — 60 К при рабочем токе 6,66 А. На вставке: температурная зависимость положения максимума моды лазера с оцененным коэффициентом перестройки.

### Раздел 4.3 Перестройка при изменении тока

На рис. 17 и 18 представлены спектры лазеров D и E, измеренные при фиксированной температуре теплоотвода  $T = 10$  К со сканированием по току в пределах существования выбранной моды. Измерения также проводились в импульсном режиме при  $\tau = 5$  мкс (лазер D) и  $\tau = 10$  мкс (лазер E) и  $f = 1$  кГц в диапазоне токов 2,22–2,49 А и 6–7,95 А, соответственно.

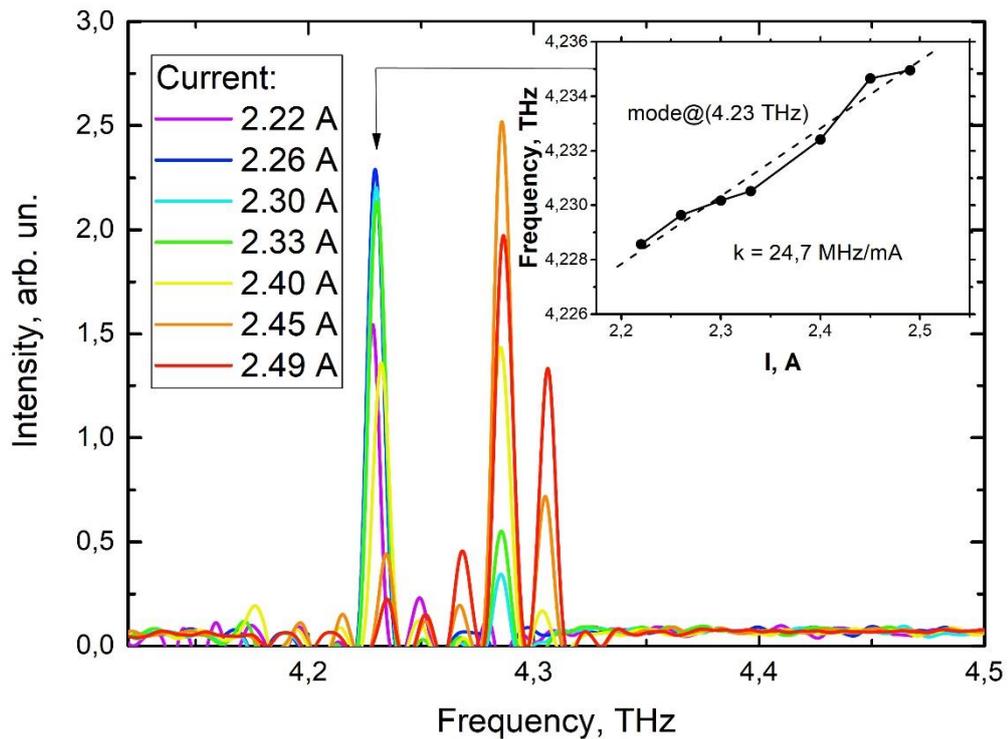


Рисунок 17. Спектральные характеристики лазера D при температуре 10 К в диапазоне токов, при которых существует мода на 4,23 ТГц. На вставке: зависимость положения максимума выбранной моды от протекающего тока с оцененным коэффициентом перестройки.

На вставках рис. 17 и 18 приведены зависимости частоты максимума лазерной моды от тока, протекающего через активную область. Для обоих ККЛ эта зависимость линейна, коэффициенты перестройки составляют  $k = 24,7 \text{ МГц/мА}$  для лазера D и  $k = 4,9 \text{ МГц/мА}$  для лазера E. Наблюдаемый синий сдвиг частоты является результатом совместного действия трёх описанных в разделе 4.1 механизмов: штарковского сдвига уровней размерного квантования, затягивания мод и разогрева протекающим током. Первые два механизма приводят к увеличению частоты излучения лазера, что при одновременном варьировании температуры позволяет расширить полный диапазон перестройки до  $\sim 10 \text{ ГГц}$ . Такие значения вполне сравнимы со многими специальными конструкциями ТГц ККЛ, а подчас и превосходят их [50, 51, 52]. В то же время, тепловое действие тока оказывает обратный эффект, ограничивая полный диапазон перестройки.

Поскольку при измерениях для питания использовались достаточно длинные микросекундные импульсы, этот фактор может быть весьма существенным.

