

## Метаматериал для генерации разностной частоты в терагерцовом диапазоне

© Г.М. Савченко<sup>1</sup>, В.В. Дюделев<sup>1</sup>, Е.А. Когновицкая<sup>2</sup>, С.Н. Лосев<sup>1</sup>, А.Г. Дерягин<sup>1</sup>,  
В.И. Кучинский<sup>1</sup>, Н.С. Аверкиев<sup>1</sup>, Г.С. Соколовский<sup>1</sup>

<sup>1</sup> ФТИ им. А.Ф. Иоффе,  
194021 Санкт-Петербург, Россия,

<sup>2</sup> Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“,  
197376 Санкт-Петербург, Россия

e-mail: gs@mail.ioffe.ru

Поступила в редакцию 23.05.2018 г.

Проведено теоретическое исследование возможности осуществления эффективной генерации разностной частоты в терагерцовом диапазоне в метаматериале, представляющем собой структуру из чередующихся слоев полупроводникового материала собственной и металлической проводимости, которая может быть выращена эпитаксиальными методами.

DOI: 10.21883/OS.2018.10.46712.139-18

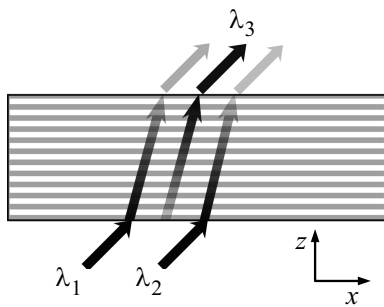
Основными источниками терагерцового излучения малой мощности в настоящее время являются квантово-каскадные лазеры [1,2] и туннельные и однопролетные диоды [3,4]. Основным недостатком использования квантово-каскадных лазеров для генерации терагерцового излучения заключается в резком усложнении осуществления генерации при комнатной температуре вследствие высокой чувствительности рабочих характеристик квантово-каскадных лазеров к взаимодействию с фононами. На сегодняшний день наивысшая температура, при которой возможна лазерная генерация квантово-каскадных лазеров в терагерцовом диапазоне, составляет 199.5 К [1]. Другим недостатком таких устройств является технологическая сложность их создания. Помимо прямой генерации терагерцового излучения квантово-каскадными лазерами, прилагаются большие усилия для обеспечения их генерации в терагерцовом диапазоне за счет генерации разностной частоты [5]. К сожалению, этот подход сталкивается с проблемой чрезвычайно низкой эффективности преобразования. Следует отметить, что в работе [6] сообщается о терагерцовых источниках с выходной мощностью до микроваттного уровня при непрерывном режиме и до 1.4 мВт при импульсном режиме при комнатной температуре.

В связи с этим особый интерес представляет создание источников терагерцового излучения за счет генерации разностной частоты в нелинейном кристалле. Один из наиболее эффективных среди известных в литературе подходов к генерации терагерцового излучения сводится к использованию поверхностно-излучающего лазера с внешним резонатором (VECSEL) [7]. При этом нелинейный кристалл помещается внутрь резонатора, что благодаря высокой внутрирезонаторной мощности (порядка киловатт) обеспечивает значения выходной мощности терагерцового излучения на уровне милливатт в непрерывном режиме. Кроме того, данный подход позволя-

ет получать перестраиваемые источники терагерцового излучения за счет перестройки излучения VECSEL, а также температуры нелинейного кристалла для компенсации дисперсии. Однако за прошедшие несколько лет с момента публикаций [7] этот подход не получил широкого распространения, а авторы так и не смогли продвинуться дальше и увеличить выходную мощность.

Для осуществления эффективной генерации разностной частоты (как и других нелинейных оптических эффектов) необходимо выполнение двух условий: во-первых, наличие среды с высоким значением нелинейной восприимчивости, во-вторых — фазовый синхронизм распространяющихся по кристаллу волн. Последнее условие необходимо для подавления деструктивной интерференции участвующих в преобразовании волн, имеющей место в связи с материальной дисперсией показателя преломления. Таким образом, основная задача — добиться компенсации дисперсии показателя преломления. Степень фазового синхронизма принято характеризовать длиной когерентности, представляющей собой расстояние, распространяясь на котором волны имеют разность фаз, не превышающую  $\pi$ . Наиболее распространенным подходом к обеспечению фазового синхронизма является использование сегнетоэлектрических нелинейных кристаллов с периодически ориентированными доменами [8]. К сожалению, данный подход не применим к полупроводниковым материалам, что значительно снижает компактность и технологичность разрабатываемых устройств.

