

Оптимизация диэлектрического волновода для лазерных структур дальнего инфракрасного диапазона на основе HgTe/CdHgTe

© А.А. Дубинов^{1,2}, В.В. Румянцев^{1,2}, М.А. Фадеев¹, В.В. Уточкин¹, С.В. Морозов^{1,2,¶}

¹ Институт физики микроструктур Российской академии наук,
603950 Нижний Новгород, Россия

² Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского,
603950 Нижний Новгород, Россия

¶ E-mail: more@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 22 декабря 2020 г.

В окончательной редакции 30 декабря 2020 г.

Принята к публикации 30 декабря 2020 г.

Проведена оптимизация параметров диэлектрического волновода для лазерных гетероструктур с квантовыми ямами на основе HgCdTe, рассчитанных на диапазон длин волн 25–41 мкм, с точки зрения минимизации внутренних потерь. Показано, что для излучения в диапазоне длин волн 25–33.5 мкм оптимальный вариант волновода реализуется при росте лазерной HgCdTe-структуры на подложке CdTe или на подложке GaAs с толстым (15 мкм и более) буферным слоем CdTe. Для более длинноволнового излучения (диапазон длин волн 33.5–41 мкм) оптимальным решением является стравливание подложки и буферного слоя CdTe с последующей металлизацией поверхности структуры.

Ключевые слова: лазерная структура, волновод, дальний инфракрасный диапазон длин волн, HgCdTe, квантовая яма.

DOI: 10.21883/FTP.2021.05.50837.9581

1. Введение

В настоящее время наиболее распространенными из компактных источников когерентного излучения в дальнем инфракрасном (ИК) диапазоне являются квантово-каскадные лазеры (ККЛ) на основе полупроводников $A^{III}B^V$ [1]. Практическая потребность в подобных когерентных источниках во многом связана с актуальными задачами спектроскопии и анализа сложных соединений, в том числе органических [2], представляющих большой интерес в области биоинженерии. В то же время существует широкий диапазон длин волн (25–50 мкм), в котором ККЛ на основе $A^{III}B^V$ не могут работать вследствие сильного фонованого поглощения этих полупроводников [3]. Альтернативу материалам $A^{III}B^V$ могут составить полупроводниковые системы, в которых энергии полярных оптических фононов находятся за пределами целевого спектрального диапазона; в частности, тройные соединения в системе кадмий–ртуть–теллур (КРТ, HgCdTe) имеют характерные энергии оптических фононов ~ 17 мэВ (длина волны ~ 70 мкм). Широко применяемый для создания фотоприемников и приемных матриц среднего ИК диапазона (см., например, работу [4] и ссылки в ней), этот материал в последнее время активно рассматривается и как усиливающая среда для построения длинноволновых источников излучения. Так, недавно было предложено использовать структуры с квантовыми ямами (КЯ) на основе HgCdTe для создания ККЛ, излучающего на длине волны 36 мкм [5]. Недостатком данного подхода, ограничивающим гибкость решений на основе ККЛ в задачах спектроскопии, можно назвать скромные возможности перестройки длины

волны излучения таких источников (в частности, за счет изменения температуры излучателя), что обусловлено межподзонным характером оптических переходов в ККЛ. С этой точки зрения возможность реализации в структурах на основе HgCdTe усиления в дальнем ИК диапазоне на межзонных оптических переходах является несомненно интересной, и здесь необходимо отметить широчайший диапазон длин волн, потенциально доступный для структур на основе HgCdTe при варьировании состава тройного раствора, — от 0 до 1.6 эВ [4].

Концепция межзонных лазеров на основе пленок HgCdTe, излучающих в среднем ИК диапазоне при оптической накачке, далеко не нова (см., например, [6]). В то же время лишь сравнительно недавно прогресс в области эпитаксиального роста КРТ-структур позволил уверенно формировать гетероструктуры с квантовыми ямами (КЯ) HgTe/HgCdTe. Такие структуры, обеспечивающие уникальные возможности управления зонным спектром носителей заряда, определили новые возможности развития лазерных структур. На настоящий момент структуры с КЯ HgTe/HgCdTe позволили получить стимулированное излучение (СИ) при оптической накачке на длинах волн до 20 мкм [7]. Теоретические же оценки показывают, что генерация СИ возможна на длинах волн до 60 мкм при криогенных температурах [8]. Следует, однако, уточнить, что в [8] оценены фактически пороги прозрачности КЯ, но не обсуждаются какие-либо потери в пассивных (волноводных) слоях, имеющие место в реальных лазерных структурах. При этом, если поглощением в нелегированных волноводных слоях по механизму Друде можно зачастую пренебречь, то фонованое поглощение в растворах HgCdTe в рассматри-

