

03,09

Фотонно-кристаллический волновод для генерации второй гармоники

© Г.М. Савченко^{1,2}, В.В. Дюделев^{1,3}, В.В. Лундин^{1,3}, А.В. Сахаров¹, А.Ф. Цацульников^{4,3},
Е.А. Когновицкая¹, С.Н. Лосев^{1,5}, А.Г. Дерягин¹, В.И. Кучинский^{1,2},
Н.С. Аверкиев¹, Г.С. Соколовский^{1,¶}

¹ Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе РАН,
Санкт-Петербург, Россия

² Санкт-Петербургский государственный электротехнический университет „ЛЭТИ“,
Санкт-Петербург, Россия

³ Санкт-Петербургский национальный исследовательский университет
информационных технологий, механики и оптики,
Санкт-Петербург, Россия

⁴ Центр микроэлектроники и субмикронных гетероструктур РАН,
Санкт-Петербург, Россия

⁵ Санкт-Петербургский политехнический университет Петра Великого,
Санкт-Петербург, Россия

¶ E-mail: gs@mail.ioffe.ru

(Поступила в Редакцию 13 марта 2017 г.)

Теоретически показана возможность эффективной генерации второй гармоники в оптическом диапазоне длин волн в плоском диэлектрическом волноводе с активной областью, представляющей собой одномерный фотонный кристалл. Истинный синхронизм фаз достигается за счет управления дисперсией волн в фотонном кристалле. Проведено самосогласованное решение дисперсионных уравнений фотонного кристалла и трехслойного волновода. Показано, что длина когерентности может превышать 10 mm.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке РФФИ (грант № 17-02-00865).

DOI: 10.21883/FTT.2017.09.44836.072

1. Введение

Как известно, трехслойный диэлектрический волновод обладает набором собственных мод, каждая из которых распространяется под своим углом к плоскости слоев, причем последний зависит от длины волны излучения. Известны так называемые фотонно-кристаллические волноводы, в которых для реализации волноводного эффекта используются фотонные запрещенные зоны. При распространении света по таким волноводам его дисперсия сильно зависит от свойств фотонного кристалла (ФК) и может существенно отличаться от закона дисперсии в обычном трехслойном волноводе. Управление дисперсией света с помощью ФК является одним из приоритетных направлений фотоники [1]. В данной работе представлено теоретическое описание плоского волновода с одномерным ФК в качестве активной области, в котором дисперсия электромагнитных волн обеспечивает истинный синхронизм фаз первой и второй гармоник. Известны публикации, в которых предпринимались попытки увеличить эффективность нелинейного преобразования света во вторую гармонику за счет использования многослойных структур [2,3]. В настоящей работе рассматривается структура, обеспечивающая эффективность преобразования на несколько порядков выше.

Генерация второй гармоники оптического излучения является актуальной задачей нелинейной оптики ввиду

отсутствия в настоящее время надежных и компактных источников лазерного излучения для ряда длин волн из оптического диапазона, которые могли бы быть созданы на основе полупроводников. Подобные устройства востребованы в биомедицинской технике, лазерном телевидении и т. д. [4–6].

Главным параметром, отвечающим за эффективность преобразования электромагнитного излучения во вторую гармонику, является длина когерентности

$$L = \frac{\lambda}{2(n_{2\omega} - n_{\omega})}, \quad (1)$$

где λ — длина волны излучения накачки, $n_{\omega} = k_1 c / \omega$ и $n_{2\omega} = k_2 c / \omega$ — эффективные показатели преломления волноводных мод основной частоты и второй гармоники соответственно, k_1 и k_2 — модули волновых векторов на основной частоте и второй гармонике. Как известно, дисперсия материалов волновода, а также волноводная дисперсия приводят к невозможности синхронизовать две волны с различными частотами. При распространении по однородному материалу такие волны имеют различные фазовые скорости. В волноводе они соответствуют различным собственным волноводным модам и распространяются под разными углами. Физический смысл длины когерентности состоит в том, что она представляет собой расстояние, на котором излучение накачки и излучение с удвоенной частотой набирают разность

фаз π . Далее происходит деструктивная интерференция, снижающая интенсивность преобразованного излучения на выходе из устройства. Поэтому длина когерентности представляет собой критерий синхронизма фаз первой и второй гармоник и является, таким образом, важнейшим параметром, определяющим эффективность преобразования света во вторую гармонику [7].

