

09

Перестройка частоты излучения терагерцового квантового каскадного лазера

© А.А. Ластовкин^{1,2}, А.В. Иконников^{1,2}, А.В. Антонов^{1,2},
В.Я. Алёшкин^{1,2}, В.И. Гавриленко^{1,2}, Ю.Г. Садофьев³

¹ Институт физики микроструктур РАН, Нижний Новгород

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород

³ Физический институт им. П. Н. Лебедева РАН, Москва

E-mail: antikon@ipmras.ru

Поступило в Редакцию 24 сентября 2015 г.

Методом фурье-спектроскопии высокого разрешения исследована перестройка частоты излучения квантового каскадного лазера диапазона 3.2 THz в течение импульса излучения. В первые 4 μ s импульса продемонстрирован значительный рост частоты на 108 MHz, связываемый с изменением электронной части диэлектрической проницаемости активной области лазера при нарастании интенсивности излучения. В последующие 40 μ s импульса излучения наблюдалось падение частоты на 81 MHz, что обусловлено изменением решеточной части диэлектрической проницаемости при разогреве активной области лазера в течение импульса излучения.

Квантовые каскадные лазеры (ККЛ) — компактные твердотельные перестраиваемые источники лазерного излучения, реализованные как в среднем инфракрасном (ИК), так и в терагерцовом (THz) диапазонах частот. ККЛ представляют собой полупроводниковую гетеросистему с большим (до нескольких сотен) числом квантовых ям (КЯ), поперек слоев которых движутся электроны. В подавляющем большинстве случаев активная часть структуры изготавливается из материалов A^3B^5 , в частности GaAs/AlGaAs. Усиление в лазерной структуре обеспечивается за счет создания инверсии населенностей электронов между подзонами энергий размерного квантования в КЯ. Тип дизайна активной области лазера определяет способ создания инверсии населенностей —

способ накачки и откачки электронов на верхний и с нижнего рабочих уровней соответственно [1].

Традиционным способом изготовления резонаторов ККЛ является формирование зеркал на сколах лазерной структуры в конфигурации Фабри–Перо. В этом случае генерация возможна на одной или нескольких соседних продольных модах резонатора. Спектр собственных частот одномерного резонатора Фабри–Перо определяется выражением

$$f_m = \frac{mc}{2n_{eff}L}, \quad (1)$$

где m — номер моды, c — скорость света, L — длина резонатора, n_{eff} — эффективный показатель преломления многослойной структуры ККЛ. При характерных значениях $L = 1 \text{ mm}$, $n_{eff} = 3.6$ [2] величина расстояния между соседними модами относительно большая и составляет $\Delta f \approx 120 \text{ GHz}$. При этом можно непрерывно перестраивать частоту мод, изменяя длину резонатора Фабри–Перо (см. (1)), например, при нагреве лазерной структуры. Величина такого эффекта $\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} \approx 10^{-6} \text{ K}^{-1}$ [3], что дает величину перестройки частоты

$$\frac{df}{dT} = -\frac{1}{L} \frac{dL}{dT} f \approx -3 \cdot 10^6 \text{ Hz/K} \quad (2)$$

для $f = 3 \text{ GHz}$.

Причиной перестройки частоты ККЛ, в соответствии с (1), может служить изменение показателя преломления лазерной среды n_{eff} — действительной части комплексного показателя преломления n^* , связанного комплексной диэлектрической проницаемостью ϵ^* соотношением $(n^*)^2 = \epsilon^*$. В последнюю дают вклад решеточная ϵ_L^* и электронная ϵ_e^* диэлектрические проницаемости:

$$\epsilon^* = \epsilon_L^* + \epsilon_e^*. \quad (3)$$

Решеточная часть диэлектрической проницаемости ϵ_L^* зависит от температуры лазерной структуры. С ростом температуры диэлектрическая проницаемость используемых для изготовления ККЛ материалов A^3B^5 (см., например, [4]) растет, что приведет, согласно (1), к уменьшению частоты лазера. Для оценки величины эффекта можно воспользоваться результатами измерений спектров излучения ККЛ

THz-диапазона при различных температурах, представленных в работе [5]:

$$\frac{df}{dT} = -\frac{1}{\varepsilon_L^*} \frac{d\varepsilon_L^*}{dT} f \approx -6.6 \cdot 10^7 \text{ Hz/K}, \quad (4)$$

что значительно превышает величину вклада от теплового расширения резонатора (2).

