

07.3

Дисперсия двойного металлического волновода квантово-каскадного лазера в области оптических фононов GaAs

© Б.А. Жмудь^{1,2}, А.С. Соболев², К.Е. Спирин³, Д.С. Пономарев^{1,2}, Р.А. Хабибуллин^{1,2,4}¹ Институт сверхвысокочастотной полупроводниковой электроники им. В.Г. Мокерова РАН, Москва, Россия² Московский физико-технический институт (Национальный исследовательский университет), Долгопрудный, Московская обл., Россия³ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия⁴ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН, Санкт-Петербург, Россия

E-mail: zhjud.ba@phystech.edu

Поступило в Редакцию 19 марта 2024 г.

В окончательной редакции 5 апреля 2024 г.

Принято к публикации 9 апреля 2024 г.

Представлены аналитические расчеты дисперсионных характеристик волноводных мод в двойном металлическом волноводе квантово-каскадного лазера в области оптических фононов в GaAs на основе модифицированного метода Маркатили. Результаты расчетов хорошо коррелируют с результатами численного решения уравнения Гельмгольца на частотах оптических фононов в GaAs. Показано, что мода E_{00}^y , являющаяся основной вдали от фононного резонанса в GaAs, перестает быть таковой для ряда частот вблизи этого резонанса, уступая моде E_{10}^y .

Ключевые слова: терагерцевая частота, терагерцевые лазеры, полупроводники, квантово-каскадный лазер, дисперсия, волновод, метод Маркатили.

DOI: 10.61011/PJTF.2024.15.58431.19925

Квантово-каскадные лазеры (ККЛ) с двойным металлическим (ДМ) волноводом позволяют генерировать излучение в диапазоне от 2 до 5 THz с пиковой мощностью на уровне десятков mW [1,2]. Как было недавно показано в работе [3], использование ДМ-волновода позволяет существенно увеличить рабочие температуры ККЛ (вплоть до 261 К).

В настоящей работе предложен теоретический подход, основанный на модификации метода Маркатили, для аналитического расчета модового состава и дисперсии ДМ-волновода ККЛ в области частот оптических фононов в GaAs. Дисперсия лазерного волновода является важной характеристикой, которая необходима для определения многих величин, например групповой скорости света v_{gr} . Поскольку v_{gr} обратно пропорциональна вероятности вынужденного излучения, становится возможной реализация схемы увеличения усиления лазера, основанная на снижении v_{gr} , например, за счет фотоннокристаллического окружения волновода [4]. Предложенный подход включает расчет диэлектрической проницаемости ККЛ в приближении эффективной среды, что позволяет более точно определить эффективную диэлектрическую проницаемость, учитывая при этом вклад как барьеров AlGaAs, так и квантовых ям GaAs. Более того, в рамках указанного приближения ККЛ является одноосной средой, что существенно влияет на дисперсию, особенно вблизи фононных резонансов, что также учитывается в предложенной модели. Для сравнительного анализа проведено численное моделирование двумерного уравнения Гельмгольца методом конечных

элементов (МКЭ) с аналогичными материальными параметрами.

Схематическое изображение ККЛ с ДМ-волноводом приведено на рис. 1. Модификация оригинального метода Маркатили [5] для случая ДМ-волновода была реализована с учетом использования граничных условий, в которых слой металла в волноводе является идеальным электрическим проводником (обнуление тангенциальной компоненты электрического поля $E_t = 0$). Еще одно изменение связано с неоднородностью диэлектрического тензора, входящего в уравнения Максвелла, в приближении эффективной среды ($\epsilon_{xx} = \epsilon_{zz} = \epsilon_{||}$ и $\epsilon_{yy} = \epsilon_{\perp}$). Путем математических преобразований, аналогичных

