

Модель терагерцового квантово-каскадного лазера на основе двумерного плазмона

© А.А. Дубинов^{1,2}, В.Я. Алешкин^{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: sanya@ipmras.ru

Поступила в Редакцию 12 апреля 2021 г.

В окончательной редакции 19 апреля 2021 г.

Принята к публикации 19 апреля 2021 г.

Проведен расчет характеристик двумерного плазмона, усиливаемого активной средой на основе терагерцовой квантово-каскадной структуры. Показано, что для реалистичных параметров структур GaAs/AlGaAs с квантовыми ямами (подвижность $2 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при концентрации электронов $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и при температуре до 77 К) коэффициент усиления двумерного плазмона может достигать 1500 см^{-1} на частоте 2.3 ТГц. Из-за сильной локализации электрического поля плазмона около квантовой ямы для усиления необходимо лишь несколько каскадов активной среды.

Ключевые слова: плазмон, квантово-каскадный лазер, терагерцовый диапазон частот, квантовая яма.

DOI: 10.21883/FTP.2021.10.51435.34

1. Введение

К настоящему времени в терагерцовом (ТГц) диапазоне частот (1–5 ТГц) лидирующее место среди компактных источников стимулированного излучения занимают монополярные квантовые каскадные лазеры (ККЛ) [1]. Однако они представляют собой полупроводниковые гетероструктуры, содержащие сотни каскадов, каждый из которых состоит из нескольких квантовых ям (КЯ) и барьеров разной толщины и состава. Общая толщина активной области в ТГц ККЛ при использовании двойного металлического волновода, либо волновода на основе поверхностного плазмона, составляет обычно $\sim 10 \text{ мкм}$ (порядка длины волны излучения в среде) [1]. Минимальная толщина активной области ККЛ, излучающего на частоте 3.4 ТГц до температуры 80 К, составила 1.75 мкм [2]. Поэтому чрезвычайно сложная зонная схема каскадных структур и высокие требования по контролю параметров на большой ширине активной области сдерживают распространение и использование ТГц ККЛ.

В данной работе рассмотрена модель ТГц ККЛ на основе двумерного (2D) плазмона, локализованного около КЯ с большой концентрацией электронов. Как известно, 2D-плазмон может быть локализован в области, много меньшей длины волны плазмона в вакууме [3]. Следовательно, можно подобрать параметры КЯ (состав, толщину и легирование) для того, чтобы необходимая активная область ТГц ККЛ на основе 2D-плазмона была много меньше длины волны излучения в среде. Это должно привести к тому, что вместо сотен каскадов для работы такого ТГц ККЛ необходимы будут только десятки, а то и всего несколько каскадов, что сильно упростит создание такого лазера. В данной работе проведены оценки для параметров гетероструктуры такого ТГц

ККЛ на основе 2D-плазмона и показана реалистичность его создания.

2. Модель расчета

Рассмотрим следующую структуру (рис. 1): КЯ GaAs/AlGaAs с большой концентрацией электронов расположена между двумя слоями активной среды ТГц ККЛ. Вдоль этой КЯ может распространяться 2D-плазмон [4], распределение реальной части z -компоненты электрического поля в котором также по-

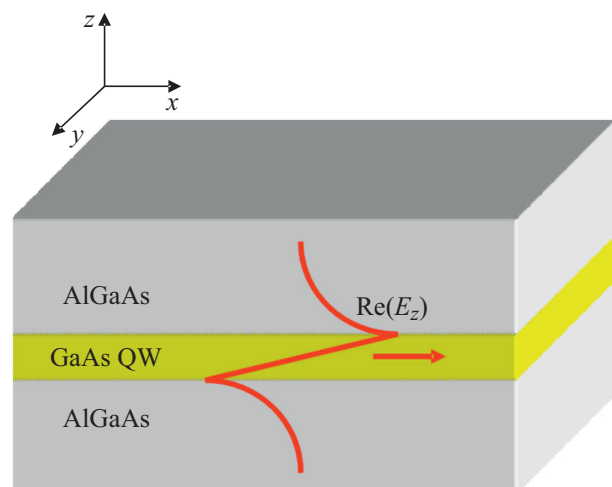


Рис. 1. Схема GaAs/AlGaAs-структуры с 2D-плазмоном. Красной кривой показана реальная часть z -компоненты электрического поля в 2D-плазмоне. (Цветной вариант рисунка представлен в электронной версии статьи).

казано на рис. 1. Только эту компоненту электрического поля может усиливать активная среда ТГц ККЛ.

Запишем закон дисперсии 2D-плазмонов. В этом случае для бесконечно тонкой КЯ (это приближение хорошо выполняется, так как толщина КЯ обычно много меньше, чем длина волны ТГц излучения) уравнение для определения спектра приобретает вид (формула Стерна [3]):

$$1 + (2\pi/\kappa)\chi(q, \omega)\sqrt{q^2 + \kappa(\omega/c)^2} = 0, \quad (1)$$

где κ — диэлектрическая проницаемость, ω и q — частота и волновой вектор плазмона, c — скорость света в вакууме, $\chi(q, \omega)$ — восприимчивость.

