

Генерация терагерцевого излучения на разностной частоте в лазере на основе HgCdTe

А.А.Дубинов, В.Я.Алешкин, С.В.Морозов

Представлены результаты теоретического исследования генерации терагерцевого излучения на разностной частоте в лазере с квантовыми ямами HgTe/HgCdTe. Показано, что в таком лазере с шириной волновода 100 мкм при мощностях мод излучения на длинах волн ближнего ИК диапазона 1 Вт мощность излучения на разностной частоте в диапазоне 0.5 – 3.5 ТГц достигает 90 мкВт при комнатной температуре.

Ключевые слова: лазер, терагерцевый диапазон частот, разностная частота.

1. Введение

Создание компактных твердотельных источников излучения терагерцевого диапазона частот (1–10 ТГц) является одной из важнейших задач современной физики полупроводников. Подобные источники излучения востребованы для многих приложений, в первую очередь для спектроскопии газов и твердых тел, мониторинга окружающей среды и в медицине [1–3]. В длинноволновой части терагерцевого диапазона частот (1–5 ТГц) лидирующее место среди полупроводниковых лазеров занимают монополярные квантовые каскадные лазеры на основе GaAs и InP, однако они работают только при криогенных температурах [4]. Таким образом, проблема создания компактного терагерцевого источника излучения, работающего при комнатной температуре, остается до сих пор актуальной.

Перспективными источниками терагерцевого излучения при комнатной температуре могут быть источники, основанные на внутррезонаторном нелинейно-оптическом преобразовании (генерация разностной частоты) излучения на двух длинах волн ближнего или среднего ИК диапазона. Ранее в работе [5] теоретически рассмотрена возможность генерации разностной частоты благодаря решеточной нелинейности GaAs [6] в межзонном двухчастотном лазере ближнего ИК диапазона, содержащем в активной области две разные квантовые ямы InGaAs/GaAs. Основная трудность получения эффективной генерации разностной частоты состоит в необходимости выполнения условия фазового синхронизма. Для GaAs хорошо известно [7, 8], что, если наименьшая длина волны в ближнем ИК диапазоне меньше некоторой критической длины волны ($\lambda < \lambda_c$), выполнить это условие для генерации разностной частоты, меньшей 3 ТГц (где мало фонное поглощение), невозможно. Дело в том,

что при $\lambda < \lambda_c$ из-за нормальной дисперсии показателя преломления полупроводника фазовая скорость волны нелинейной поляризации оказывается меньше фазовой скорости моды на разностной частоте. Отметим, что для GaAs $\lambda_c \approx 1.35$ мкм [8].

В волноводах на основе GaAs для обеспечения условия фазового синхронизма при $\lambda < \lambda_c$ предлагалось использовать в качестве накачки моды высокого порядка для меньшей длины волны и основную моду для большей длины волны. Реализуемость такого подхода подтверждена в лазерных диодах с составным резонатором, в которых была получена генерация разностной частоты в среднем ИК диапазоне с длинами волн 8, 8.8 и 11.7 мкм [9, 10]. Однако, использование мод разного порядка в ближнем ИК диапазоне для достижения условия фазового синхронизма неэффективно для генерации разностной частоты в терагерцевом диапазоне частот из-за малого интеграла перекрытия мод разного порядка в ближнем ИК диапазоне [11]. Проблема выполнения условия фазового синхронизма для двух основных мод ближнего ИК диапазона в лазерах на основе GaAs с квантовыми ямами InGaAs связана с невозможностью использования квантовых ям с большим содержанием In (из-за сильного рассогласования постоянных решеток GaAs и InAs) для увеличения длины волны мод ближнего ИК диапазона вплоть до необходимых 1.35 мкм.

Были также предложены и теоретически исследованы несколько конструкций межзонных лазеров на основе GaAs с длиной волны излучения ~ 1 мкм, в которых удается выполнить условие фазового синхронизма для двух основных мод ближнего ИК диапазона [12–14]. Однако использование плазменного волновода [12, 13] либо металлической решетки [14] существенно уменьшает эффективность генерации разностной частоты из-за сильного поглощения на свободных носителях в диапазоне 1–5 ТГц.