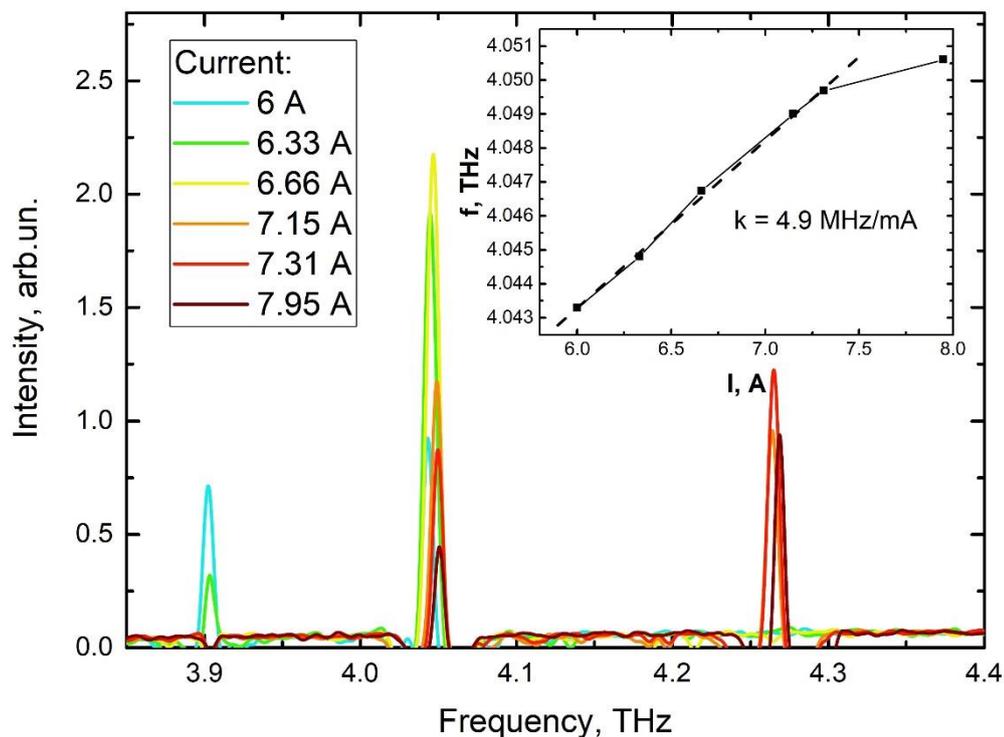


Рисунок 18. Спектральные характеристики лазера Е при температуре 10 К в диапазоне токов, при которых существует мода на 4,05 ТГц. На вставке: зависимость положения максимума выбранной моды от протекающего тока с оцененным коэффициентом перестройки.

С целью выявления степени влияния джоулева разогрева на диапазон перестройки частоты исследуемых ККЛ для лазера D была проведена серия спектральных измерений при четырёх различных длительностях питающих импульсов  $\tau = 2, 5, 7, 10$  мкс. На рис. 19 представлены построенные на основе измерений зависимости частоты максимума выбранной лазерной моды в окрестности 4,23 ТГц от величины тока при различных длительностях импульса. Также на рис. 20 изображены измеренные спектры при разных длительностях импульса при двух фиксированных значениях тока  $I = 2,33$  А (рис. 20а) и  $I = 2,40$  А (рис. 20б).