Изменение электронной части эффективной диэлектрической проницаемости ε_e^* также может приводить к существенному сдвигу частоты. В ε_e^* помимо проводимости на внутризонных переходах дает вклад $-i \frac{4\pi\sigma^*(\omega)}{\omega}$ проводимость, соответствующая межподзонам переходам, выражение для которой можно представить в виде (см., например, [6])

$$\sigma^*(\omega) = \frac{2e^2 |z_{12}|^2 \omega_{21} \omega (n_1 - n_2)}{i\hbar (\omega_{21}^2 - \omega^2 - \frac{2i\omega}{\tau} + \frac{1}{\tau^2})}, \quad (5)$$

где частота ω_{21} соответствует энергии лазерного перехода, z_{12} — дипольный матричный элемент рабочего перехода, n_1, n_2 — электронные населенности рабочих уровней (индекс 1 соответствует уровню с меньшей энергией), τ — время релаксации фазы.

В работах [7,8] (лазеры ИК-диапазона) и [5,9] (лазеры THz-диапазона) рассматривалась внутримпульсная перестройка частоты лазеров. В работах [5,7,8] продемонстрирован монотонный спад частоты в течение импульса излучения, что объяснялось разогревом активной области лазера вследствие протекания электрического тока через лазерную структуру. Физическая природа такого эффекта, как отмечено выше, заключается в увеличении решеточной части диэлектрической проницаемости ε_L^* при разогреве активной области лазера. В работе [9] методом гетеродинного приема исследовалась перестройка промежуточной частоты в течение импульса излучения ККЛ терагерцового диапазона с дизайном активной области „chirped superlattice“. В таких лазерах инверсия населенности на рабочем переходе реализуется за счет быстрой откачки носителей заряда с нижнего рабочего состояния на нижележащие состояния „минизоны“ [10]. В работе продемонстрирован рост частоты лазера в первые $10 \mu\text{s}$ импульса излучения и ее дальнейший спад. Авторы затруднились объяснить причину роста частоты, лишь предположили, что он может быть связан с наблюдаемыми на импульсах тока биениями. А участок спада частоты также связывался ими с разогревом лазера в течение импульса излучения.

Данная работа посвящена исследованию перестройки в течение импульса излучения частоты одномодового ККЛ диапазона 3.2 THz с дизайном активной области лазера „resonant phonon“. В исследуемом лазере инверсия населенностей электронов на рабочем переходе осуществляется за счет туннелирования носителей с уровня инжектора на верхний рабочий уровень и быстрой откачки с нижнего рабочего уровня за счет испускания продольного оптического фонона. Лазер был предоставлен фирмой Trion Technology. Дизайн лазерной структуры, используемые технологии роста и постростовые операции аналогичны представленным в работе [11]. При исследовании перестройки частоты лазера использовали следующую схему эксперимента. ККЛ размещался в вакууме в гелиевом криостате замкнутого цикла Displex DE-202S, блок управления которого позволял в автоматическом режиме поддерживать температуру $T \geq 9$ К. Питание лазера осуществлялось с помощью электронного ключа, формирующего импульсы напряжения различной длительности τ_L с периодом повторения T_L и амплитуды U_L . Спектры излучения ККЛ регистрировались с помощью фурье-спектрометра высокого (до 0.003 cm^{-1}) разрешения Bomem DA 3.36. Излучение от лазера через полиэтиленовое окно криостата замкнутого цикла с помощью вакуумированных металлических световодов заводилось в спектрометр и далее выводилось через фильтр-окно (черный полиэтилен) в световодный модуль-вставку в транспортном гелиевом сосуде Дьюара СТГ-40, в котором непосредственно в жидком гелии при температуре $T = 4.2$ К находился примесный фотоприемник Ge:Ga, необходимое напряжение смещения на котором обеспечивалось предусилителем прибора Unipan 232B. Поскольку спектрометр Bomem DA3.36 работает только в режиме быстрого сканирования и не может осуществлять пошаговое перемещение зеркала интерферометра (что более предпочтительно при работе с импульсными сигналами), использовалась специальная схема регистрации сигнала. Импульсы излучения лазера, прошедшие через спектрометр, регистрировались Ge:Ga-детектором, сигнал на котором представлял собой промодулированный интерферометром спектрометра последовательность импульсов. Сигнал усиливался с помощью широкополосного усилителя Unipan 232B с полосой 150 kHz (что соответствует постоянной времени $2 \mu\text{s}$) и поступал на вход строб-интегратора SRS.SR250 фирмы Stanford Research Systems, в котором осуществлялась трансформация последовательности импульсов в непрерывный сигнал. Строб-интегратором осуществлялось считывание амплитуды импульсов