2. Генерация второй гармоники в бесконечном одномерном фотонном кристалле

Рассмотрим сначала одномерный ФК, представляющий собой систему из бесконечного числа чередующихся в направлении OZ слоев с толщинами a и b , имеющих показатели преломления n_1 и n_2 соответственно. В направлениях OX и OY слои будем считать бесконечными. Показатель преломления такой структуры периодически зависит от координаты в направлении Z

$$n(z) = \begin{cases} n_1, & 0 \leq z < a, \\ n_2, & -b \leq z < 0. \end{cases}$$

Амплитуда поля удовлетворяет уравнению Гельмгольца

$$\Delta E + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon(\omega, z) E = 0,$$

которое допускает разделение переменных $E(r) = E(\rho)E(z)$. Здесь ρ — радиус-вектор в плоскости слоев (плоскость OXY).

При распространении света по такому ФК электромагнитное поле в кристалле можно представить в блоховском виде

$$E(z) = U_k(z) \exp(ik_z z) + U_{-k}(z) \exp(-ik_z z). \quad (2)$$

Условия непрерывности амплитуды поля и ее производной в точках $z = 0$ и $z = a$, а также условие периодичности приводят к дисперсионному уравнению

$$P(\omega, q) = R(\omega, k_z), \quad (3)$$

где q — волновой вектор в плоскости слоев,

$$P(\omega, q) = \frac{(\varepsilon_1(\omega) + \varepsilon_2(\omega))k_0^2 - 2q^2}{2k_1(\omega)k_2(\omega)} \left(\sinh(a\kappa_1(\omega)) \times \sinh(b\kappa_2(\omega)) + \cosh(a\kappa_1(\omega)) \cosh(b\kappa_2(\omega)) \right),$$

$$k_0 = \omega/c, \quad \kappa_i(\omega) = \sqrt{q^2 - \varepsilon_i(\omega)k_0^2},$$

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

Анализ уравнения показывает, что закон дисперсии электромагнитной волны в подобном ФК существенным образом зависит от угла ее распространения

$\varphi = \arctan(k_z/q)$. В связи с этим подобный ФК можно считать материалом с анизотропным показателем преломления $n = n(\omega, \varphi)$.

Мы считаем, что слои толщиной a представляют собой слои полупроводникового материала, а слои толщиной b — металлические или выполненные из сильнолегированного полупроводника, диэлектрическая проницаемость которого определяется как проницаемость плазмы с характерной плазменной частотой ω_p

$$\varepsilon_2(\omega) = 1 - \omega_p^2/\omega^2.$$

При этом необходимо выполнение условия $\varepsilon_2(\omega) < 0$. Для полупроводникового материала формально учитывается хроматическая дисперсия с помощью коэффициентов Селлмайера [8].

Главным критерием эффективности генерации второй гармоники в этой системе является длина когерентности, которая может быть вычислена с помощью найденных из формулы (3) значений компонент волнового вектора

$$L = \frac{\pi}{|k_2 - 2k_1|},$$

где $k_1 = \sqrt{q_i^2 + k_z^2}$. В недавней работе [9] было показано, что при надлежащем выборе угла распространения света в ФК длина когерентности может достигать нескольких сантиметров.

3. Расчет собственных мод трехслойного планарного волновода с метаматериалом в активной области

Теперь рассчитаем собственные моды для трехслойного планарного волновода, в сердцевине которого расположен ФК, описанный в предыдущем разделе. Структура устройства показана на рис. 1.

При распространении света в трехслойном оптическом волноводе с показателями преломления обкладок n_1 и n_2 и показателем преломления сердцевины n_0

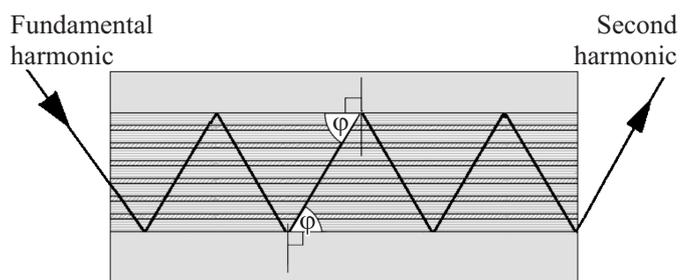


Рис. 1. Схематическое изображение структуры метаматериала с подавленной дисперсией показателя преломления.

дисперсионное уравнение имеет вид

$$V = \pi m + \arctan(\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_1^2/n'}) + \arctan(\sqrt{n_{\text{eff}}^2 - n_2^2/n'}), \quad (4)$$

где $V = khn'$, $n' = \sqrt{n_0^2 - n_{\text{eff}}^2}$, n_{eff} — эффективный показатель преломления волновода, h — толщина активной области, m — целое число.

Таким образом, каждая длина волны имеет свой угол φ распространения вдоль волновода. Если материал сердцевины волновода представляет собой рассмотренный выше ФК с анизотропным показателем преломления, имеет смысл найти самосогласованное решение уравнений (3) и (4), которое и будет описывать распространение света по такому волноводу. Связь между этими уравнениями задается углом распространения, который теперь фиксирован для каждой длины волны и определяется толщиной волновода, структурой ФК и свойствами материала обкладок. При решении уравнения (4) нужно считать, что $k = \sqrt{q^2 + k_z^2}$. Кроме того, может быть формально учтена материальная дисперсия показателей преломления обкладок, т.е. $n_1 = n_1(\omega)$, $n_2 = n_2(\omega)$.