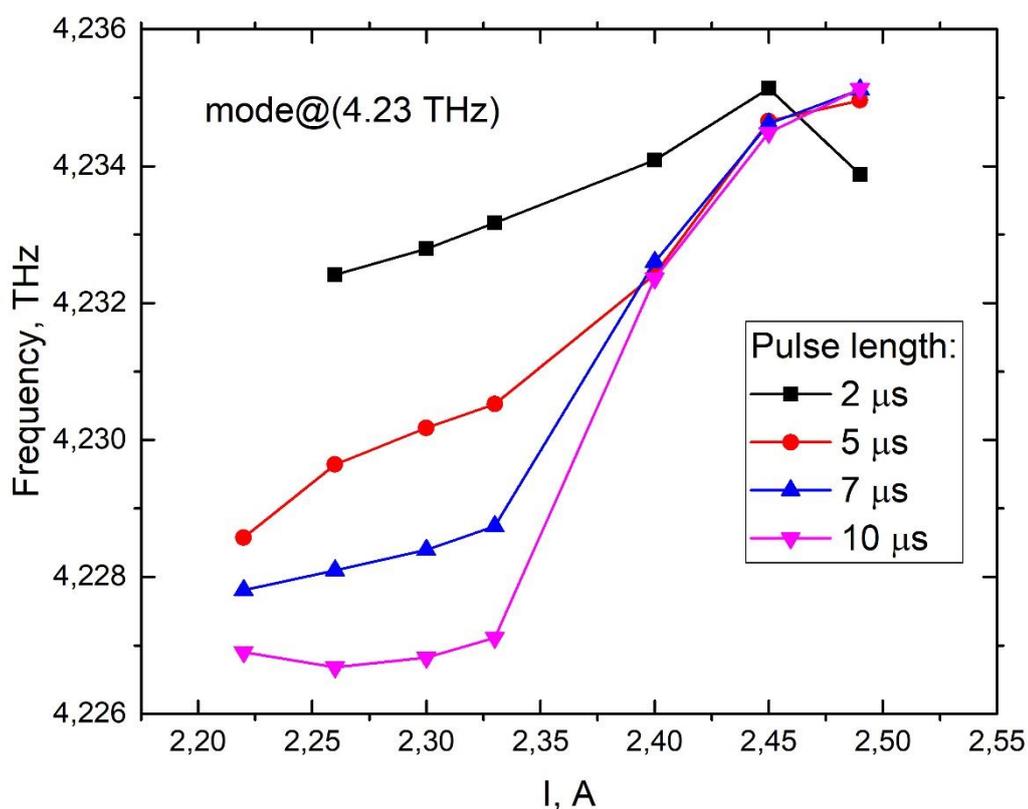


Рисунок 19. Зависимость наблюдаемого положения максимума моды лазера D на 4,23 ТГц от протекающего тока для четырёх различных длительностей импульса  $\tau = 2, 5, 7, 10$  мкс.

Для спектральных измерений использовался достаточно медленный пироэлектрический приёмник, поэтому регистрируемая интенсивность моды являлась интегральной за время импульса. Это проявляется в уширении наблюдаемой линии излучения на рис. 20 при увеличении длительности импульса. Наблюдаемое положение максимума излучения моды также является усреднённым за время импульса. Кроме того, полная интенсивность линии оказывается пропорциональной длительности импульса, что приводит к наблюдаемым различиям в интенсивности линий.

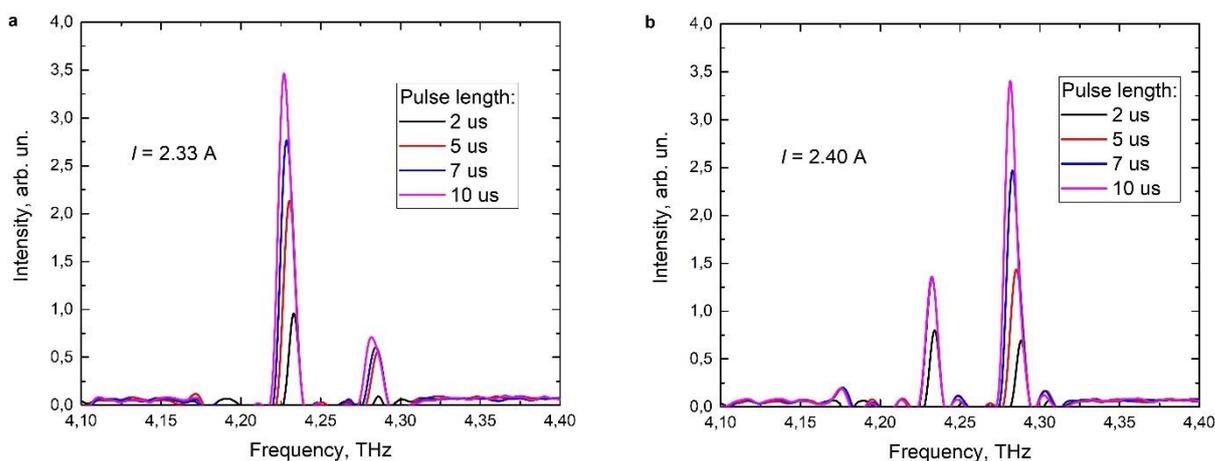


Рисунок 20. Спектральные характеристики лазера D при четырёх различных длительностях импульса  $\tau = 2, 5, 7, 10$  мкс при значениях тока (a)  $I = 2,33$  А и (b)  $I = 2,40$  А.

Из данных, представленных на рис. 20, следует, что наблюдаемое положение максимума моды весьма существенно сдвигается в сторону низких частот. Разница между положениями максимумов при  $\tau = 2$  мкс и  $\tau = 10$  мкс составляет порядка 6 — 7 ГГц, что сравнимо с полным диапазоном собственной перестройки частоты ККЛ. Однако этот сдвиг сам по себе не ограничивает диапазон перестройки, ибо весь диапазон смещается в сторону низких частот. Более того, такого сдвига достаточно для практического применения для свипирования частоты в задачах спектроскопии газов [63, 64].