В отличие от GaAs, в структурах на основе HgCdTe с малым содержанием Hg условие фазового синхронизма выполняется при длинах волн двух основных мод ближнего ИК диапазона, больших 1 мкм [7]. Нелинейная восприимчивость CdTe (~ 167 пм/В) сравнима с нелинейной восприимчивостью GaAs [15]. Кроме того, постоянные решетки HgTe и CdTe очень близки, что позволяет растить квантовые ямы HgTe/CdTe. Твердые растворы кад-

А.А.Дубинов, В.Я.Алешкин, С.В.Морозов. Институт физики микроструктур РАН, Россия, Нижегородская обл., 603087 Кстовский р-н, дер. Афонино, Академическая ул., 7
e-mail: sanya@ipm.sci-nnov.ru

мий–ртуть–теллур (КРТ, или CdHgTe) исследуются уже свыше четырех десятилетий, и за эти годы накоплен огромный материал по технологии создания и свойствам этих соединений, в которых ширину запрещенной зоны можно изменять в широких пределах от 0 до 1.45 эВ за счет изменения состава. Этот материал широко применяется для создания приемников и приемных матриц среднего ИК диапазона (см., напр., работу [16] и ссылки в ней). Лазеры на основе HgCdTe известны тоже достаточно давно [17], до недавнего времени они генерировали излучение с длиной волны до 5.4 мкм при криогенной температуре [18] и до 2.2 мкм при комнатной температуре [19].

В последние годы благодаря качественному «скачку» в технологии молекулярно-пучковой эпитаксии (МПЭ) таких структур в ряде технологических групп решение проблемы создания источников излучения терагерцевого диапазона имеет хорошую перспективу, что показывают и недавние экспериментальные результаты. В частности, в лазерах на основе HgCdTe с узкозонными квантовыми ямами HgTe/HgCdTe впервые обнаружено стимулированное излучение при оптической накачке вплоть до длины волны 20 мкм (свыше 15 ТГц) при криогенной температуре [20, 21]. Генерации при более высоких температурах в столь узкозонных слоях препятствует оже-рекомбинация [22, 23]. С учетом последних результатов по увеличению температуры наблюдения стимулированного излучения в волноводных структурах на основе квантовых ям HgTe/CdHgTe вплоть до 265 К (13 °C) для длины волны 2.87 мкм [24] имеются обоснованные перспективы создания межзонных лазеров на основе таких структур, излучающих в диапазоне длин волн 1.5–3 мкм и работающих при комнатной температуре.

В настоящей работе теоретически исследована генерация терагерцевого излучения на разностной частоте в лазере на основе HgCdTe с квантовыми ямами HgTe. Показано, что в подобном лазере с шириной волновода 100 мкм при мощностях излучения на длинах волн ближнего ИК диапазона 1 Вт мощности излучения на разностной частоте в диапазоне 0.5 – 3.5 ТГц достигает 90 мкВт при комнатной температуре.

2. Конструкция лазера

Для генерации излучения на разностной частоте предлагается использовать двухчиповый лазер с составным резонатором, состоящий из расположенных на одном теплоотводе в непосредственной близости друг от друга двух одночастотных непрерывных лазеров на квантовых ямах, которые излучают на двух частотах ближнего ИК диапазона. В такой схеме оба лазера должны генерировать на основной поперечной моде, и излучение одного лазера будет вводиться в волновод другого (по нормали к поперечной грани волновода), в нем и будет происходить генерация частоты, равной разности частот генерации этих лазеров. Такая конструкция позволяет вводить заметную часть (~40%) мощности излучения одного лазера в другой лазер [9, 10].