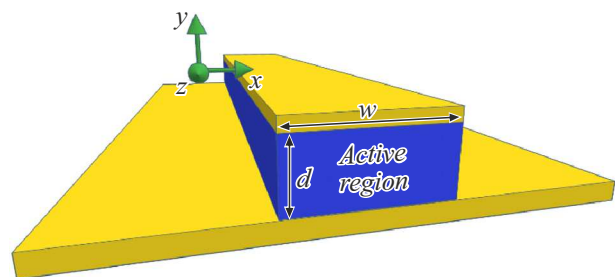


Рис. 1. Схематическое изображение ККЛ с ДМ-волноводом. Золотистым цветом обозначены металлические контакты, прилегающие к активной области, показанной синим цветом. Поперечное сечение волновода шириной w и высотой d располагается в плоскости (xy) , а распространение волноводной моды происходит вдоль оси z . Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи.

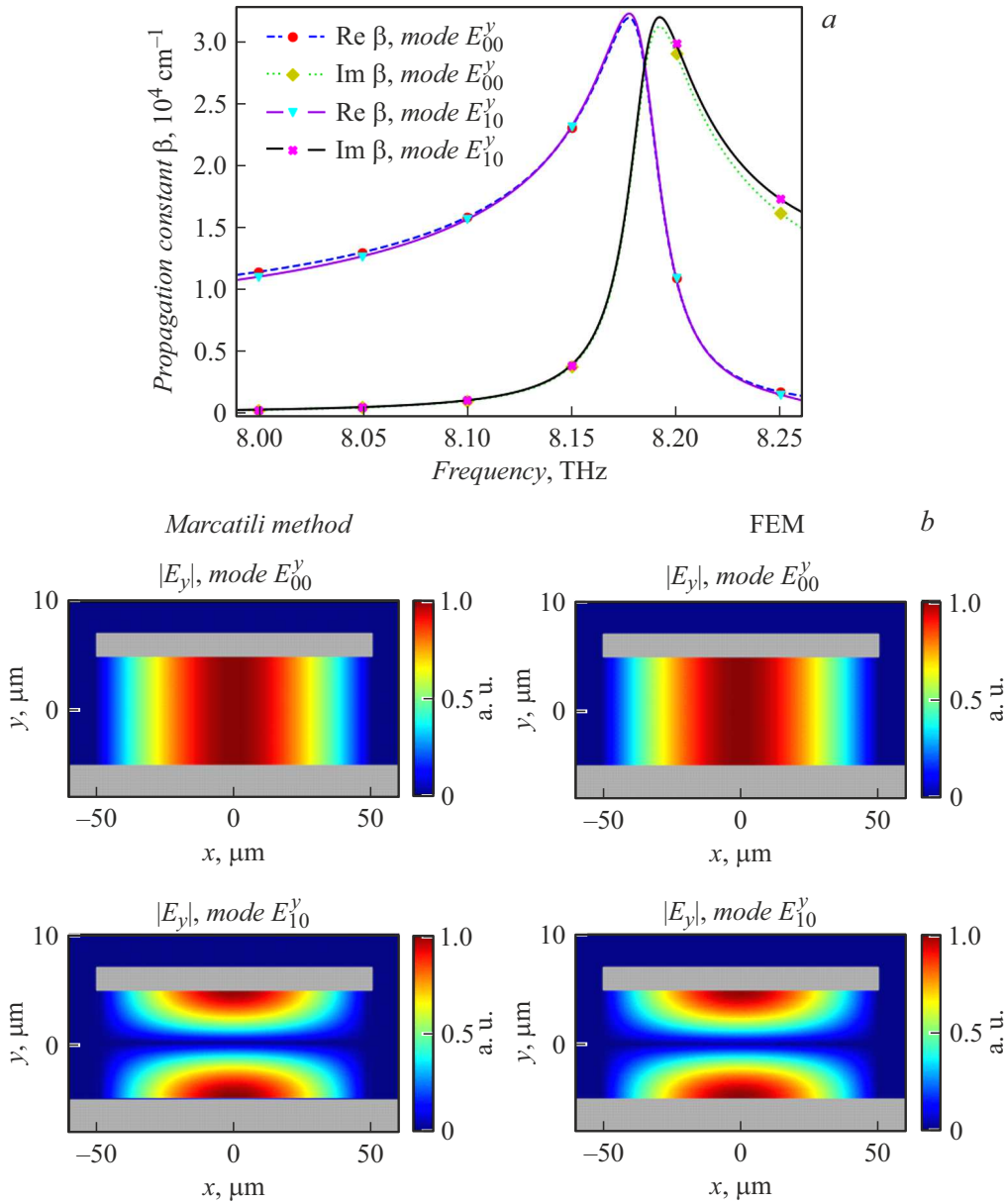


Рис. 2. Дисперсия мод E_{00}^y и E_{10}^y в ДМ-волноводе ККЛ (а) и распределение компоненты $|E_y|$ электрического поля мод E_{00}^y и E_{10}^y (б) вблизи фонованого резонанса в GaAs. Рассматриваемый при решении уравнения Гельмгольца с помощью МКЭ (finite element method, FEM) волновод имеет активную область шириной $w = 100 \mu\text{m}$ и высотой $d = 10 \mu\text{m}$.

оригинальному выводу [5], но с добавлением всех описанных модификаций получено следующее трансцендентное уравнение для мод E_{nm}^y :

$$k_x w = \pi n - 2 \arctan \left(\frac{k_{\parallel}^2 (k_0^2 - k_y^2)}{k_0^2 (k_{\parallel}^2 - k_y^2)} \times \frac{k_x}{\sqrt{k_{\perp}^2 - k_0^2 - k_x^2 - \left(\frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} - 1\right) k_y^2}} \right), \quad (1)$$

где компонента $k_y = \frac{\pi m}{d}$, w — ширина волновода, d — высота волновода, k_0 — волновое число в вакууме, $k_{\perp, \parallel}^2 = \epsilon_{\perp, \parallel} k_0^2$, n и m — неотрицательные целые числа;

ось y перпендикулярна, а оси x и z параллельны контактам и слоям ККЛ. В данном случае $\epsilon_{\perp, \parallel}$ — диэлектрическая проницаемость GaAs/AlGaAs активной области в приближении эффективной среды для плоской слоистой структуры, где величина ϵ для каждого слоя рассчитана в рамках модели Друде–Лоренца [6] с материальными параметрами GaAs [7] для квантовых ям, а параметры $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$ для барьеров получены из соотношения Клаузиуса–Мосотти или линейной интерполяции (закон Вегарда) через материальные параметры GaAs и AlAs [8,9]. Ширина фонованого резонанса для обоих материалов взята равной 0.1 meV [10]. Концентрация элек-