Идея использования метаматериалов для генерации терагерцового излучения возникла еще в первые годы после их создания [9–11]. Однако предлагаемые в этих работах устройства имели большие размеры, так как первые метаматериалы работали в радиочастотном диапазоне длин волн. Появление метаматериалов в оптическом диапазоне открывает новые перспективы



**Рис. 1.** Модель метаматериала для генерации разностной частоты. Сильнолегированные слои арсенида галлия и слои арсенида галлия собственной проводимости показаны соответственно темными и светлыми полосами.  $\lambda_1, \lambda_2$  — излучение накачки,  $\lambda_3$  — разностная частота.

для управления дисперсией и создания эффективных источников терагерцового излучения за счет генерации разностной частоты.

В данной работе исследована возможность генерации излучения на разностной частоте 1 THz за счет нелинейного преобразования двух потоков излучения накачки с длинами волн  $\lambda_1 = 1000 \text{ nm}$  и  $\lambda_2 = 1003 \text{ nm}$  в полупроводниковом метаматериале. Показано, что условие фазового синхронизма достигается за счет уникальных дисперсионных характеристик метаматериала, при правильном подборе параметров которого длина когерентности может превышать 1 см.

Рассматривается метаматериал, представляющий собой одномерный фотонный кристалл, т.е. набор чередующихся в направлении  $Z$  слоев арсенида галлия собственной проводимости толщиной  $a$  и слоев арсенида галлия, легированного до значений поверхностной концентрации порядка  $10^{14} \text{ cm}^{-2}$  (рис. 1). При таких значениях концентрации свободных электронов диэлектрическая проницаемость, определяемая как

$$\epsilon(\omega) = \epsilon_0 \left( 1 - \frac{4\pi e^2 N}{m\omega^2 \epsilon_\infty} \right),$$

становится отрицательной в выбранном диапазоне частот. В этом смысле такие слои представляют собой слои „металла“. Металлическая дисперсия диэлектрической проницаемости позволяет подавить материальную дисперсию показателя преломления слоев собственной проводимости и добиться истинного синхронизма фаз. Толщина таких „металлических“ слоев должна быть как можно меньше, чтобы уменьшить поглощение электромагнитной энергии по мере распространения волн по кристаллу. Коэффициент поглощения может быть определен выражением

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda} \sqrt{|\epsilon|}.$$

Мы принимаем толщину этих слоев  $b = 1 \text{ nm}$ . Простые оценки показывают, что потери при прохождении десяти

периодов структуры для всех длин волн не превышают 7% по амплитуде. В слоях собственной проводимости материальная дисперсия показателя преломления учитывалась согласно данным работ [12–14].

Длина когерентности может быть выражена через волновые числа  $k_i$ :

$$L_c = \frac{\pi}{|k_2 + k_3 - k_1|},$$

где индексы 1 и 2 соответствуют волнам накачки, причем  $k_{1,2} = 2\pi/\lambda_{1,2}$ , а индекс 3 — разностной частоте  $\omega_3 = k_3 c = 2\pi f_3$ , где  $f_3 = 1 \text{ THz}$ .

В данной работе был проведен расчет собственных мод системы из бесконечного числа чередующихся слоев арсенида галлия собственной и металлической проводимости и теоретически показано, что надлежащим выбором толщин слоев и угла распространения волны можно добиться эффективной синхронизации фаз всех трех потоков излучения за счет подавления дисперсии показателя преломления в предлагаемом метаматериале. Расчет дисперсии собственных мод такой слоистой структуры, описанный ниже, позволяет определить необходимые значения толщин слоев  $a$  и  $b$ , при которых длина когерентности будет не ниже 1 см. Кроме того, в расчете учитывалось, что все три волны должны распространяться по метаматериалу в одном направлении (угол  $\varphi$  отсчитывается от оси  $x$  на рис. 1). Направление распространения излучения определяется соотношением между компонентой  $q$  волнового вектора, лежащей в плоскости слоев, и компонентой  $k_z$  в выделенном направлении (направлении чередования слоев):  $\varphi = \arctg(k_z/q)$ .