При повышении тока от  $I = 2,33$  А до  $I = 2,40$  А наблюдается необычное поведение наблюдаемых линий. Начиная с  $I = 2,40$  А и выше зависимости частоты от тока для  $\tau = 5, 7, 10$  мкс сливаются в одну, как если бы лазер не разогревался током. Такое поведение может быть объяснено специфическим видом частотной зависимости усиления активной области исследуемых ККЛ. Из рис. 20 видно, что при увеличении тока от  $I = 2,33$  А до  $I = 2,40$  А выбранная мода в окрестности 4,23 ТГц перестаёт быть основной, и большая часть её интенсивности «перекачивается» в соседнюю моду в окрестности 4,27 ТГц. Это свидетельствует о заметном смещении максимума контура усиления в сторону более высокочастотной моды. Также следует отметить, что условием генерации ККЛ на заданной моде является преобладание усиления над общими потерями,

а уровень потерь в низкочастотной области обычно выше, чем в низкочастотной (см. вставку на рис. 1). Кроме того, температурные зависимости частоты моды при фиксированном токе, аналогичные представленной на вставке на рис. 15, позволяют оценить нагрев активной области ККЛ за время импульса путём сопоставления изменения частоты за время импульса с соответствующим ему изменением температуры. По нашим оценкам, при увеличении длительности импульса с 2 до 5 мкс температура активной области повышается по крайней мере на 40 К, а при увеличении длительности импульса с 2 до 10 мкс — на 80 К. В последнем случае температура активной области превышает максимальную рабочую даже в окрестности максимума усиления. Такие оценки хорошо согласуются с измерениями температуры активной области в зависимости от длительности импульса, проведёнными в работе [65].

С учётом сказанного можно утверждать, что совпадение наблюдаемых спектральных линий для различных значений длительности импульса есть следствие того, что лазер перестаёт излучать задолго до конца импульса. По мере нагрева активной области протекающим током усиление падает в силу активации паразитных механизмов релаксации носителей, и эффективная длительность импульса для побочной моды уменьшается (см. главу 3).

Участок зависимости на рис. 19 при токе ниже  $I = 2,33$  А позволяет качественно оценить степень влияния длительности импульса на перестройку частоты. Видно, что при увеличении длительности импульсов от  $\tau = 5$  мкс коэффициент перестройки с током уменьшается, и уже при  $\tau = 10$  мкс частота практически не меняется. Такое поведение, по-видимому, является проявлением конкуренции затягивания мод, вклад которого не изменяется в зависимости от длительности импульса, и увеличивающегося вклада от джоулева разогрева. Следовательно, наибольший диапазон собственной перестройки частоты ТГц ККЛ может быть достигнут при использовании коротких импульсов с пренебрежимо малым джоулевым разогревом.

Однако же наши измерения при длительности импульса  $\tau = 2$  мкс демонстрируют диапазон перестройки меньший, нежели при  $\tau = 5$  мкс. Это может быть связано с особенностями использованного нами для питания ККЛ ключа, описанными в главе 3. В течение первой микросекунды идёт нарастание импульса напряжения до номинального значения, из-за чего величина штарковского сдвига и, следовательно, затягивания мод также оказывается меньше номинальной. Вследствие этого средняя наблюдаемая перестройка частоты оказывается меньше ожидаемой. По всей видимости, наиболее близкую оценку характерной величины перестройки частоты ( $\sim 6,4$  ГГц) протекающим током дают измерения, проведённые при  $\tau = 5$  мкс.

## ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В заключении сформулируем основные результаты:

1. Проведены измерения температурной зависимости мощностных характеристик ТГц ККЛ с достаточно высокими рабочими температурами ( $\sim 100$  К), при которых электронная температура близка к решёточной с использованием длинных ( $> 1$  мкс) импульсов питающего напряжения. На основе построенных графиков Аррениуса показано, что затухание генерации лазеров может быть вызвано температурной активацией испускания  $LO$ -фононов «горячими» электронами с верхнего лазерного уровня. Продемонстрирована применимость использованного метода построения графиков Аррениуса для изучения механизмов температурного затухания генерации ККЛ при работе с длинными микросекундными импульсами.
2. Выполнены исследования температурной перестройки частот ТГц ККЛ в диапазоне температур от  $5 - 10$  К до  $70 - 120$  К. Продемонстрировано *уменьшение* частот лазеров с ростом температуры на  $3,7 - 6,8$  ГГц, связанное с температурной зависимостью показателя преломления активной области лазеров.
3. Для двух ККЛ выполнены исследования перестройки частот генерации при изменении тока. Обнаружено линейное *возрастание* частоты лазеров с ростом тока с коэффициентами  $24,7$  МГц/мА и  $4,9$  МГц/мА. Этот эффект вызван существенной величиной штарковского сдвига уровней лазерного перехода в сочетании с затягиванием мод. Изменение рабочей температуры (*уменьшение* частоты) и тока (*возрастание* частоты) позволяет непрерывно перестраивать частоту излучения ТГц ККЛ в диапазоне свыше  $10$  ГГц.
4. Выполнены исследования влияния длительности импульса питающего напряжения на перестройку частоты генерации для ККЛ с частотой  $4,3$  ТГц. Продемонстрировано красное смещение линии генерации при увеличении длительности импульса от  $2$  до  $10$  мкс на  $6 - 7$  ГГц вследствие разогрева лазера, что позволяет использовать собственную перестройку частоты ТГц ККЛ для спектроскопии газов.

## СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

- [1] Faist, J., Capasso, F., Sivco, D. L., Sirtori, C., Hutchinson, A. L., & Cho, A. Y. (1994). Quantum cascade laser. *Science*, 264(5158), 553-556.
- [2] Köhler, R., Tredicucci, A., Beltram, F., Beere, H. E., Linfield, E. H., Davies, A. G., ... & Rossi, F. (2002). Terahertz semiconductor-heterostructure laser. *Nature*, 417(6885), 156-159.
- [3] Naftaly, M., Vieweg, N., & Deninger, A. (2019). Industrial applications of terahertz sensing: State of play. *Sensors*, 19(19), 4203.
- [4] Medvedev, I. R., Neese, C. F., Plummer, G. M., & De Lucia, F. C. (2010). Submillimeter spectroscopy for chemical analysis with absolute specificity. *Optics letters*, 35(10), 1533-1535.
- [5] Khalatpour, A., Tam, M. C., Addamane, S. J., Reno, J., Wasilewski, Z., & Hu, Q. (2023). Enhanced operating temperature in terahertz quantum cascade lasers based on direct phonon depopulation. *Applied Physics Letters*, 122(16), 161101.
- [6] Li, L. H., Chen, L., Freeman, J. R., Salih, M., Dean, P., Davies, A. G., & Linfield, E. H. (2017). Multi-Watt high-power THz frequency quantum cascade lasers. *Electronics Letters*, 53(12), 799-800.
- [7] Curwen, C. A., Reno, J. L., & Williams, B. S. (2019). Broadband continuous single-mode tuning of a short-cavity quantum-cascade VECSEL. *Nature Photonics*, 13(12), 855-859.
- [8] Williams, B. S., Kohen, S., Kumar, S., Hu, Q., & Reno, J. L. (2005, April). Terahertz quantum cascade lasers with metal-metal waveguides. In *Novel In-Plane Semiconductor Lasers IV* (Vol. 5738, pp. 170-179). SPIE.
- [9] Khanal, S., Zhao, L., Reno, J. L., & Kumar, S. (2014). Temperature performance of terahertz quantum-cascade lasers with resonant-phonon active-regions. *Journal of Optics*, 16(9), 094001.