Нас будут интересовать решения, отвечающие $m = 0$, что соответствует нулевым модам как для основной частоты, так и для второй гармоники. При этом в идеале волновод должен быть одномодовым как для основной, так и для преобразованной волны.

Нами было проведено решение уравнений (3), (4) для симметричного волновода с обкладками из твердого раствора $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$ и сердцевиной в виде чередующихся слоев нитрида алюминия собственной проводимости и нитрида алюминия (толщиной $b = 1 \text{ nm}$), легированного до поверхностной концентрации $N_s = 6 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}$. При этом длина волны накачки принята равной 1100 nm . Расчеты показывают, что длина когерентности может

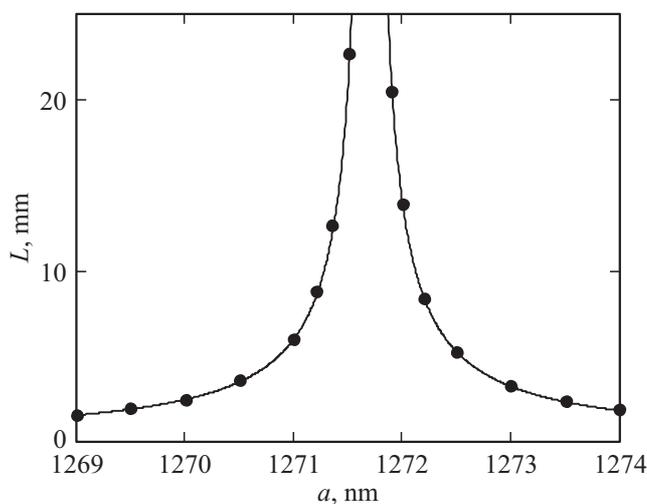


Рис. 2. Зависимость длины когерентности от толщины слоя собственной проводимости при базовой длине волны 1100 nm и общей толщине волновода $12.7 \mu\text{m}$.

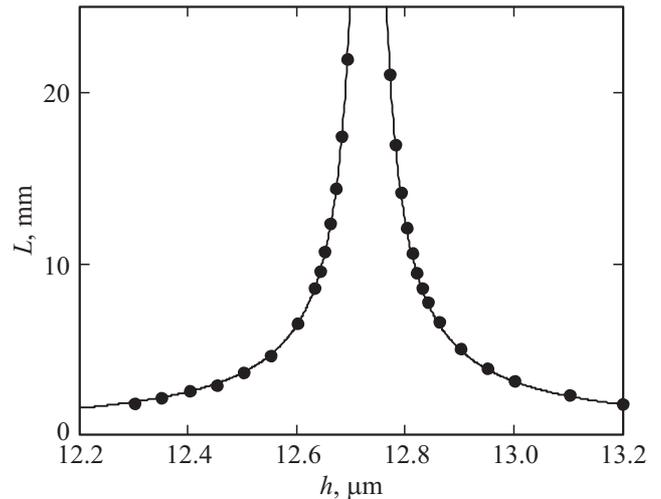


Рис. 3. Зависимость длины когерентности от толщины волновода при базовой длине волны 1100 nm и толщине слоя собственной проводимости 1272 nm .

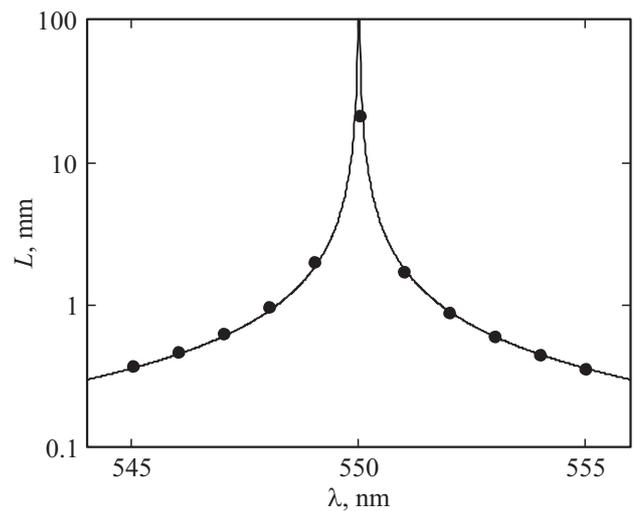


Рис. 4. Зависимость длины когерентности от длины волны второй гармоники для структуры из десяти пар слоев при толщине слоя собственной проводимости 1272 nm .

