

Моделирование температурной зависимости усиления квантово-каскадных лазеров на основе HgCdTe с 2 КЯ на частоте 8.3 ТГц

Д.В. Ушаков^{1§}, А.А. Афоненко¹, Р.А. Хабибуллин², Д.С. Пономарев²,
В.Я. Алешкин³, С.В. Морозов³, В.И. Гавриленко³, А.А. Дубинов³

¹ Белорусский государственный университет, пр. Независимости, 4, Минск, 220030, Беларусь.

² Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники РАН, Нагорный пр., 7/5, Москва, 117105.

³ Институт физики микроструктур РАН, ул. Академическая, д. 7, Нижний Новгород, 607680.

§sushakovdву@gmail.com

Методом балансных уравнений проведен расчет температурной зависимости коэффициента усиления терагерцового квантово-каскадного лазера на основе двух узкозонных квантовых ям HgCdTe. Показано, что усиление на частоте 8.3 ТГц оптимизированной структуры с гибридным дизайном рабочих уровней и слабо локализованными волновыми функциями превышает 100 см^{-1} вплоть до 210 К, а максимальная рабочая температура достигает 225 К.

Введение

В настоящее время востребованы компактные источники излучения терагерцового диапазона частот. Наибольшего прогресса в этой области достигли квантово-каскадные лазеры (ККЛ) на основе гетеросистем полупроводников GaAs/AlGaAs и InGaAs/InAlAs/InP [1]. Генерация излучения в области 7–9 ТГц в квантово-каскадных лазерах в гетеросистеме GaAs/AlGaAs затруднена из-за резонансного поглощения на оптических фонах (~36 мэВ). В гетероструктурах CdHgTe энергия оптических фононов почти в два раза меньше (17–19 мэВ). Поэтому создание ККЛ на основе CdHgTe открывает перспективы для освоения диапазона 7–9 ТГц. Кроме того, в материале CdHgTe эффективная масса электрона в 2–3 раза меньше, чем в AlGaAs, что может благоприятно сказаться на увеличении дипольного матричного элемента лазерных уровней [2].

В работе проведено моделирование температурной зависимости усиления ККЛ на основе HgCdTe с каскадом из двух КЯ, излучающих на частоте 8.3 ТГц.

Моделирование ККЛ на основе HgCdTe

Из-за малой ширины запрещенной зоны соединений HgCdTe существенно влияние непараболичности зон. Поэтому расчеты волновых функций, матричных элементов дипольных переходов и энергий состояний проводились с использованием 3-х зон-

ного **k-p**-метода [3]. Степень заполнения уровней энергий находились путем численного решения системы балансных уравнений [4, 5]. Коэффициент усиления для внутриволноводных переходов в зависимости от частоты излучения находился в многоуровневом приближении согласно [5–7].

Выбор структуры с максимальным усилением $>100 \text{ см}^{-1}$ при $T=200 \text{ К}$ получен путем сканирования толщин барьерных слоев Hg_{0.6}Cd_{0.4}Te в диапазоне 1–8 нм и КЯ Hg_{0.8}Cd_{0.2}Te в диапазоне 3–25 нм с шагом, равным половине постоянной решетки. На рис. 1 приведены расчеты уровней энергии и волновых функций для одной из оптимальных структур, толщины слоев которой **барьер/КЯ** слева направо имеют следующие значения: **4.5/5.8/2.6/18.8** нм. Центральная часть широкой КЯ легирована примесями со слоевой концентрацией $3.2 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$.

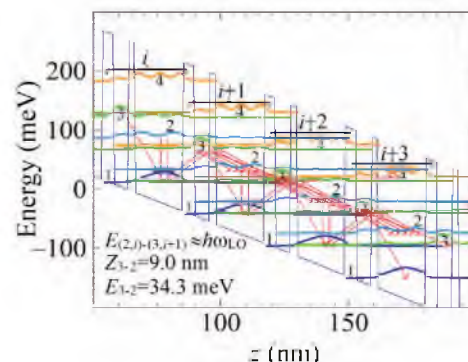


Рис. 1. Диаграмма зоны проводимости, уровни энергии и квадраты модулей волновых функций электронов при напряжении на период 54 мВ, $T=200 \text{ К}$. Стрелками показана интенсивность протекания тока по уровням

Предложенный дизайн с 2 КЯ, в отличие от работы [8] характеризуется гибридной схемой накачки, основанной на резонансных туннельных переходах через период с уровня инжектора 1 периода i на верхний лазерный уровень 3 периода $i + 2$. Накачка верхнего лазерного уровня 3 периода $i + 1$ осуществляется с уровня 2 предыдущего периода i путем резонансного испускания оптического фона.