Расчет собственных мод слоистого метаматериала описан в работах [15,16]. В данном случае отличие заключается лишь в том, что мы имеем дело с тремя потоками излучения. Волновое уравнение для среды с выделенным направлением  $Z$  допускает разделение переменных  $\mathbf{E} = \mathbf{E}(z) \exp(i\mathbf{q}\boldsymbol{\rho})$ , после которого уравнение на  $z$ -компоненту поля имеет вид

$$\frac{\partial^2 E(z)}{\partial z^2} + \left( \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon(z) - q^2 \right) E(z) = 0.$$

Периодичность диэлектрической проницаемости вдоль оси  $Z$  позволяет искать решение волнового уравнения в виде

$$E(z) = U_k(z) \exp(ik_z z) + U_{-k}(z) \exp(-ik_z z).$$

Условия непрерывности амплитуды поля и ее производной на границах между слоями приводит к дисперси-

онному уравнению вида

$$P(\omega, q) = R(\omega, k_z),$$

в котором

$$P(\omega, q) = \frac{(\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega))k_0^2 - 2q^2}{2\kappa_1(\omega)\kappa_2(\omega)} \times [\sinh(a\kappa_1(\omega))\sinh(b\kappa_2(\omega)) + \cosh(a\kappa_1(\omega))\cosh(b\kappa_2(\omega))],$$

$$R(\omega, k_z) = \cos k_z(a + b).$$

Здесь введены обозначения  $k_0 = \omega/c$ ,  $\kappa_i(\omega) = \sqrt{q^2 - \varepsilon_i(\omega)k_0^2}$ . Следует обратить внимание, что дисперсионное уравнение четно по всем компонентам волновых векторов, поэтому оно учитывает дисперсию не только прямых, но и встречных волн, которые, однако, не будут в дальнейшем приниматься во внимание, так как мы пренебрегаем отражением волн на входной и выходной поверхностях структуры.

После расчета собственных мод проведена оптимизация полученного решения для обеспечения наиболее эффективной генерации разностной частоты. Для этого выполнен поиск значений толщины слоев собственной проводимости, при которых потоки излучения накачки и разностной частоты распространяются в одном направлении, а длина когерентности превышает 1 см.

На рис. 2 показана зависимость длины когерентности от угла распространения  $\varphi$  света по кристаллу при условии, что толщина слоев собственной проводимости  $a = 586$  nm. Видно, что длина когерентности достигает значений превышающих 1 см, при этом метаматериал демонстрирует высокую устойчивость по отношению к изменению угла распространения относительно расчетного значения  $9.72^\circ$ : ширина на уровне  $L = 1$  см составляет более  $3''$ , что значительно больше типичной точности настройки угловой ориентации кристалла относительно излучения, достижимой в лабораторных условиях. Важным свойством предлагаемого метаматериала является его чувствительность к отклонениям толщины слоев собственной проводимости от расчетных значений, которые могут иметь место при выращивании слоистой структуры в силу несовершенства технологии. Расчет показал, что подстраивая угол распространения можно добиться компенсации возможных отклонений толщин слоев от требуемых значений и таким образом избежать потери эффективности преобразования. На рис. 3 представлена зависимость угла распространения излучения от толщины  $a$  слоев собственной проводимости при условии, что длина когерентности составляет 1 см. Как следует из рис. 3, при отклонении толщины слоя собственной проводимости в пределах 10 nm обеспечение эффективной генерации разностной частоты достигается подстраиванием угла распространения в пределах  $8^\circ$ , что свидетельствует о высокой