Вычислим восприимчивость в простейшем случае, когда заполнена одна зона, двукратно вырожденная по спину, и закон дисперсии электронов квадратичен (с эффективной массой m). Выражение для восприимчивости можно записать в виде

$$\chi(q, \omega) = (e^2/2\pi q^2)[F1 + F2 + F3 + F4], \quad (2)$$

где

$$F1 = (|k_1|/k_1) \int_0^{A1} f(k) dk^2 / \sqrt{k_1^2 - Q^2}, \quad (3)$$

$$F2 = i \int_{A1}^{\infty} f(k) dk^2 / \sqrt{Q^2 - k_1^2}, \quad (4)$$

$$F3 = \int_0^{A2} f(k) dk^2 / \sqrt{k_2^2 - Q^2}, \quad (5)$$

$$F4 = -i \int_{A2}^{\infty} f(k) dk^2 / \sqrt{Q^2 - k_2^2}, \quad (6)$$

и где $Q = \hbar^2 q k / m$, \hbar — постоянная Планка, e — заряд электрона, $k_1 = \hbar^2 q^2 / 2m - \hbar(\omega + i\nu)$, $k_2 = \hbar^2 q^2 / 2m + \hbar(\omega + i\nu)$, $A1 = m|k_1| / (\hbar^2 q)$, $A2 = m|k_2| / (\hbar^2 q)$, $f(k)$ — функция распределения Ферми-Дирака, ν — частота релаксации импульса. В простейшем приближении $\nu = e / (m\mu)$, где μ — подвижность электронов.

Учет усиления в активной области, окружающей КЯ с большой концентрацией электронов N , может быть проведен через добавку отрицательной мнимой части к диэлектрической проницаемости среды:

$$\kappa = \kappa_0 - ic\sqrt{\kappa_0}G/\omega, \quad (7)$$

где κ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость среды, G — коэффициент усиления в активной области. Частотную зависимость G можно аппроксимировать лоренцевым контуром:

$$G = G_{\max} / [1 + (\omega - \Omega)^2 / \Gamma^2], \quad (8)$$

где G_{\max} — максимальный коэффициент усиления, Ω — резонансная частота усиливаемого оптического перехода активной области, Γ — параметр уширения спектра усиления активной области.

3. Обсуждение и результаты расчетов

Для примера рассмотрим активную область ТГц ККЛ на основе гетероструктуры GaAs/AlGaAs. Для расчетов будем использовать параметры ККЛ, генерирующего на частоте $\Omega/2\pi \sim 2.3$ ТГц ($\hbar\Omega \sim 10$ мэВ) [5]. В этом случае $\kappa_0 = 12.9$, $m = 0.067$ массы свободного электрона, $G_{\max} \sim 50 \text{ см}^{-1}$ для температуры $T = 77$ К, $\hbar\Gamma \sim 5$ мэВ [5]. Ранее экспериментально было показано, что в структурах GaAs/AlGaAs с КЯ при температуре до 77 К μ может достигать значений в $2 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при N до $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [6].

Используя формулы (1)–(8), были вычислены частотные зависимости эффективного показателя распространения ($S = c \text{Re}(q)/\omega$) и коэффициента поглощения ($\alpha = 2 \text{Im}(q)$) 2D-плазмона для нескольких значений μ и N .

Результаты расчетов приведены на рис. 2 и 3. Из рис. 2 видно, что при фиксированном значении N увеличение μ , а следовательно, уменьшение ν приводит к появлению области частот, где α 2D-плазмона становится отрицательным (появляется усиление), причем

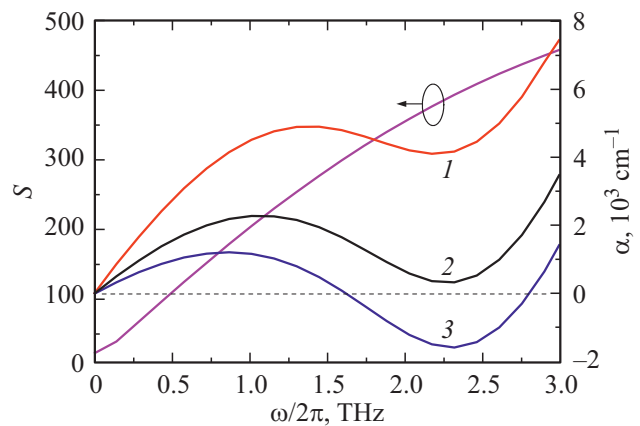


Рис. 2. Частотные зависимости S и α 2D-плазмона для трех значений μ ($\text{см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$): 1 — 10^5 , 2 — $1.5 \cdot 10^5$, 3 — $2 \cdot 10^5$. $N = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, $T = 77$ К.