входного сигнала во временном окне импульса строба, длительность которого определяет время интегрирования сигнала. Запись спектров в различные моменты импульса излучения длительностью $\tau_L = 50 \mu\text{s}$ производилась за счет изменения времени задержки строба τ_{delay} длительностью $\tau_{strobe} = 2 \mu\text{s}$ относительно импульса излучения. Строб большей длительности $\tau_{strobe} = 15 \mu\text{s}$ выбирался для регистрации усредненного сигнала от импульса длительностью $\tau_L = 30 \mu\text{s}$, что использовалось при записи температурной зависимости частоты лазера. В этом случае положение импульса строба соответствовало середине импульса излучения и $\tau_{delay} = 7.5 \mu\text{s}$. На выходе строб-интегратора формировался сигнал, пропорциональный амплитуде измеряемого импульса, который держался до появления следующего импульса. Записанная таким образом интерферограмма имела ступенчатый вид, где каждая ступенька сформирована отдельным импульсом излучения лазера. Спектр излучения лазера вычислялся с помощью фурье-преобразования интерферограммы. Период повторения импульсов $T_L = 10 \text{ ms}$ выбирался таким образом, чтобы на периоде интерферограммы укладывалось 10 импульсов излучения ККЛ.

На рис. 1 представлена зависимость усредненной по импульсу частоты излучения лазера от температуры в диапазоне 10–60 К. Типичные спектры излучения показаны на вставке. Хорошо видно, что рост температуры приводит к уменьшению усредненной по импульсу частоты лазера, в частности увеличение температуры на 50 К привело к сдвигу частоты лазера на 1.8 GHz в область более низких частот, что связано в основном с изменением с температурой решеточной части диэлектрической проницаемости ϵ_L^* (см. выражение (4)).

На рис. 2 представлена зависимость частоты излучения лазера, полученная при $\tau_L = 50 \mu\text{s}$, $T_L = 10 \text{ ms}$, $U_L = 23.3 \text{ V}$ и температуре $T = 9 \text{ K}$, от времени задержки импульса строба τ_{delay} . При $\tau_{delay} = 0$ середина импульса строба соответствовала началу импульса излучения лазера. Спектры излучения, измеренные при различных задержках импульса строба, представлены на вставке на рис. 2. Хорошо видно, что сдвиг частоты с изменением времени задержки строба носит немонотонный характер: в первые $4 \mu\text{s}$ наблюдается рост частоты излучения на 108 MHz, затем происходит спад на 81 MHz при $\tau_{delay} \geq 5 \mu\text{s}$. Поведение частоты излучения в последнем случае естественно связать с изменением решеточной части диэлектрической проницаемости ϵ_L^* вследствие разогрева лазера при протекании тока через лазерную