При расчете температурной зависимости коэффициента усиления (рис. 2) исследованы также основные параметры, определяющие его изменение $g: \Delta n_{32} \cdot |Z_{32}|^2 / \gamma_{32}$, где Z_{32} – матричный элемент дипольных переходов, Δn_{32} – разность населенностей рабочих уровней, γ_{32} – фактор уширения линии излучения. В предложенном дизайне волновые функции, соответствующие рабочим уровням 3 и 2, оказываются протяженными и слабо локализованными. При этом достигается большой матричный элемент дипольных переходов $Z_{32} = 9$ нм, который незначительно растет с температурой. Населенность верхнего лазерного уровня 3 слабо связана с населенностью инжекторного уровня 1 и синхронизирована через электрон-фононное взаимодействие с ростом населенности нижнего лазерного уровня 2 предыдущего каскада. При этом инверсия населенностей между рабочими уровнями растет вплоть до 175 К. Дальнейшее падение населенности обусловлено активацией накачки на паразитный уровень 4 и утечек в континуум. Общая тенденция падения коэффициента усиления при нагревании обусловлена ростом фактора уширения линии излучения, определяемого преимущественно рассеянием на оптических фонах.

Расчеты коэффициента суммарных потерь, включающих потери на обкладках Cu-Cu металлического волновода, зеркалах резонатора, свободных носителях заряда и поглощения на оптических фонах, проведены для волновода (активной области ТГц ККЛ) толщиной 12 мкм согласно [9]. В исследуемой структуре активная область ККЛ заключена между контактными слоями n^+ -CdTe толщиной 50 и 75 нм и концентрацией легирующей примеси 10^{17} см^{-3} . Как видно из рис. 2 при нагревании потери на частоте 8.3 ТГц растут практически линейно. При температуре 225 К потери составляют 74 см^{-1} и сравниваются с коэффициентом усиления, что определяет максимальную рабочую температуру ККЛ.

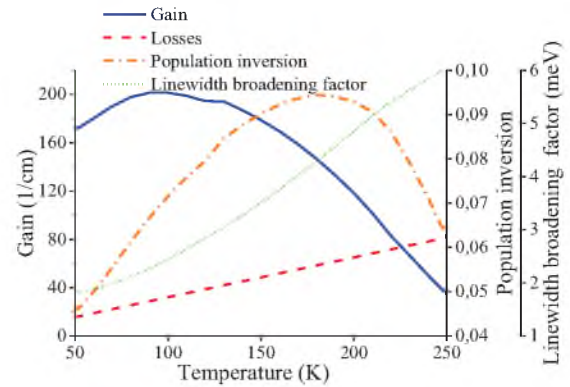


Рис. 2. Температурные зависимости усиления, коэффициента потерь, разности населенностей рабочих уровней Δn_{32} и фактора уширения линии излучения γ_{32}

Заключение

Проведенное моделирование показало, что усиление на частоте 8.3 ТГц оптимизированной структуры терагерцового ККЛ на основе узкозонных КЯ HgCdTe с гибридным дизайном рабочих уровней и слабо локализованными волновыми функциями превышает 100 см^{-1} вплоть до 210 К, а максимальная рабочая температура достигает 225 К, при которой возможно использование элемента Пельтье для охлаждения.

Работа выполнена при финансовой поддержке грантов БРФФИ № Ф18Р-107 и РФФИ № 18-52-00011_Бел, а также гранта РНФ № 18-19-00493.

Литература

1. M. S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams *et al.* // Opt. Exp., V. 23, 5167 (2015).
2. E. Benveniste, A. Vasanelli, A. Delteil *et al.* // Appl. Phys. Lett., V. 93, 131108 (2008).
3. C. Sirtori, F. Capasso, J. Faist *et al.* // Phys. Rev. B, V. 50 (12), (1994)
4. Д.В. Ушаков, И.С. Манак // ЖПС, Т. 74 (6), 801 (2007).
5. Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов *и др.* // Квантовая электроника, Т. 49 (10), 913 (2019).
6. V.V. Gorfinkel, S. Luryi, B. Gelmont // IEEE J. Quantum Electron., V. 32 (11), 1995 (1996).
7. Д.В. Ушаков, В.К. Кононенко И.С. Манак // Квант. электрон., Т. 40 (3), 195 (2010).
8. L. Bosco, M. Franckić, G. Scalan *et al.* // J. Appl. Phys. Lett., V. 115, 010601 (2019).
9. Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов *и др.* // Квант. электрон., Т. 48 (11), 1005 (2018).