Для лазера на основе HgCdTe, излучающего на разностной частоте, предлагается следующая конструкция, основанная на традиционном дизайне лазерных структур [24]. На полуизолирующей подложке GaAs (плоскость (0, 1, 3)) толщиной 400 мкм должен быть выращен нелегированный буферный слой CdTe толщиной 4 мкм, затем слой n-CdTe (концентрация носителей 10^{17} см^{-3}) толщи-

ной 1 мкм. Эти слои играют роль ограничительного и инжекторного слоев в лазере. Затем растится волноводный нелегированный слой $\text{Hg}_{0.2}\text{Cd}_{0.8}\text{Te}$ толщиной 1 мкм для мод с длинами волн ~ 1.55 мкм и толщиной 1.5 мкм для мод с длинами волн ~ 3 мкм. В волноводном слое должны располагаться одна или несколько квантовых ям HgTe с толщиной, определяемой длиной волны основного межзонного оптического перехода, вычисленного в модели Кейна 8×8 [25]. Для длины волны 1.55 мкм при комнатной температуре толщина квантовой ямы HgTe/Hg_{0.2}Cd_{0.8}Te составляет 0.8 нм (или 10 нм для квантовой ямы Hg_{0.42}Cd_{0.58}Te/Hg_{0.2}Cd_{0.8}Te); для длины волны 3 мкм при температуре 250 К толщина квантовой ямы HgTe/Hg_{0.2}Cd_{0.8}Te составляет 2 нм. Поверх волноводного слоя должны располагаться контактный и ограничительный слои p-CdTe (концентрация носителей 10^{17} см^{-3}) толщиной 0.5 мкм. Далее наносится металлический (Au) контакт.

3. Расчетная модель

В материалах со структурой цинковой обманки (симметрия кристалла T_d) тензор нелинейной диэлектрической восприимчивости второго порядка $\chi_{ijk}^{(2)}$ симметричен относительно перестановки индексов в системе координат, где оси x', y', z' направлены вдоль кристаллографических осей [1, 0, 0], [0, 1, 0], [0, 0, 1] соответственно [6]. Кроме того, отличными от нуля являются только те его компоненты, у которых все три индекса не равны друг другу. Поэтому этот тензор можно описать всего лишь одной функцией от частоты: $\chi_{x'y'z'}^{(2)} = \chi^{(2)}$.

В общем случае компоненты нелинейной поляризации в системе координат x', y', z' можно представить в следующем виде:

$$\begin{aligned} P_{x'} &= \chi^{(2)}(E_{1y'}E_{2z'} + E_{2y'}E_{1z'}), \\ P_{y'} &= \chi^{(2)}(E_{1x'}E_{2z'} + E_{2x'}E_{1z'}), \\ P_{z'} &= \chi^{(2)}(E_{1y'}E_{2x'} + E_{2y'}E_{1x'}), \end{aligned} \quad (1)$$

где E_{ji} – i -компонента электрического поля моды ближнего ИК диапазона, а j – номер моды ближнего ИК диапазона с частотой ω_j соответственно.

В случае, когда структура лазера выращена на плоскости (0, 1, 3), выберем новую систему координат с осями x, y, z , которая повернута на произвольный угол φ вокруг оси $z \parallel (0, 1, 3)$. При $\varphi = 0$ ось x совпадает с направлением [1, 0, 0]. Пусть моды ближнего ИК диапазона имеют ТЕ-поляризацию и распространяются вдоль оси x . Тогда отличной от нуля будет только одна y -компонента электрического поля мод ближнего ИК диапазона:

$$\begin{aligned} E_j(x, z, t) &= A_j(z)[\exp(ik_{jx}x - i\omega_j t) \\ &+ \exp(-ik_{jx}x + i\omega_j t)], \end{aligned} \quad (2)$$

где k_{jx} – x -компонента волнового вектора j -й моды ближнего ИК диапазона.