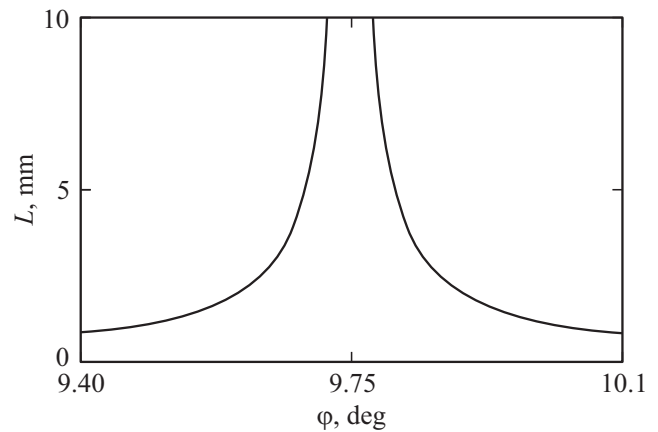


Рис. 2. Зависимость длины когерентности  $L$  от угла  $\varphi$  распространения излучения по структуре.

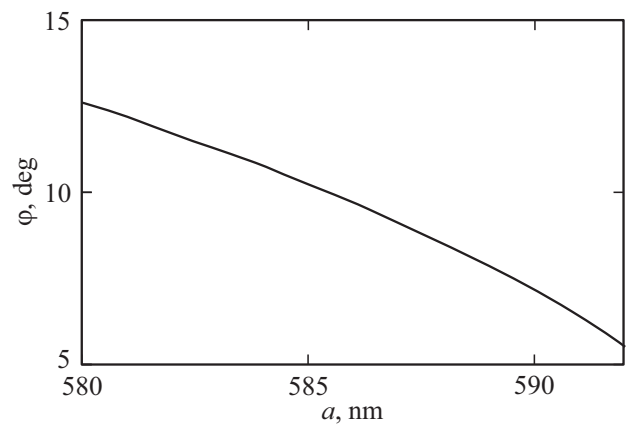


Рис. 3. Зависимость угла  $\varphi$  распространения излучения по структуре от толщины  $a$  слоев собственной проводимости при условии, что длина когерентности составляет 1 см.

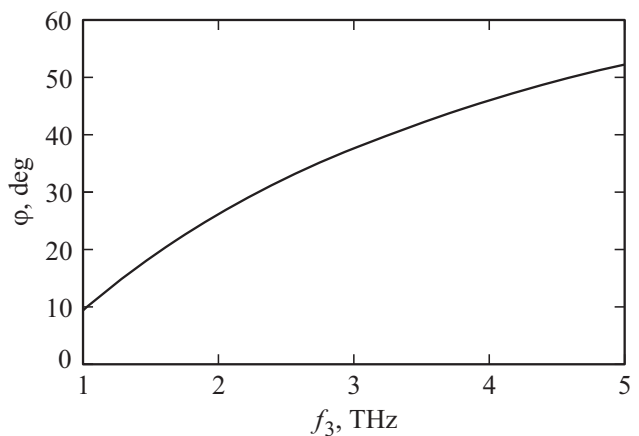


Рис. 4. Зависимость угла  $\varphi$  распространения излучения по структуре от разностной частоты  $f_3$  при условии, что длина когерентности равна 1 см.

эффективности и надежности фотонно-кристаллической структуры. На рис. 4 изображена зависимость угла распространения излучения по слоистой структуре в зависимости от частоты выходного излучения при условии фиксированной длины волны  $\lambda_1 = 1000$  nm. Видно, что за счет перестройки направления распространения волн и длины волны  $\lambda_2$  второго потока накачки можно добиться вариации частоты выходного излучения в пределах 1–5 THz. Из этого следует, что угол распространения излучения по метаматериалу является универсальным подстроечным параметром, изменяя который можно добиться эффективного нелинейного преобразования при различных условиях в зависимости от поставленной технической задачи.

Таким образом, в настоящей работе продемонстрирована возможность достижения фазового синхронизма, необходимого для эффективной генерации излучения с частотой 1 THz за счет генерации разностной частоты в нелинейном оптическом полностью полупроводниковом метаматериале, который может быть выращен методами эпитаксиальной технологии.