- [10] Vitiello, M. S., & Tredicucci, A. (2011). Tunable emission in THz quantum cascade lasers. *IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology*, 1(1), 76-84.
- [11] Tournie, E., & Baranov, A. N. (2012). Mid-infrared semiconductor lasers: a review. *Semiconductors and Semimetals*, 86, 183-226.
- [12] Хабибуллин, Р. А., Маремьянин, К. В., Пономарев, Д. С., Галиев, Р. Р., Зайцев, А. А., Данилов, А. И., ... & Гавриленко, В. И. (2021). Квантово-каскадный лазер на 3.3 ТГц на основе активного модуля из трех квантовых ям GaAs/AlGaAs с рабочей температурой > 120 К.
- [13] Gmachl, C., Capasso, F., Sivco, D. L., & Cho, A. Y. (2001). Recent progress in quantum cascade lasers and applications. *Reports on progress in physics*, 64(11), 1533.
- [14] Schrottke, L., Giehler, M., Wienold, M., Hey, R., & Grahn, H. T. (2010). Compact model for the efficient simulation of the optical gain and transport properties in THz quantum-cascade lasers. *Semiconductor science and technology*, 25(4), 045025.
- [15] Kazarinov, R. F., & Suris, R. A. (1971). Possible amplification of electromagnetic waves in a semiconductor with a superlattice. *Fiz. Tekh. Poluprovodn.*, 5, 797-800.
- [16] Faist, J., Capasso, F., Sirtori, C., Sivco, D. L., Hutchinson, A. L., & Cho, A. Y. (1995). Continuous wave operation of a vertical transition quantum cascade laser above  $T = 80$  K. *Applied Physics Letters*, 67(21), 3057-3059.
- [17] Faist, J., Capasso, F., Sirtori, C., Sivco, D. L., Baillargeon, J. N., Hutchinson, A. L., ... & Cho, A. Y. (1996). High power mid-infrared ( $\lambda \sim 5 \mu\text{m}$ ) quantum cascade lasers operating above room temperature. *Applied Physics Letters*, 68(26), 3680-3682.
- [18] Faist, J., Capasso, F., Sirtori, C., Sivco, D. L., Hutchinson, A. L., Hybertsen, M. S., & Cho, A. Y. (1996). Quantum cascade lasers without intersubband population inversion. *Physical review letters*, 76(3), 411.
- [19] Faist, J., Capasso, F., Sirtori, C., Sivco, D. L., Hutchinson, A. L., & Cho, A. Y. (1995). Vertical transition quantum cascade laser with Bragg confined excited state. *Applied Physics Letters*, 66(5), 538-540.

- [20] Sirtori, C., Faist, J., Capasso, F., Sivco, D. L., Hutchinson, A. L., & Cho, A. Y. (1997). Mid-infrared (8.5  $\mu\text{m}$ ) semiconductor lasers operating at room temperature. *IEEE Photonics Technology Letters*, 9(3), 294-296.
- [21] Scamarcio, G., Capasso, F., Sirtori, C., Faist, J., Hutchinson, A. L., Sivco, D. L., & Cho, A. Y. (1997). High-power infrared (8-micrometer wavelength) superlattice lasers. *Science*, 276(5313), 773-776.
- [22] Tredicucci, A., Capasso, F., Gmachl, C., Sivco, D. L., Hutchinson, A. L., & Cho, A. Y. (1998). High performance interminiband quantum cascade lasers with graded superlattices. *Applied physics letters*, 73(15), 2101-2103.
- [23] Faist, J., Beck, M., Aellen, T., & Gini, E. (2001). Quantum-cascade lasers based on a bound-to-continuum transition. *Applied Physics Letters*, 78(2), 147-149.
- [24] Capasso, F. (2010). High-performance midinfrared quantum cascade lasers. *Optical Engineering*, 49(11), 111102-111102.
- [25] Hyldgaard, P., & Wilkins, J. W. (1996). Electron-electron scattering in far-infrared quantum cascade lasers. *Physical Review B*, 53(11), 6889.
- [26] Albo, A., & Hu, Q. (2015). Carrier leakage into the continuum in diagonal GaAs/AlO. 15GaAs terahertz quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 107(24), 241101.
- [27] Albo, A., & Hu, Q. (2015). Investigating temperature degradation in THz quantum cascade lasers by examination of temperature dependence of output power. *Applied Physics Letters*, 106(13), 131108.
- [28] Williams, B. S., Callebaut, H., Kumar, S., Hu, Q., & Reno, J. L. (2003). 3.4-THz quantum cascade laser based on longitudinal-optical-phonon scattering for depopulation. *Applied Physics Letters*, 82(7), 1015-1017.
- [29] Williams, B. S. (2007). Terahertz quantum-cascade lasers. *Nature photonics*, 1(9), 517-525.