Параметры слоев лазерных структур для рассматриваемых диэлектрических волноводов

Слой	Волновод #1	Волновод #2	Волновод #3	Волновод #4	Волновод #5	Волновод #6
Подложка	GaAs	GaAs	GaAs	n^+ -GaAs	CdTe	Стравливается
Буфер, толщина	CdTe, 5 мкм	CdTe, 10 мкм	CdTe, 15 мкм	CdTe, 5 мкм	CdTe,	Стравливается
Волноводный слой, толщина	HgCdTe, 8.5 мкм	HgCdTe, 4.5 мкм	HgCdTe, 3 мкм	HgCdTe, 2.5 мкм	HgCdTe, 2.5 мкм	HgCdTe, 2 мкм
20 КЯ с барьерами, толщина	HgTe/HgCdTe, 0.42 мкм					
Волноводный слой, толщина	HgCdTe, 9.5 мкм	HgCdTe, 6 мкм	HgCdTe, 5 мкм	HgCdTe, 3.75 мкм	HgCdTe, 4.5 мкм	HgCdTe, 5 мкм
Покровный слой	CdTe, 0.05 мкм					
Пограничный слой	Вакуум	Вакуум	Вакуум	Вакуум	Вакуум	Au

ваемом диапазоне частот является существенным. Кроме того, в зависимости от конкретных параметров волновода важным может оказаться и учет фонного поглощения в подложках GaAs, часто используемых для выращивания лазерных структур на основе HgCdTe [7].

В данной работе сопоставлен ряд возможных вариантов волноводов лазерных структур на основе HgCdTe, для чего вычислены коэффициенты поглощения излучения в пассивных слоях структуры и коэффициент усиления для волноводной моды с учетом достижимого фактора оптического ограничения.

2. Результаты расчетов и обсуждение

Базовым условием развития лазерной генерации является превышение величины усиления над общими потерями в структуре, что может быть выражено в виде

$$(G - \alpha_a)\Gamma = \alpha_p + \alpha_m, \quad (1)$$

где G — коэффициент усиления активной среды, α_a — коэффициент потерь в активной среде, Γ — фактор оптического ограничения, α_p и α_m — коэффициенты поглощения в пассивных слоях и потерь на зеркалах соответственно. Расчеты, приведенные в [8], касаются случая $G = \alpha_a$ (без учета α_p и α_m). Целью данной работы является учет внутренних потерь в волноводе (α_p), в то же время мы ограничимся рассмотрением режима суперлюминесценции (однопроходного усиления излучения), пренебрегая потерями на зеркалах α_m .

Для анализа были выбраны шесть различных волноводов для лазерных структур на основе HgCdTe; конкретные параметры слоев для каждого из волноводов приведены в таблице. Первые три варианта волновода предполагают рост на полуизолирующей подложке GaAs с буферным слоем из нелегированного CdTe и различаются соотношением толщин буферного (CdTe)

и ограничивающих (CdHgTe) слоев, четвертый рассчитан для роста на сильно легированной подложке GaAs, пятый — на нелегированной подложке CdTe. Наконец, последний вариант предполагает стравливание подложки и буферного слоя с последующим напылением слоя золота, подобный метод используется при создании ККЛ с двойным металлическим волноводом [9]. Для всех структур состав ограничивающих/барьерных слоев $\text{Hg}_{1-x}\text{Cd}_x\text{Te}$ был фиксированным ($x = 0.75$). Активная область во всех рассматриваемых случаях содержала 20 КЯ HgTe/CdHgTe.

Оптимизация лазерных структур проводилась для генерации основной моды TE_0 . Действительно, в КЯ HgTe/HgCdTe основной дырочный уровень представлен состояниями тяжелых дырок, и в этом случае, согласно правилам отбора для переходов электронов между валентной зоной и зоной проводимости [10], усиление возможно только для таких электромагнитных мод волновода, в которых компонента электрического поля лежит в плоскости КЯ. В нашем случае такой компонентой электрического поля обладают только TE -моды. Для нахождения распределения электрического поля TE -моды, определения эффективного показателя преломления и коэффициента поглощения α_p для волноводных мод проводилось численное решение уравнений Максвелла [11,12]. Диэлектрические проницаемости нелегированных GaAs и CdTe, а также Au аппроксимировались на основании экспериментальных данных, представленных в [13]. В отсутствие экспериментальных данных по частотной зависимости диэлектрической проницаемости слоев $\text{Hg}_{0.25}\text{Cd}_{0.75}\text{Te}$ в интересующей нас области спектра (на длинах волн 25–41 мкм) было использовано приближение, в котором действительная часть диэлектрической проницаемости принималась равной 8.1 [4], а мнимая часть считалась такой же, как в CdTe. Чтобы учесть влияние легирования в подложке GaAs, к значению диэлектрической проницаемости

