

К 85-ЛЕТИЮ
Н.И. СИНИЦЫНА

УДК 534.534.2,535.015,535.391.5

ГРАФЕНОВАЯ ГИПЕРБОЛИЧЕСКАЯ НАНОСТРУКТУРА
ДЛЯ ГЕНЕРАЦИИ ТЕРАГЕРЦЕВОЙ ВОЛНЫ

© 2022 г. О. Н. Козина^а*, Л. А. Мельников^б

^а Саратовский филиал Института радиотехники и электроники им. В.А. Котельникова РАН,
ул. Зеленая, 38, Саратов, 410019 Российская Федерация

^б Саратовский государственный технический университет им. Гагарина Ю.А.,
ул. Политехническая, 77, Саратов, 410054 Российская Федерация

*E-mail: kozinaolga@yandex.ru

Поступила в редакцию 25.03.2022 г.

После доработки 25.03.2022 г.

Принята к публикации 25.04.2022 г.

Исследован процесс распространения терагерцевого излучения в сложном резонаторе, содержащем асимметричный гиперболический метаматериал на основе графена. Продемонстрирована возможность терагерцевой генерации в одномодовом режиме. На основании теоретических расчетов определены оптимальные условия и параметры резонатора, а также входящего в него гиперболического метаматериала для достижения эффективной генерации терагерцевой волны.

DOI: 10.31857/S0033849422100060

ВВЕДЕНИЕ

Исследования, направленные на создание активных устройств для усиления и генерации в терагерцевом (ТГц) диапазоне частот, показали перспективность использования с этой целью различных видов метаматериалов [1–6]. В последнее десятилетие опубликованы сотни статей, содержащих результаты исследований распространения плазмонов терагерцевого диапазона в графене [3–5]. Микро- и наноразмерные метаматериалы на основе графена обоснованно признаны перспективными структурами для разработки фотонных устройств следующего поколения. Экспериментальные работы демонстрируют возможность получения терагерцевого излучения от оптически возбужденных ориентированных углеродных нанотрубок [3] или от одиночных листов графена [4, 5]. Что касается типов метаматериалов, содержащих графен, то в качестве наиболее перспективных можно выделить структуры на основе гиперболических сред (ГС) [7]. Гиперболическая среда представляет собой экстремально анизотропную среду, характеризующуюся незамкнутым типом дисперсии в пространстве волновых векторов, имеющем в сечении вид гиперболы в отличие от эллипса для обычной среды. Гиперболические среды позволяют поддерживать распространение волн с очень большими значениями компонент волнового вектора в определенных направлениях [6–8]. С физической точки зрения это означает огромную плотность фотонных со-

стояний, которая проявляется в виде высокой скорости спонтанного излучения и усиления всех процессов взаимодействия излучения с веществом.

В предыдущих работах мы предложили асимметричный гиперболический метаматериал (АГММ), состоящий из периодически упорядоченных тонких слоев полупроводникового материала и инвертированного графена [8, 9]. Асимметрия такой структуры задается посредством наклона оптической оси по отношению к внешним границам раздела среды. Важнейшей особенностью АГММ является его способность поддерживать распространение очень медленных волн, возбуждаемых плоской волной, падающей из свободного пространства, с минимальным отражением. Другими словами, фотоны с высокой плотностью состояний, возбуждаемые в АГММ, могут иметь идеальную связь с фотонами в свободном пространстве. В частности, для АГММ на основе графена это приводит к полному широкополосному поглощению излучения в оптически сверхтонких слоях АГММ [10]. Мы показали, что такой АГММ обладает значительным усилением в ТГц-диапазоне частот [8, 9, 11]. За счет указанной асимметрии данный тип ГММ позволяет создать условия для вывода оптического излучения с высокой плотностью фотонов, накопленного в гиперболической среде, во внешнее пространство. Заклучив данный АГММ в резонатор, мы провели теоретическое исследование процессов распростра-