Работа выполнена при поддержке Программы президиума РАН № 9 „Терагерцовая оптоэлектроника и спинтроника“.

## Список литературы

- [1] *Fatholouloumi S., Dupont E., Chan, Wasilewski Z.R., Laframboise S.R., Ban D., Mátyás A., Jirauschek C., Hu Q., Liu H.C.* // Opt. Express. 2012. V. 20. N 4. P. 3866. doi 10.1364/OE.20.003866
- [2] *Li L., Chen L., Zhu J., Freeman J., Dean P., Valavanis A., Davies A.G., Linfield E.H.* // El. Lett. 2014. V. 50. N 4. P. 309.
- [3] *Asada M., Suzuki S.* // IEICE Electron. Expr. 2011. V. 8. N 14. P. 1110. doi 10.1587/elex.8.1110
- [4] *Asada M., Suzuki S., Kishimoto N.* // Jp. J. Appl. Phys. 2008. V. 47. N 6R. P. 4375. doi 10.1143/JJAP.47.4375
- [5] *Jung S., Jiang A., Jiang I., Vijayraghavan K., Wang X., Troccoli M., Belkin M.A.* // Nature Commun. 2014. V. 5. P. 4267. doi 10.1038/ncomms5267
- [6] *Lu Q.Y., Bandyopadhyay N., Slivken S., Bai Y., Razzeghi M.* // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 104. P. 221105. doi 10.1063/1.4902245
- [7] *Scheller M., Yarborough J.M., Moloney J.V., Fallahi M., Koch M., Koch Stephan W.* // Optics Expr. 2010. V. 18. N 26. P. 27112. doi 10.1364/OE.18.027112
- [8] *Yamada M., Nada N., Saitoh M., Watanabe K.* // Appl. Phys. Lett. 1993. V. 62. P. 435. doi 10.1063/1.108925
- [9] *Shelby R.A., Smith D.R., Schultz S.* // Science. 2001. V. 292. N5514. P. 77.
- [10] *Yen T.J., Padilla W.J., Fang N., Vier D.C., Smith D.R., Pendry J.R., Basov D.N., Zhang X.* // Science. 2004. V. 303. N 5663. P. 1494. doi 10.1126/science.1094025
- [11] *Linden S., Enkrich C., Wegener M., Zhou J., Koschny T., Soukoulis C.M.* // Science. 2004. V. 306. N5700. P. 1351. doi 10.1126/science.1105371
- [12] *Skauli T., Kuo P.S., Vodopyanov K.L., Pinguet T.J., Levi O., Eyres L.A., Harris J.S., Fejer M.M., Gerard B., Becouarn L., Lallier E.* // J. Appl. Phys. 2003. V. 94. P. 6447. doi 10.1063/1.1621740
- [13] *Yang Y., Zhang X., Yang P., Fang Q., Wei X., Guo Y., Cui H.* // International Photonics and Optoelectronics Meetings, OSA Technical Digest (online). Optical Society of America. 2014. paper OF4B.7. doi 10.1364/OEDI.2014.OF4B.7
- [14] *Mashkovich E.A., Shugurov A.I., Ozawa S., Estacio E., Tani M., Bakunov M.I.* // IEEE Transactions on Terahertz Science and Technology. 2015. V. 5. N 5. P. 732. doi 10.1109/TTHZ.2015.2461439
- [15] *Savchenko G.M., Dudelev V.V., Soboleva K.K., Lundin V.V., Sakharov A.V., Kognovitskaya E.A., Losev S.N., Deryagin A.G., Kuchinskii V.I., Averkiev N.S., Sokolovskii G.S.* // Tech. Phys. Lett. 2016. V. 45. N 10. P. 1041. doi 10.1134/S1063785016100254
- [16] *Savchenko G.M., Dudelev V.V., Lundin V.V., Sakharov A.V., Tsatsul'nikov A.F., Kognovitskaya E.A., Losev S.N., Deryagin A.G., Kuchinskii V.I., Averkiev N.S., Sokolovskii G.S.* // Phys. Solid State. 2017. V. 59. N 9. P. 1702. doi 10.1134/S106378341709027X