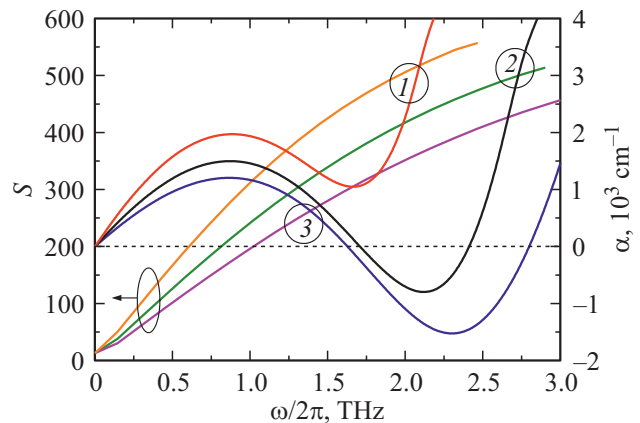


Рис. 3. Частотные зависимости S и α 2D-плазмона для трех значений N (см^{-2}): 1 — $3 \cdot 10^{11}$, 2 — $4 \cdot 10^{11}$, 3 — $5 \cdot 10^{11}$. $\mu = 2 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$, $T = 77$ К.

коэффициент усиления достигает значения 1500 см^{-1} , что недостижимо для ТГц ККЛ с традиционными волноводами. При этом S практически не зависит от μ . Из рис. 3 видно, что при фиксированной μ существует критическая концентрация электронов в КЯ, при превышении которой появляется область усиления. Также можно видеть, что S существенно зависит от N : при увеличении N он уменьшается. Отметим, что S достигает огромных значений. Например, для $N = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ на $\omega/2\pi = 2.3 \text{ ТГц}$ он равен 400, что говорит о сильной локализации электрического поля плазмона около КЯ (размер локализации в этом случае $\sim 600 \text{ нм}$). Для ККЛ из работы [5] размер одного каскада $\sim 57 \text{ нм}$, а следовательно, в структуре ККЛ лишь с десятью такими каскадами можно было бы добиться значительного усиления и генерации ТГц излучения.

4. Заключение

В работе рассмотрена модель терагерцового квантово-каскадного лазера на основе двумерного плазмона. Показано, что для лазерной структуры с GaAs/AlGaAs квантовой ямой, обладающей подвижностью $2 \cdot 10^5 \text{ см}^2 \cdot \text{В}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$ при концентрации электронов $5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и температуре до 77 К, коэффициент усиления двумерного плазмона может достигать 1500 см^{-1} на частоте 2.3 ТГц. При этом размер локализации электрического поля плазмона около квантовой ямы составляет $\sim 600 \text{ нм}$, что много меньше реализованного ранее [2]. Отметим также, что из-за огромных величин эффективного показателя распространения и усиления длина ТГц ККЛ может быть тоже небольшой ($\sim 100 \text{ мкм}$). Это позволит сделать такой лазер сверхкомпактным.

Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Фонда развития теоретической физики и математики „Базис“ (№ 19-1-2-12-1) и Министерства науки и высшего образования Российской Федерации (№ 0030-2021-0019).

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] E. Strupiechonski, D. Grassani, D. Fowler, F.H. Julien, S.P. Khanna, L. Li, E.H. Linfield, A.G. Davies, A.B. Krysa, Colombelli. Appl. Phys. Lett., **98**, 101101 (2011).
- [3] F. Stern. Phys. Rev. Lett., **18**, 546 (1967).
- [4] A.A. Dubinov, V.Ya. Aleshkin, V. Mitin, T. Otsuji, V. Ryzhii. J. Phys.: Condens. Matter, **23**, 145302 (2011).
- [5] Д.В. Ушаков, А.А. Афоненко, А.А. Дубинов, В.И. Гавриленко, О.Ю. Волков, Н.В. Щаврук, Д.С. Пономарев, Р.А. Хабибуллин. Квант. электрон., **49**, 913 (2019).

- [6] K. Hirakawa, H. Sakaki. Phys. Rev. B, **33**, 8291 (1986).

Редактор А.Н. Смирнов

Model of a terahertz quantum-cascade laser based on a two-dimensional plasmon

A.A. Dubinov^{1,2}, V.Ya. Aleshkin^{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 In this work, we calculated the characteristics of a two-dimensional plasmon amplified by an active medium based on a terahertz quantum-cascade structure. It is shown that for realistic parameters of GaAs/AlGaAs structures with quantum wells (mobility $2 \cdot 10^5 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ at an electron concentration of $5 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ and at temperatures up to 77 K), the gain of a two-dimensional plasmon can reach 1500 cm^{-1} for frequency 2.3 THz. In addition, due to the strong localization of the plasmon electric field near the quantum well, only a few cascades of the active medium are required for amplification.