- [30] Williams, B. S., Kumar, S., Callebaut, H., Hu, Q., & Reno, J. L. (2003). Terahertz quantum-cascade laser at  $\lambda \approx 100 \mu\text{m}$  using metal waveguide for mode confinement. *Applied Physics Letters*, 83(11), 2124-2126.
- [31] Bosco, L., Franckić, M., Scalari, G., Beck, M., Wacker, A., & Faist, J. (2019). Thermoelectrically cooled THz quantum cascade laser operating up to 210 K. *Applied Physics Letters*, 115(1), 010601.
- [32] Khalatpour, A., Paulsen, A. K., Deimert, C., Wasilewski, Z. R., & Hu, Q. (2021). High-power portable terahertz laser systems. *Nature Photonics*, 15(1), 16-20.
- [33] Fatholouloumi, S., Dupont, E., Chan, C. W. I., Wasilewski, Z. R., Laframboise, S. R., Ban, D., ... & Liu, H. C. (2012). Terahertz quantum cascade lasers operating up to  $\sim 200$  K with optimized oscillator strength and improved injection tunneling. *Optics express*, 20(4), 3866-3876.
- [34] Hübers, H. W., Pavlov, S. G., Semenov, A. D., Köhler, R., Mahler, L., Tredicucci, A., ... & Linfield, E. H. (2005). Terahertz quantum cascade laser as local oscillator in a heterodyne receiver. *Optics express*, 13(15), 5890-5896.
- [35] Adam, A. J. L., Kašalynas, I., Hovenier, J. N., Klaassen, T. O., Gao, J. R., Orlova, E. E., ... & Reno, J. L. (2006). Beam patterns of terahertz quantum cascade lasers with subwavelength cavity dimensions. *Applied Physics Letters*, 88(15), 151105.
- [36] Lee, A. W. M., Qin, Q., Kumar, S., Williams, B. S., Hu, Q., & Reno, J. L. (2007). High-power and high-temperature THz quantum-cascade lasers based on lens-coupled metal-metal waveguides. *Optics letters*, 32(19), 2840-2842.
- [37] Amanti, M. I., Fischer, M., Walther, C., Scalari, G., & Faist, J. (2007). Horn antennas for terahertz quantum cascade lasers. *Electron. Lett*, 43(10), 573-574.
- [38] Kumar, S., Williams, B. S., Qin, Q., Lee, A. M., Hu, Q., & Reno, J. L. (2007). Surface-emitting distributed feedback terahertz quantum-cascade lasers in metal-metal waveguides. *Optics Express*, 15(1), 113-128.

- [39] Kumar, S., Hu, Q., & Reno, J. L. (2009). 186 K operation of terahertz quantum-cascade lasers based on a diagonal design. *Applied Physics Letters*, 94(13), 131105.
- [40] Vitiello, M. S., Iotti, R. C., Rossi, F., Mahler, L., Tredicucci, A., Beere, H. E., ... & Scamarcio, G. (2012). Non-equilibrium longitudinal and transverse optical phonons in terahertz quantum cascade lasers. *Applied physics letters*, 100(9), 091101.
- [41] Fatholouloumi, S., Dupont, E., Wasilewski, Z. R., Chan, C. W. I., Razavipour, S. G., Laframboise, S. R., ... & Liu, H. C. (2013). Effect of oscillator strength and intermediate resonance on the performance of resonant phonon-based terahertz quantum cascade lasers. *Journal of Applied Physics*, 113(11), 113109.
- [42] Albo, A., Flores, Y. V., Hu, Q., & Reno, J. L. (2017). Two-well terahertz quantum cascade lasers with suppressed carrier leakage. *Applied Physics Letters*, 111(11), 111107.
- [43] Rösch, M., Scalari, G., Beck, M., & Faist, J. (2015). Octave-spanning semiconductor laser. *Nature Photonics*, 9(1), 42-47.
- [44] Maulini, R., Mohan, A., Giovannini, M., Faist, J., & Gini, E. (2006). External cavity quantum-cascade laser tunable from 8.2 to 10.4  $\mu$  m using a gain element with a heterogeneous cascade. *Applied physics letters*, 88(20), 201113.
- [45] Lastovkin, A. A., Ikonnikov, A. V., Gavrilenko, V. I., Antonov, A. V., & Sadof'ev, Y. G. (2012). Studying the frequency tuning of pulsed terahertz quantum cascade lasers. *Radiophysics and Quantum Electronics*, 54, 609-615.
- [46] Betz, A. L., Boreiko, R. T., Williams, B. S., Kumar, S., Hu, Q., & Reno, J. L. (2005). Frequency and phase-lock control of a 3 THz quantum cascade laser. *Optics letters*, 30(14), 1837-1839.
- [47] Lastovkin, A. A., Ikonnikov, A. V., Antonov, A. V., Aleshkin, V. Y., Gavrilenko, V. I., & Sadof'ev, Y. G. (2016). Variation of the emission frequency of a terahertz quantum cascade laser. *Technical Physics Letters*, 42, 230-233.