Отсюда следует, что

$$\begin{aligned} E_{jx'} &= -E_j(x, z, t) \sin \varphi, \\ E_{jy'} &= \frac{3}{\sqrt{10}} E_j(x, z, t) \cos \varphi, \end{aligned} \quad (3)$$

$$E_{jz'} = -\frac{1}{\sqrt{10}} E_j(x, z, t) \cos \varphi,$$

а компоненты нелинейной поляризации в новой системе координат примут вид

$$\begin{aligned} P_x &= \frac{3}{5} \chi^{(2)} \cos \varphi (3 \sin^2 \varphi - 1) E_1(x, z, t) E_2(x, z, t), \\ P_y &= \frac{9}{5} \chi^{(2)} \cos^2 \varphi \sin \varphi E_1(x, z, t) E_2(x, z, t), \\ P_z &= -\frac{8}{5} \chi^{(2)} \cos \varphi \sin \varphi E_1(x, z, t) E_2(x, z, t). \end{aligned} \quad (4)$$

Следовательно, волна на разностной частоте может иметь как ТЕ-, так и ТМ-поляризацию. Однако из-за того что конструктивно в лазере расстояние от металлического контакта до волновода для мод ближнего ИК диапазона много меньше длины волны излучения на разностной частоте, перекрытие мод ближнего ИК диапазона с ТЕ-модой на разностной частоте будет мало, т. к. ТЕ-мода имеет только тангенциальную компоненту электрического поля, а она в металле очень мала. И, наоборот, нормальная к поверхности металлического контакта компонента электрического поля ТМ-моды имеет максимум вблизи поверхности металла. Поэтому в дальнейшем будем рассматривать только ТМ-моду на разностной частоте. Тогда уравнение для y -компоненты магнитного поля разностной волны имеет вид

$$\begin{aligned} \varepsilon(z) \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{1}{\varepsilon(z)} \frac{\partial H_y'(x, z, t)}{\partial z} \right] + \frac{\partial^2 H_y'(x, z, t)}{\partial x^2} - \frac{\varepsilon(z) \partial^2 H_y'(x, z, t)}{c^2 \partial t^2} \\ = \frac{4\pi}{c} \frac{\partial}{\partial t} \left\{ \varepsilon(z) \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{P_x}{\varepsilon(z)} \right] - \frac{\partial P_z}{\partial x} \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

где $\varepsilon(z)$ – диэлектрическая проницаемость. Первое слагаемое в правой части уравнения (5), с учетом выражений (2) и (4), нечетно по z и при интегрировании в симметричных пределах близко к нулю (в дальнейшем этим слагаемым пренебрегаем). В этом случае значение $|P_z|$ должно быть максимально, что достигается при угле $\varphi = \pi/4$, и $P_z = -0.8 \chi^{(2)} E_1(x, z, t) E_2(x, z, t)$. Таким образом, наиболее оптимальным с точки зрения амплитуды электромагнитного поля на разностной частоте будет распространение мод ближнего ИК диапазона под углом 45° между осями координат $[1, 0, 0]$ и $[0, 3, 1]$.

Очевидно, что решение уравнения (5) можно представить как удвоенную действительную часть решения уравнения, аналогичного (5), у которого в правой части имеется только одна экспонента: $H_y'(x, z, t) = 2\text{Re}[H_y(x, z, t)]$. В приближении $\alpha L \gg 1$ (α – коэффициент поглощения на разностной частоте, L – длина лазера), которое, как мы покажем в дальнейшем, справедливо, можно искать решение в виде $H_y(x, z, t) = H_y(z) \exp(ik_x x - i\omega t)$, где $k_x = k_{2x} - k_{1x}$. Тогда уравнение для $H_y(z)$ можно записать как

$$\begin{aligned} \varepsilon(z) \frac{d}{dz} \left[\frac{1}{\varepsilon(z)} \frac{dH_y(z)}{dz} \right] + \left[\varepsilon(z) \frac{\omega^2}{c^2} - k_x^2 \right] H_y(z) \\ = \frac{16\pi}{5} \frac{k_x \omega}{c} \chi^{(2)}(\omega) A_1(z) A_2(z). \end{aligned} \quad (6)$$

На границе слоев с разными диэлектрическими проницаемостями $H_y(z)$ и $\varepsilon^{-1}(z)(dH_y/dz)$ непрерывны. Чтобы найти правую часть уравнения (6), необходимо решить уравнения для ТЕ-мод ближнего ИК диапазона:

$$\frac{d^2 A_j(z)}{dz^2} + \left[\frac{\varepsilon(z, \omega_j) \omega_j^2}{c^2} - k_{jx}^2 \right] A_j(z) = 0. \quad (7)$$

На границе слоев с разными диэлектрическими проницаемостями непрерывны $A_j(z)$ и $dA_j(z)/dz$. Граничными условиями для волноводных мод являются требования $A_j(z) \rightarrow 0$ при $z \rightarrow \pm\infty$.