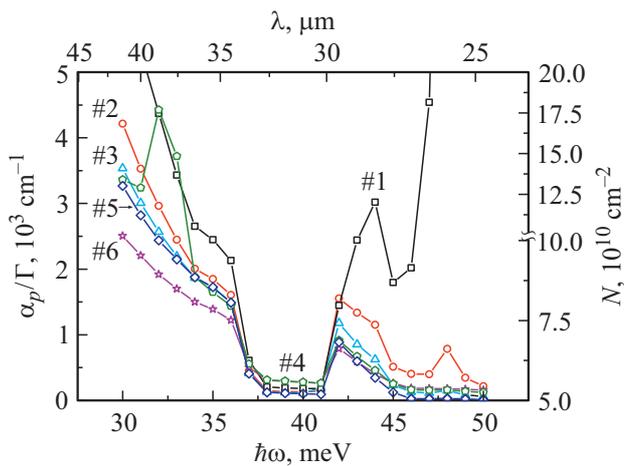


Рис. 1. Зависимости α_p/Γ и необходимой для достижения этой величины концентрации фотовозбужденных носителей N от энергии кванта и длины волны излучения для всех 6 конструкций волноводов. Указаны номера волноводов.

нелегированного GaAs добавлялась соответствующая „проводящая“ часть [14]

$$\Delta\varepsilon(\omega) = -\frac{\omega_p^2 \varepsilon_\infty}{\omega^2 + i\gamma\omega}, \quad (2)$$

где $\omega_p^2 = 4\pi N_e q^2 / (m^* \varepsilon_\infty)$ — квадрат плазменной частоты, $\gamma = q/m^* \mu$ — фактор потерь, q — заряд электрона, μ и m^* — подвижность и эффективная масса электронов соответственно, N_e — концентрация свободных электронов (считалась равной $2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$). Использовались данные справочника [15] относительно подвижности μ электронов при таком уровне легирования GaAs, а также величин ε_∞ и m^* .

На рис. 1 представлены величины потерь α_p/Γ , вычисленные для всех рассматриваемых волноводов в зависимости от энергии кванта $\hbar\omega$ (длины волны излучения λ). Согласно (1), минимум величины α_p/Γ соответствует минимальному коэффициенту усиления G в КЯ, необходимому для возникновения стимулированного излучения. Для рассматриваемых структур толщины волноводных слоев подбирали исходя из условия минимальной величины α_p/Γ при энергии кванта 35 мэВ, соответствующей длине волны излучения $\lambda = 35.4 \text{ мкм}$. Необходимо отметить две характерные особенности в полученных зависимостях величины α_p/Γ от длины волны излучения, наблюдаемые для всех вариантов волноводов. Первая — резкое увеличение потерь α_p/Γ на длинах волн $\lambda > 33.5 \text{ мкм}$, что обусловлено резким ростом с длиной волны α_p в CdTe и $\text{Hg}_{0.25}\text{Cd}_{0.75}\text{Te}$, связанное с возрастанием вклада однофононного поглощения в этих материалах по мере продвижения в область длинных волн. Вторая особенность — выраженный пик потерь в диапазоне длин волн 27.5–29.5 мкм, определяемый уже двухфононным поглощением в этих материалах.

Из рис. 1 видно, что существует диапазон длин волн 29.5–33.5 мкм, в котором все рассматриваемые волноводы имеют минимальные (и относительно близкие по величине) значения величины потерь. Заметим, что на длинах волн в диапазоне 25–33.5 мкм оптимальным был бы вариант #5 (лазерная структура, выращенная на подложке CdTe). В то же время подложки CdTe достаточно редки и более практичным выбором здесь представляются варианты волновода, сформированного на полуизолирующей подложке GaAs с толстым ($> 15 \text{ мкм}$) буферным слоем CdTe (#3 в таблице) либо на сильно легированной подложке GaAs (#4). Также достаточно эффективным в этом диапазоне будет металлизированный волновод (#6), волновод с относительно тонким CdTe-буфером (#1) будет хорошо работать лишь в узком интервале длин волн 29.5–33.5 мкм. Для более длинноволнового излучения (на длине волны в пределах 33.5–41 мкм) оптимальным будет металлизированный волновод (#6).