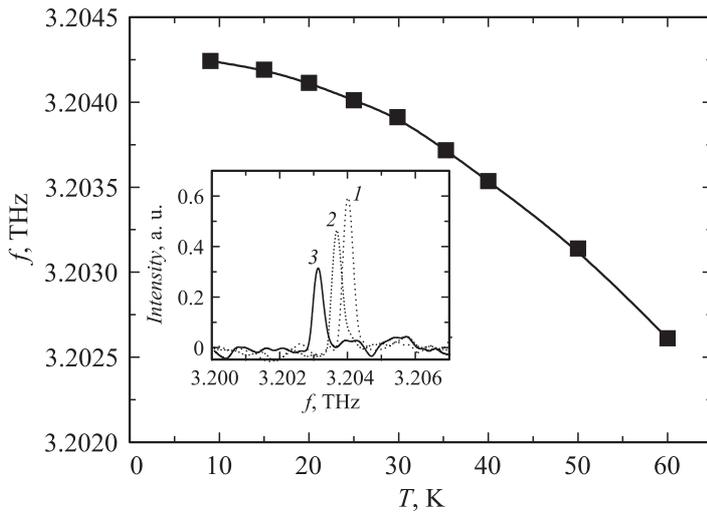


Рис. 1. Зависимость усредненной по импульсу частоты излучения лазера от температуры $T = 10\text{--}60$ К (точки). Длительность импульса излучения $\tau_L = 30\ \mu\text{s}$, период $T_L = 10\ \text{ms}$, амплитуда импульсов $U_L = 23\ \text{V}$, длительность импульса строба $\tau_{\text{strobe}} = 15\ \mu\text{s}$. Сплошная линия — аппроксимация сплайном. На вставке: типичные спектры, измеренные при температурах: 1 — 25, 2 — 35, 3 — 50 К.

структуру, что приводит к сдвигу моды в область более низких частот. Резкий рост частоты в первые $4\ \mu\text{s}$ объясняется нами изменением электронной части диэлектрической проницаемости ϵ_e^* . На рис. 3 приведена осциллограмма первых $8\ \mu\text{s}$ импульса излучения лазера, полученная при температуре $T = 9\ \text{K}$. Хорошо видно, что область роста частоты соответствует области нарастания интенсивности излучения лазера в первые $4\ \mu\text{s}$, что позволяет связать рост частоты с изменением разности населенностей электронов $\Delta n = n_1 - n_2$ на рабочем лазерном переходе. Уравнения баланса для двухуровневой системы имеют вид

$$\begin{cases} \dot{n}_2 = I - n_2 A_{21} - (n_2 - n_1) W_{21}^{st}, \\ \dot{n}_1 = (n_2 - n_1) W_{21}^{st} + n_2 A_{21} - n_1 I^{vac}. \end{cases} \quad (6)$$

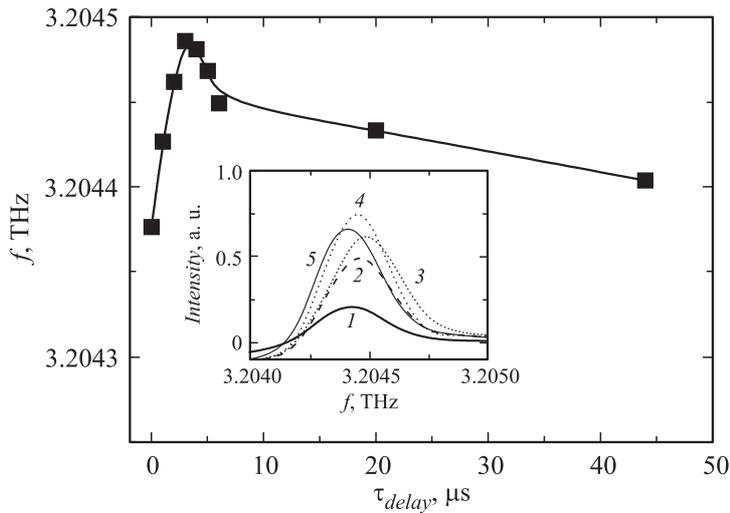


Рис. 2. Зависимость частоты излучения лазера от времени задержки импульса излучения τ_{delay} (символы). Длительность импульса излучения $\tau_L = 50 \mu\text{s}$, период $T_L = 10 \text{ ms}$, амплитуда импульсов $U_L = 23.3 \text{ V}$, длительность импульса строга $\tau_{strobe} = 2 \mu\text{s}$, температура $T = 9 \text{ K}$. Сплошная линия — аппроксимация сплайном. На вставке: типичные спектры, измеренные при различных задержках импульса строга τ_{delay} : 1 — $1 \mu\text{s}$, 2 — 2 , 3 — 3 , 4 — 6 , 5 — $44 \mu\text{s}$.