Компонента электрического поля моды на разностной частоте $E_z(z)$ и ее мощность определяются из выражений (L_y – ширина волновода лазера)

$$E_z(z) = \frac{1}{\varepsilon(z)} \left[\frac{16\pi}{5} \chi^{(2)} A_1(z) A_2(z) - \frac{ck_x}{\omega} H_y(z) \right], \quad (8)$$

$$P = -\frac{cL_y}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \text{Re}(H_y(z) E_z^*(z)) dz.$$

При расчете использовались частотные зависимости показателя преломления GaAs и слоев $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ для мод ближнего ИК диапазона из работ [26] и [27] соответственно. Комплексные диэлектрические проницаемости слоев GaAs и $\text{Hg}_x\text{Cd}_{1-x}\text{Te}$ в терагерцевом диапазоне частот вычислялись с учетом вкладов носителей (в рамках модели Друде) и полярно-оптических фононов [12, 28] с использованием данных из работ [26, 29, 30]. Для расчета комплексной диэлектрической проницаемости золота использовалась интерполяция данных из справочника [31].

4. Результаты и выводы

Результаты расчетов мощности и распределения электрического поля моды на разностной частоте в рассматриваемой структуре (при мощности генерации мод ближнего ИК диапазона 1 Вт) представлены на рис.1–3. В расчетах наибольшая длина волны ($\lambda_1 = 1.55$ и 3 мкм) для мод ближнего или среднего ИК диапазона фиксировалась, при этом изменение разностной частоты достигало

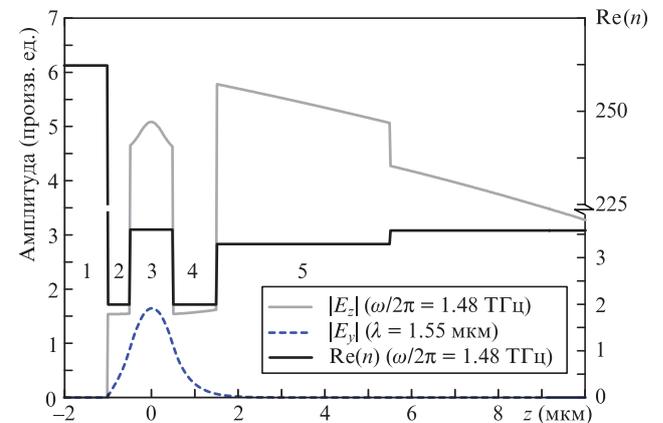


Рис.1. Зависимости от координаты z модулей поперечных компонент электрического поля ТЕ-моды ближнего ИК диапазона (штриховая кривая), разностной ТМ-волны (серая кривая) и показателя преломления (черная кривая) для частоты 1.48 ТГц ($\lambda_1 = 1.55$ мкм). Слои: 1 – Au, 2 – p-CdTe, 3 – $\text{Hg}_{0.2}\text{Cd}_{0.8}\text{Te}$, 4 – n-CdTe, 5 – CdTe, 6 – GaAs.