достигать 25 mm . При этом она зависит от толщины слоя собственной проводимости a , толщины волновода $h = j(a + b)$, где j — число периодов ФК, показателей преломления обкладок $n_1 = n_2$ (этот параметр определяется долей x алюминия в твердом растворе $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{N}$).

На рис. 2–4 приведены результаты расчетов длины когерентности волновода, в сердцевине которого расположен ФК из десяти чередующихся слоев, мольная доля алюминия в материале обкладок $x = 0.2$. Точками показаны результаты расчета, сплошные линии проведены для удобства.

На рис. 2 показана зависимость длины когерентности L от толщины диэлектрического слоя метаматериала a при фиксированной толщине волновода

$h = 12.7 \mu\text{m}$. Видно, что изменение толщины приводит к падению длины когерентности, при этом ширина пика на высоте $L = 1 \text{ cm}$ составляет порядка 1.2 nm , что значительно больше технологического предела точности толщины эпитаксиального слоя.

На рис. 3 показана зависимость длины когерентности от толщины h волновода при $a = 1272 \text{ nm}$. Ширина пика на уровне $L = 1 \text{ cm}$ составляет около 250 nm , что также укладывается в технологические ограничения.

На рис. 4 представлена зависимость длины когерентности от длины волны второй гармоники λ при фиксированных $a = 1272 \text{ nm}$, $h = 12.7 \mu\text{m}$. Устройство демонстрирует высокую чувствительность к длине волны накачки: отклонение на 1 nm понижает длину когерентности с 25 до 1.5 mm .

4. Заключение

Мы показали, что плоский трехслойный волновод с фотонно-кристаллической сердцевинкой может обеспечивать истинный синхронизм фаз при генерации второй гармоники в оптическом диапазоне длин волн за счет подавления как материальной дисперсии в обкладках и в активной области, так и волноводной дисперсии. Это достигается использованием ФК с чередующимися слоями полупроводника собственной проводимости и сильнолегированного полупроводника с отрицательной диэлектрической проницаемостью. Подавление дисперсии происходит при этом за счет различия дисперсии показателей преломления собственного полупроводника и „металлического“ слоя. Длина когерентности волн с длинами 1100 и 550 nm превышает 2 cm , что на несколько порядков выше длины когерентности в наиболее распространенных современных устройствах, осуществляющих генерацию второй гармоники в оптическом диапазоне [2,3,10]. Волновод представляет собой обкладку из твердого раствора AlGaIn и сердцевину из чередующихся слоев AlN собственной проводимости и сильнолегированного AlN , обладающего металлической проводимостью. При этом волновод остается одномодовым для излучения накачки. Важные технологические параметры, такие как толщины слоев и толщина сердцевинки волновода, влияют на длину когерентности сравнительно слабо (рис. 2, 3). Основным недостатком предлагаемого способа преобразования излучения является высокая чувствительность к длине волны (рис. 4).

Список литературы

- [1] A. Christ, T. Zentgraf, J. Kuhl, S.G. Tikhodeev, N.A. Gippius, H. Gissen. *Phys. Rev. B* **70**, 125113 (2004).
- [2] H. Liang, Y. He, R. Luo, Q. Lin. *Opt. Express* **24**, 29444 (2016).
- [3] N. Nouri, M. Zavvari. *IEEE Photon. Technol. Lett.* **28**, 2199 (2016).
- [4] S. Choudhary, K. Nouri, L. Elsaie. *Lasers Med. Sci.* **24**, 971 (2009).
- [5] A. Boutier, J.M. Most. In: *Laser velocimetry in fluid mechanics* / Ed. A. Boutier. John Wiley & Sons, Inc., Hoboken, USA (2012). Ch. 3.
- [6] E. Simbuerger, T. Pflanz, A. Masters. *Confocal microscopy: new lasers enhance live cell imaging*. Wiley-VCH Verlag, Weinheim (2008). P. 10–13.
- [7] N. Mattiucci, G. D'Aguanno, M. Scalora, M.J. Bloemer. *J. Opt. Soc. Am. B* **24**, 877 (2007).
- [8] J. Pastrňák, L. Roskocová. *Phys. Status. Solidi B* **14**, K5 (1966).
- [9] G.M. Savchenko, V.V. Dudelev, K.K. Soboleva, V.V. Lundin, A.V. Sakharov, E.A. Kognovitskaya, S.N. Losev, A.G. Deryagin, V.I. Kuchinskii, N.S. Averkiev, G.S. Sokolovskii, *Tech. Phys. Lett.* **42**, (10) 1041 (2016).
- [10] M.M. Fejer, G.A. Magel, D.H. Jundt, R.L. Byer. *IEEE J. Quantum Electron.* **28**, 2631 (1992).