тронов в слоях каскадов составляет $n = 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Зная компоненты k_x и k_y , можно легко определить константу распространения $\beta = \sqrt{k_{\perp}^2 - k_x^2 - \frac{\epsilon_{\perp}}{\epsilon_{\parallel}} k_y^2}$, частотная зависимость которой $\beta(\omega)$ представляет собой обратную дисперсию. Все параметры рассчитаны для дизайна каскада [11] с ширинами 41/136/43/75.6/24.6/69.3 Å, где жирным шрифтом указаны ширины квантовых ям GaAs, а светлым шрифтом — ширины барьеров $\text{Al}_{0.15}\text{Ga}_{0.85}\text{As}$.

Дисперсия ДМ-волновода с типичной для терагерцевого ККЛ шириной $w = 100 \mu\text{м}$ и высотой $d = 10 \mu\text{м}$ для мод E_{00}^y и E_{10}^y показана на рис. 2, а на частотах, близких к фоновому резонансу в GaAs. На частоте $\sim 8.15 \text{ THz}$ дисперсия моды E_{10}^y пересекает кривую для E_{00}^y , и мода E_{10}^y далее становится основной до 8.22 THz. Смена основной моды связана с высоким значением диэлектрической проницаемости активной области ККЛ. Это обусловлено тем, что для частот, соответствующих фоновому резонансу в GaAs, компонента $k_y = \frac{\pi}{d}$ перестает быть преобладающей над всеми остальными параметрами дисперсионного уравнения, как это было на более низких частотах. По этой причине мода E_{10}^y в области низких частот считается модой столь высокого порядка, что ее возбуждение в волноводе практически невозможно, и потому ранее при расчете мод в ДМ-волноводе она не рассматривалась. Распределение электромагнитного поля мод E_{00}^y и E_{10}^y в поперечном сечении ДМ-волновода, рассчитанное с помощью модифицированного метода Маркатили и МКЭ, представлено на рис. 2, б для компоненты E_y поля. Как видно, пространственное распределение поля, рассчитанное аналитическим методом, превосходно совпадает с численным решением.