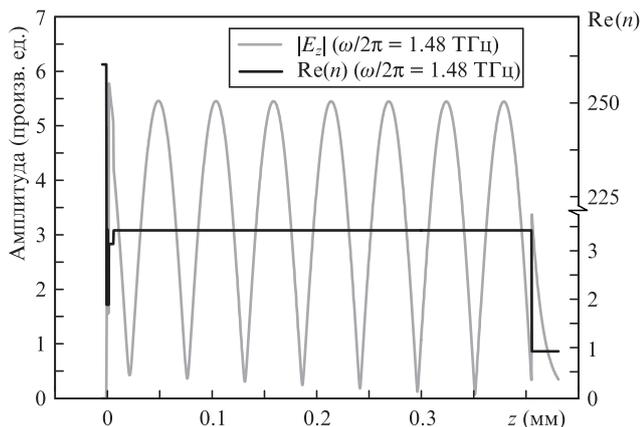


Рис.2. Зависимости от координаты z модуля поперечной компоненты электрического поля ТМ-волны (серая кривая) и показателя преломления (черная кривая) для частоты 1.48 ТГц ($\lambda_1 = 1.55$ мкм).

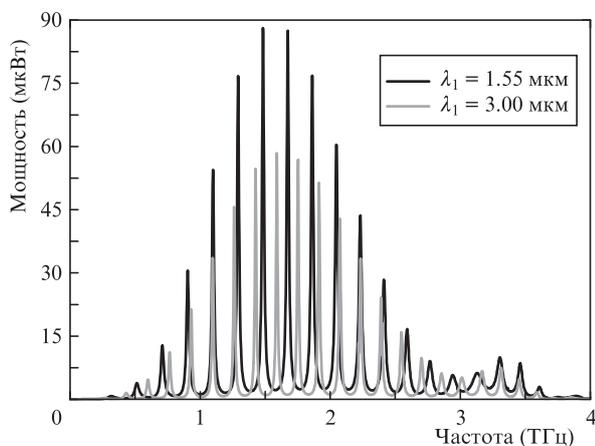


Рис.3. Частотные зависимости мощности излучения на разностной частоте для двух значений λ_1 .

лось за счет изменения длины волны другой моды ближнего или среднего ИК диапазона. Зависимость мощности от разностной частоты имеет вид частых резонансных пиков (см. рис.1 и 2). Каждый из них соответствует поперечной моде терагерцевого волновода, для которой выполняется условие равенства ее фазовой скорости и фазовой скорости волны нелинейной поляризации (этим волноводом служит вся структура).

Различие в положениях резонансных пиков (см. рис.3) для двух значений λ_1 обусловлено зависимостью показателя преломления в лазерной структуре от длины волны. Уменьшение мощности в максимальных пиках разностной волны для структуры с $\lambda_1 = 3$ мкм связано с уменьшением плотности мощности накачки при фиксированной полной мощности и определяется необходимым увеличением эффективной толщины волновода для излучения с длиной волны в районе 3 мкм.

Согласно проведенным расчетам, в лазере на основе HgCdTe с шириной волновода 100 мкм при мощностях мод излучения на длинах волн ближнего ИК диапазона в 1 Вт мощность разностной моды может достигать 90 мВт в диапазоне частот 0.5 – 3.5 ТГц при комнатной температуре.

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 17-12-01360).