- [48] Kundu, I., Dean, P., Valavanis, A., Freeman, J. R., Rosamond, M. C., Li, L., ... & Davies, A. G. (2018). Continuous frequency tuning with near constant output power in coupled Y-branched terahertz quantum cascade lasers with photonic lattice. *ACS Photonics*, 5(7), 2912-2920.
- [49] Hempel, M., Röben, B., Schrottke, L., Hübers, H. W., & Grahn, H. T. (2016). Fast continuous tuning of terahertz quantum-cascade lasers by rear-facet illumination. *Applied Physics Letters*, 108(19), 191106.
- [50] Hempel, M., Röben, B., Niehle, M., Schrottke, L., Trampert, A., & Grahn, H. T. (2017). Continuous tuning of two-section, single-mode terahertz quantum-cascade lasers by fiber-coupled, near-infrared illumination. *AIP Advances*, 7(5), 055201.
- [51] Ohtani, K., Beck, M., & Faist, J. (2014). Electrical laser frequency tuning by three terminal terahertz quantum cascade lasers. *Applied Physics Letters*, 104(1), 011107.
- [52] Gao, L., Zhao, L., Reno, J. L., & Kumar, S. (2019). Electrical tuning of a terahertz quantum cascade laser based on detuned intersubband absorption. *Applied Physics Letters*, 115(14), 141102.
- [53] Qin, Q., Williams, B. S., Kumar, S., Reno, J. L., & Hu, Q. (2009). Tuning a terahertz wire laser. *Nature photonics*, 3(12), 732-737.
- [54] Qin, Q., Reno, J. L., & Hu, Q. (2011). MEMS-based tunable terahertz wire-laser over 330 GHz. *Optics letters*, 36(5), 692-694.
- [55] Lee, A. W. M., Williams, B. S., Kumar, S., Hu, Q., & Reno, J. L. (2010). Tunable terahertz quantum cascade lasers with external gratings. *Optics letters*, 35(7), 910-912.
- [56] Castellano, F., Bianchi, V., Li, L., Zhu, J., Tredicucci, A., Linfield, E. H., ... & Vitiello, M. S. (2015). Tuning a microcavity-coupled terahertz laser. *Applied Physics Letters*, 107(26), 261108.
- [57] Khabibullin, R. A., Shchavruk, N. V., Ponomarev, D. S., Ushakov, D. V., Afonenko, A. A., Maremyanin, K. V., ... & Dubinov, A. A. (2019). The operation of

THz quantum cascade laser in the region of negative differential resistance. *Opto-Electronics Review*, 27(4), 329-333.

[58] Хабибуллин, Р. А., Щаврук, Н. В., Павлов, А. Ю., Пономарев, Д. С., Томош, К. Н., Галиев, Р. Р., ... & Алфёров, Ж. И. (2016). Изготовление терагерцового квантово-каскадного лазера с двойным металлическим волноводом на основе многослойных гетероструктур GaAs/AlGaAs. *Физика и техника полупроводников*, 50(10), 1395-1400.

[59] Волков, О. Ю., Дюжиков, И. Н., Логунов, М. В., Никитов, С. А., Павловский, В. В., Щаврук, Н. В., ... & Хабибуллин, Р. А. (2018). Исследование спектров терагерцового излучения в многослойных GaAs/AlGaAs гетероструктурах. *Радиотехника и электроника*, 63(9), 981-985.

[60] Хабибуллин, Р. А., Щаврук, Н. В., Пономарев, Д. С., Ушаков, Д. В., Афоненко, А. А., Васильевский, И. С., ... & Гавриленко, В. И. (2018). Температурная зависимость порогового тока и выходной мощности квантово-каскадного лазера с частотой генерации 3.3 ТГц. *Физика и техника полупроводников*, 52(11), 1268-1273.

[61] Liu, H. C., & Capasso, F. (Eds.). (2000). *Intersubband transitions in quantum wells: Physics and device applications (Vol. 2)*. Academic press.

[62] A. Yariv, *Quantum Electronics*, 2nd ed. (John Wiley & Sons, New York, 1979).

[63] Вакс, В. Л., Анфертьев, В. А., Балакирев, В. Ю., Басов, С. А., Домрачева, Е. Г., Иллюк, А. В., ... & Черняева, М. Б. (2020). Спектроскопия высокого разрешения терагерцового частотного диапазона для аналитических приложений. *Успехи физических наук*, 190(7), 765-776.

[64] Consolino, L., Bartalini, S., Beere, H. E., Ritchie, D. A., Vitiello, M. S., & De Natale, P. (2013). THz QCL-based cryogen-free spectrometer for in situ trace gas sensing. *Sensors*, 13(3), 3331-3340.

[65] Kainz, M. A., Wenclawiak, M., Schönhuber, S., Jaidl, M., Limbacher, B., Andrews, A. M., ... & Unterrainer, K. (2020). Thermal-dynamics optimization of terahertz quantum cascade lasers with different barrier compositions. *Physical Review Applied*, 14(5), 054012.