Таким образом, в работе продемонстрирован модифицированный аналитический метод расчета мод ККЛ с ДМ-волноводом в приближении Маркатили. Данный метод позволяет быстро и в широком диапазоне частот рассчитать дисперсию и распределение электромагнитного поля внутри ДМ-волновода. Результаты расчета могут быть использованы в качестве входных данных при решении уравнения Гельмгольца с помощью МКЭ для нахождения мод заданного порядка. Обнаружено существование моды E_{10}^y вблизи фонового резонанса. Данная мода является основной в некоторой его области.

Финансирование работы

Работа выполнена при финансовой поддержке гранта РФФИ 21-72-30020 (<https://rscf.ru/project/21-72-30020/>) и гранта и гранта ФСИ № 25ГУПКЭС18/91733.

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

- [1] M.S. Vitiello, A. Tredicucci, Adv. Phys. X, **6** (1), 1893809 (2021). DOI: 10.1080/23746149.2021.1893809
- [2] A.E. Yachmenev, R.A. Khabibullin, D.S. Ponomarev, J. Phys. D: Appl. Phys., **55** (19), 193001 (2022). DOI: 10.1088/1361-6463/ac43dd
- [3] A. Khalatpour, M.C. Tam, S.J. Addamane, J. Reno, Z. Wasilewski, Q. Hu, Appl. Phys. Lett., **122** (16), 161101 (2023). DOI: 10.1063/5.0144705
- [4] S. Ek, P. Lunnemann, Y. Chen, E. Semenova, K. Yvind, J. Mork, Nat. Commun., **5**, 5039 (2014). DOI: 10.1038/ncomms6039
- [5] E.A. Marcatili, Bell Syst. Tech. J., **48** (7), 2071 (1969). DOI: 10.1002/j.1538-7305.1969.tb01166.x
- [6] A. Zangwill, *Modern electrodynamics* (Cambridge University Press, 2013).
- [7] J. Blakemore, J. Appl. Phys., **53** (10), R123 (1982). DOI: 10.1063/1.331665
- [8] S. Adachi, J. Appl. Phys., **58** (3), R1 (1985). DOI: 10.1063/1.336070
- [9] M. Sotoodeh, A. Khalid, A. Reza zadeh, J. Appl. Phys., **87** (6), 2890 (2000). DOI: 10.1063/1.372274
- [10] G. Irmer, M. Wenzel, J. Monecke, Phys. Status Solidi B, **195** (1), 85 (1996). DOI: 10.1002/pssb.2221950110
- [11] Р.А. Хабибуллин, Н.В. Щаврук, А.Н. Клочков, И.А. Глинский, Н.В. Зенченко, Д.С. Пономарев, П.П. Мальцев, А.А. Зайцев, Ф.И. Зубов, А.Е. Жуков, Г.Э. Цырлин, Ж.И. Алфёров, ФТП, **51** (4), 540 (2017). DOI: 10.21883/FTP.2017.04.44349.8414 [R.A. Khabibullin, N.V. Shchavruk, A.N. Klochkov, I.A. Glinskiy, N.V. Zenchenko, D.S. Ponomarev, P.P. Maltsev, A.A. Zaycev, F.I. Zubov, A.E. Zhukov, G.E. Cirlin, Zh.I. Alferov, Semiconductors, **51** (4), 514 (2017). DOI: 10.1134/S106378261704008X].