1. Neumaier P.F.-X., Schmalz K., Borngraber J., Wylde R., Hubers H.-W. *Analyst*, **140**, 213 (2015).
2. Hochrein T. *J. Infrared. Milli. Terahz. Waves*, **36**, 235 (2015).
3. Смолянская О.А., Кравченко О.В., Панченко А.В., Одляницкий Е.Л., Гийе Ж.П., Черкасова О.П., Ходзицкий М.К. *Квантовая электроника*, **47**, 1031 (2017) [*Quantum Electron.*, **47**, 1031 (2017)].
4. Vitiello M.S., Scalari G., Williams B., De Natale P. *Opt. Express*, **23**, 5167 (2015).
5. Алешкин В.Я., Афоненко А.А., Звонков Н.Б. *ФТП*, **35**, 1256 (2001).
6. Flytzanis C. *Phys. Rev. B*, **6**, 1264 (1972).
7. Nagai M., Tanaka K., Ohtake H., Bessho T., Sugiura T., Hirosumi T., Yoshida M. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 3974 (2004).
8. Berger V., Sirtori C. *Semicond. Sci. Technol.*, **19**, 964 (2004).
9. Zvonkov B.N., Biryukov A.A., Ershov A.V., Nekorkin S.M., Aleshkin V.Ya., Gavrilenko V.I., Dubinov A.A., Maremyanin K.V., Morozov S.V., Belyanin A.A., Kocharovskiy V.V., Kocharovskiy V.V. *Appl. Phys. Lett.*, **92**, 021122 (2008).
10. Звонков Б.Н., Бирюков А.А., Некоркин С.М., Алешкин В.Я., Гавриленко В.И., Дубинов А.А., Маремьянин К.В., Морозов С.В. *ФТП*, **43**, 220 (2009).
11. Алешкин В.Я., Дубинов А.А. *Квантовая электроника*, **38**, 149 (2008) [*Quantum Electron.*, **38**, 149 (2008)].
12. Афоненко А.А., Алешкин В.Я., Дубинов А.А. *ФТП*, **38**, 244 (2004).
13. Aleshkin V.Ya., Afonenko A.A., Biryukov A., Gavrilenko V.I., Dubinov A.A., Kocharovskiy V.I., Morozov S.V., Maremyanin K.V., Nekorkin S.M., Zvonkov B.N. *Acta Physica Polonica A*, **107**, 7 (2005).
14. Afonenko A.A., Aleshkin V.Ya., Dubinov A.A. *Semicond. Sci. Technol.*, **20**, 357 (2005).
15. Akitt D.P., Johnson C.J., Coleman P.D. *IEEE J. Quantum Electron.*, **6**, 496 (1970).
16. Rogalski A. *Rep. Prog. Phys.*, **68**, 2267 (2005).
17. Melngailis I., Strauss A.J. *Appl. Phys. Lett.*, **8**, 179 (1966).
18. Arias J.M., Zandian M., Zucca R., Singh J. *Semicond. Sci. Technol.*, **8**, S255 (1993).
19. Roux C., Hadji E., Pautrat J.-L. *Appl. Phys. Lett.*, **75**, 1661 (1999).
20. Morozov S.V., Rumyantsev V.V., Kadykov A.M., Dubinov A.A., Kudryavtsev K.E., Antonov A.V., Mikhailov N.N., Dvoretzkii S.A., Gavrilenko V.I. *Appl. Phys. Lett.*, **108**, 092104 (2016).
21. Morozov S.V., Rumyantsev V.V., Fadeev M.A., Zholudev M.S., Kudryavtsev K.E., Antonov A.V., Kadykov A.M., Dubinov A.A., Mikhailov N.N., Dvoretzky S.A., Gavrilenko V.I. *Appl. Phys. Lett.*, **111**, 192101 (2017).
22. Krishnamurthy S., Berding M.A., Yu Z.G. *J. Electron. Mater.*, **35**, 1369 (2006).
23. Jozwikowski K., Kopytko M., Rogalski A. *J. Appl. Phys.*, **112**, 033718 (2012).
24. Fadeev M.A., Rumyantsev V.V., Kadykov A.M., Dubinov A.A., Antonov A.V., Kudryavtsev K.E., Dvoretzkii S.A., Mikhailov N.N., Gavrilenko V.I., Morozov S.V. *Opt. Express*, **26**, 12755 (2018).
25. Novik E.G., Pfeuffer-Jeschke A., Jungwirth T., Latussek V., Becker C.R., Landwehr G., Buhmann H., Molenkamp L.W. *Phys. Rev. B*, **72**, 035321 (2005).
26. Madelung O. *Semiconductors: Data Handbook* (New York: Springer-Verlag, 2003).
27. Kucera Z. *Phys. Stat. Sol. (a)*, **100**, 659 (1987).
28. Ferrini R., Guizzetti G., Patrini M., Parisini A., Tarricone L., Valenti B. *Europ. Phys. J. B*, **27**, 449 (2002).
29. Danielewicz E.J., Coleman P.D. *Appl. Opt.*, **13**, 1164 (1974).
30. Baars J., Sorger F. *Solid State Commun.*, **10**, 875 (1972).
31. Palik E.D. *Handbook of Optical Constants of Solids* (New York: Academic Press, 1998).