При сопоставлении пассивных потерь в волноводах различной конструкции (рис. 1) мы ограничились рассматриваемый диапазон потерь на уровне $(\alpha_p/\Gamma)_{\text{max}} < 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$, что приблизительно соответствует величине усиления, достижимой в диапазоне длин волн 25–41 мкм в одиночной КЯ HgTe/HgCdTe. На рис. 2 приведен соответствующий расчет коэффициента усиления $(G - \alpha_a)$ в зависимости от концентрации фотовозбужденных носителей N , проведенный в соответствии с методикой [16] (температура решетки полагается равной $T_0 = 4.2 \text{ К}$, температура носителей $T_e = 77 \text{ К}$). Видно, что просветление КЯ ($G = \alpha_a$) наступает при пороговой концентрации носителей $N_{\text{th}} \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$, после чего усиление сублинейно растет с увеличением N и достигает $(G - \alpha_a)_{\text{max}} \approx 5 \cdot 10^3 \text{ см}^{-1}$ при $N_{\text{max}} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. Указанная концентрация носителей N_{max} является, по-видимому, максимальной, ре-

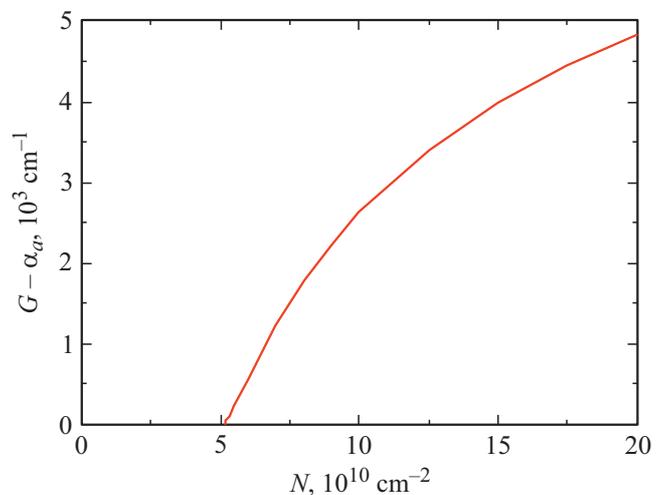


Рис. 2. Зависимость коэффициента усиления в КЯ $(G - \alpha_a)$ от концентрации фотовозбужденных носителей N в КЯ HgTe/HgCdTe для диапазона длин волн 25–40 мкм.

лизуемой в „длинноволновых“ КЯ HgTe/HgCdTe при разумных мощностях накачки. Так, при меньших концентрациях носителей в КЯ HgTe/HgCdTe преобладающим процессом межзонной рекомбинации является оже-рекомбинация [17]. Характерные времена этого процесса — субнаносекундные, $\tau \approx 0.5$ нс при $N_{th} \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и ~ 0.1 нс при $N_{max} \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$. При превышении величины N_{max} пороговым образом включается сверхбыстрый процесс межзонной рекомбинации (времена ~ 1 пс), сопровождающийся генерацией двумерных плазмонов [17]. За счет этого процесса мощность накачки, необходимая для достижения схожей концентрации носителей, возрастает на 2 порядка величины. Отметим, что при этом в принципе возможна стимулированная генерация плазмонов, сильно локализованных вблизи КЯ и не требующих дополнительного волновода [18]; подобные эффекты остаются за рамками данной работы.

Сопоставление расчетных данных для величин усиления (рис. 2) и потерь (рис. 1) в рассматриваемых структурах позволяет оценить пороговые плотности мощности накачки, необходимые для возникновения СИ, исходя из соотношения

$$I_{th} = \hbar\Omega N / \eta\tau. \quad (3)$$

Здесь $\hbar\Omega$ и η — энергия фотона для излучения накачки и доля излучения накачки, поглощаемого в КЯ соответственно, τ — время межзонной релаксации (оже-рекомбинации, см. выше). Если предположить, что оптическая накачка будет осуществляться CO₂-лазером на длине волны 10.6 мкм ($\hbar\Omega = 117$ мэВ), а $\eta \approx 0.005$ для КЯ, для $N \approx 5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ порог СИ оценивается на уровне $I_{th} \approx 400 \text{ Вт/см}^2$, в то время как для $N \approx 2 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ величина составит $I_{th} \approx 7.5 \text{ кВт/см}^2$.