Здесь I — скорость накачки электронов на верхний уровень „2“, I^{evac} — скорость откачки электронов с нижнего уровня „1“, W_{21}^{st} , A_{21} — вероятности вынужденного и спонтанного излучения с верхнего уровня. Используя выражение для мощности излучения $P = (n_2 - n_1)W_{21}^{st} \hbar\omega_{21}$, получим стационарное решение уравнений (6)

$$\Delta n = -I \left(\frac{I^{evac} - A_{21}}{A_2 I^{evac}} \right) + \frac{P}{\hbar\omega_{21} A_{21}}. \quad (7)$$

Выражение в скобках больше нуля, а первое слагаемое в целом отрицательное, второе — положительное. В отсутствие генерации лазера $P = 0$ имеет место инверсия населенностей рабочих уровней — $\Delta n < 0$. С нарастанием мощности излучения величина $|\Delta n|$ уменьшается, что приводит в соответствии с (5) к уменьшению вклада $-i \frac{4\pi\sigma^*(\omega)}{\omega}$ в элек-

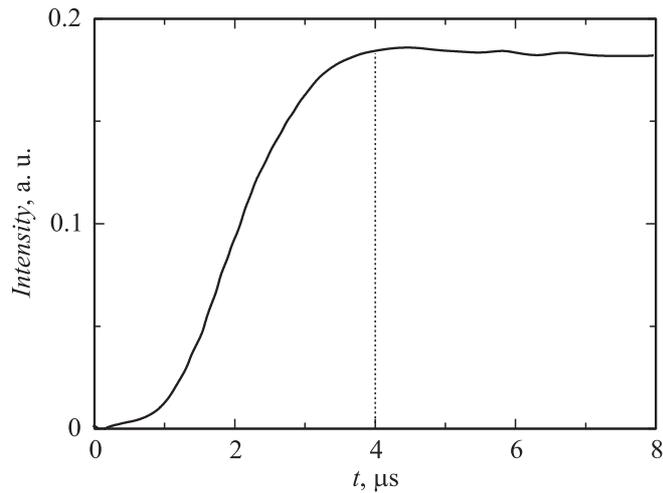


Рис. 3. Оциллограмма первых $8 \mu\text{s}$ импульса излучения лазера. Длительность импульса излучения $\tau_L = 30 \mu\text{s}$, период $T_L = 10 \text{ ms}$, амплитуда импульсов $U_L = 23.3 \text{ V}$, температура $T = 9 \text{ K}$.

тронную часть диэлектрической проницаемости ϵ_e^* и, следовательно, к уменьшению n_{eff} , что, в свою очередь, в соответствии с (1) приводит к росту частоты.

Таким образом, показано, что в течение импульса излучения частота квантового каскадного лазера изменяется немонотонно. На начальном коротком участке частота возрастает, что связано с изменением электронной части диэлектрической проницаемости активной области лазера. Затем происходит уменьшение частоты лазера, что связано с изменением решеточной части диэлектрической проницаемости при разогреве лазера.

Список литературы

- [1] *Williams B.S.* // *Nat. photonics*. 2007. V. 1. P. 517–525.
- [2] *Williams B.S., Kumar S., Callebaut H., Hu Q., Reno J.L.* // *Appl. Phys. Lett.* 2003. V. 83. N 11. P. 2124.

- [3] *Betz A.L., Boreiko R.T., Williams B.S., Kumar S., Hu Q., Reno J.L.* // Opt. Lett. 2005. V. 30. N 14. P. 1837.
- [4] *Blakemore J.S.* // J. Appl. Phys. 1982. V. 53. P. R123.
- [5] *Ластовкин А.А., Иконников А.В., Гавриленко В.И., Антонов А.В., Садофьев Ю.Г.* // Изв. вузов. Радиофизика. 2011. Т. 54. В. 8–9. С. 676–683.
- [6] *Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф.* Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985. 415 с.
- [7] *Beyer T., Braun M., Lambrecht A.* // J. Appl. Phys. 2003. V. 93. P. 3158.
- [8] *Pierscinski K., Pierscinska D., Szabra D., Nowakowski M., Wojtas J., Mikolajczyk J., Bielecki Z., Bugajskiet M.* // Proc. SPIE. 2014. V. 9134. P. 91341L.
- [9] *Hensley J.M., Montoya J., Xu J., Mahler L., Tredicucci A., Beere H.E., Ritchie D.A.* // Opt. Express. 2009. V. 22. P. 20476.
- [10] *Tredicucci A., Capasso F., Gmachl C., Sivco D.L., Hutchinson A.L., Cho A.Y.* // Appl. Phys. Lett. 1998. V. 73. P. 2101.
- [11] *Luo H., Laframboise S.R., Wasilewski Z.R., Aers G.C., Liu H.C., Cao J.C.* // Appl. Phys. Lett. 2007. V. 90. P. 041 112.