3. Заключение

В работе проведен расчет характеристик шести вариантов диэлектрического волновода лазерных структур на основе 20 КЯ HgTe/HgCdTe, излучающих в дальнем ИК-диапазоне: коэффициента поглощения, фактора оптического ограничения и усиления. Показано, что для каждой длины волны в диапазоне 25–41 мкм может быть подобран оптимальный вариант волновода, обеспечивающий возможность генерации стимулированного излучения.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (проект № 20-52-50004 ЯФ_а) в части расчета внутренних (фононных) потерь в рассматриваемых диэлектрических волноводах и при поддержке Министерства образования и науки Российской Федерации (проект МК-1430.2020.2) в части расчета достижимых величин усиления в КЯ HgTe/CdHgTe.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M.S. Vitiello, G. Scalari, B. Williams, P. De Natale. *Opt. Express*, **23**, 5167 (2015).
- [2] R.J. Falconer, A.G. Markelz. *J. Infrared Milli. Terahz. Waves*, **33**, 973 (2012).
- [3] F. Castellano, A. Bismuto, M.I. Amanti, R. Terazzi, M. Beck, S. Blaser, A. Baechle, J. Faist. *J. Appl. Phys.*, **109**, 102407 (2011).
- [4] A. Rogalski. *Rep. Progr. Phys.*, **68**, 2267 (2005).
- [5] D. Ushakov, A. Aфоненко, R. Khabibullin, D. Ponomarev, V. Aleshkin, S. Morozov, A. Dubinov. *Opt. Express*, **28**, 25371 (2020).
- [6] I. Melngailis, A. Strauss. *Appl. Phys. Lett.*, **8**, 179 (1966).
- [7] S.V. Morozov, V.V. Rumyantsev, M.A. Fadeev, M.S. Zholudev, K.E. Kudryavtsev, A.V. Antonov, A.M. Kadykov, A.A. Dubinov, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, V.I. Gavrilenko. *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 192101 (2017).
- [8] G. Alymov, V. Rumyantsev, S. Morozov, V. Gavrilenko, V. Aleshkin, D. Svintsov. *ACS Photonics*, **7**, 98 (2020).
- [9] K. Unterrainer, R. Colombelli, C. Gmachl, F. Capasso, H. Hwang, A. Sergent, D. Sivco, A. Cho. *Appl. Phys. Lett.*, **80**, 3060 (2002).
- [10] F. Bachmann, P. Loosen, R. Poprawe. *High power diode lasers. Technology and applications* (N.Y., Springer, 2007).
- [11] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. *Электродинамика сплошных сред* (М., Наука, 1989).
- [12] H.C. Casey, M.B. Panich. *Heterostructure lasers* (N.Y., Academic Press, 1978).
- [13] E.D. Palik. *Handbook of optical constants of solids* (Orlando, Academic Press, 1985).
- [14] J.S. Blackmore. *J. Appl. Phys.*, **53**, R123 (1982).
- [15] A. Dargys, J. Kundrotas. *Handbook on Physical Properties of Ge, Si, GaAs and InP* (Vilnius, Science and Encyclopedia Publishers, 1994).
- [16] V.Ya. Aleshkin, A.A. Dubinov, V.V. Rumyantsev, M.A. Fadeev, O.L. Domnina, N.N. Mikhailov, S.A. Dvoretzky, F. Teppe, V.I. Gavrilenko, S.V. Morozov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **30**, 495301 (2018).
- [17] V. Aleshkin, G. Alymov, A. Dubinov, V. Gavrilenko, F. Teppe. *J. Phys. Commun.*, **4**, 115012 (2020).
- [18] K. Kapralov, G. Alymov, D. Svintsov, A. Dubinov. *J. Phys.: Condens. Matter*, **32**, 065301 (2020).

Редактор Л.В. Шаронова

Dielectric waveguide optimization for the laser structures with HgCdTe QWs emitting in far-infrared range

A.A. Dubinov^{1,2}, V.V. Rumyantsev^{1,2}, M.A. Fadeev¹,
V.V. Utochkin¹, S.V. Morozov^{1,2}

¹ Institute for Physics of Microstructures,
Russian Academy of Sciences,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

² Lobachevsky State University of Nizhny Novgorod,
603950 Nizhny Novgorod, Russia

Abstract We investigate optimized designs of dielectric waveguides for HgTe/HgCdTe quantum well heterostructures emitting in the wavelength range of 25–41 μm . We demonstrate that HgCdTe-based waveguides grown directly on CdTe substrates or on GaAs substrates with thick ($\sim 15 \mu\text{m}$) CdTe buffers are best suited for the 25–33.5 μm spectral range, while substrate removal followed by surface metallization provides an optimal way to define a waveguide for longer wavelength emission, at 33.5–41 μm .