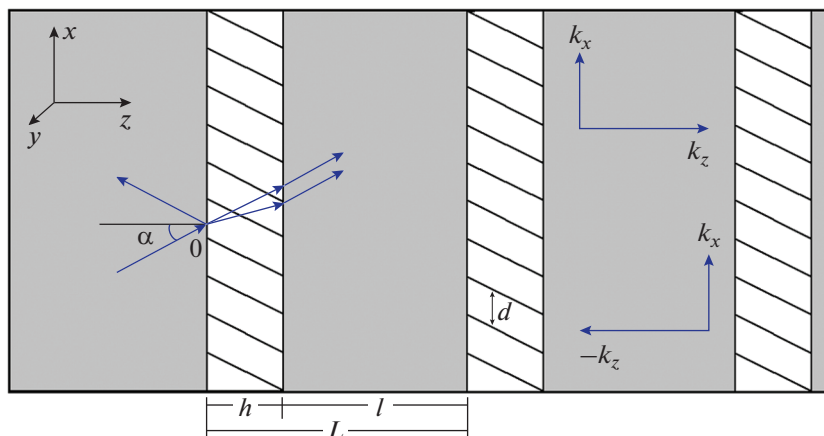


Рис. 1. Схематическое представление (вид сбоку) сложного резонатора, содержащего АГММ (белые области); слой графена обозначены косыми линиями; изотропная среда, характеризующаяся потерями, отмечена серым цветом; α – угол падения излучения на гиперболическую среду, h – общая толщина АГММ, l – толщина изотропной среды, L – длина полного обхода резонатора.

нения электромагнитных волн в такой структуре и показали возможность генерации ТГц-волны в одномодовом режиме [9, 11]. Расчеты были выполнены с учетом эффекта насыщения графена.

Данная работа является продолжением этого исследования и направлена на то, чтобы определить оптимальные условия и параметры структуры для достижения эффективной генерации ТГц-волны, а также оценить ширину линии генерации.

1. ОСОБЕННОСТИ КОНСТРУКЦИИ РЕЗОНАТОРА

Рассмотрим распространение электромагнитного излучения в комплексном резонаторе, содержащем АГММ (рис. 1). Резонатор может быть рассмотрен как бесконечная периодическая структура, содержащая изотропные области длиной l , характеризующиеся потерями, и АГММ толщиной h . Полный обход резонатора характеризуется длиной одного периода L .

Модель АГММ, включенная в резонатор, представляет собой многослойную структуру, состоящую из периодически чередующихся (с периодом d) слоев инвертированного графена и полупроводника. В данном исследовании в качестве полупроводника выбран карбид кремния. Известно, что графитовые слои могут быть выращены на кремниевой или углеродной поверхности многослойного SiC посредством сублимации атомов Si [12], вследствие чего процесс создания АГММ на основании графена выглядит реалистичным. Однако данный тип полупроводника не является единственным, так как карбид кремния не вносит вклад в усиление в рассматриваемом частотном диапазоне, и может быть заменен на иной в соответствии с технологическими возможностями.

Теоретическая и расчетная части при такой замене сохраняются, с внесением изменений в значение диэлектрической функции полупроводника [8, 9].

2. ТЕОРЕТИЧЕСКИЕ ЗАМЕЧАНИЯ

Предлагаемый в данном исследовании АГММ представляет собой экстремально анизотропную одноосную среду и описывается тензором диэлектрической проницаемости $\epsilon = \{\{\epsilon_{\perp}, 0, 0\}, \{0, \epsilon_{\perp}, 0\}, \{0, 0, \epsilon_{\parallel}\}\}$, у которого продольная и поперечная компоненты имеют разные знаки. Диэлектрическая проницаемость материала, в котором расположены слои графена, имеет вид $\epsilon_{\parallel} = \epsilon_h = \epsilon_{SiC}$. Поперечная диэлектрическая проницаемость определяется по формуле

$$\epsilon_{\perp} = \epsilon_{\parallel} + \frac{i}{d\omega\epsilon_0} [\sigma'(\omega, E_0) + i\sigma''(\omega, E_0)], \quad (1)$$

где ω – угловая частота, d – период АГММ, E_0 – поперечная (по отношению к плоскости графеновых листов) компонента вектора напряженности электрического поля, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, $\sigma(\omega, E_0)$ – поверхностная проводимость графена. В случаях, когда среда характеризуется усилением или потерями, компоненты тензора диэлектрической проницаемости ϵ_{\perp} и ϵ_{\parallel} комплексные. Формула (1) содержит зависимость от компоненты электрического поля E_0 , поперечной к слоям графена, изменение которой, в свою очередь, влияет на изменение химического потенциала листов графена μ_c (изменяется значение энергии Ферми E_F). Учет данного влияния позволяет оценить значения насыщения усиления графена. Диапазон частот, в котором возможна генерация ТГц-волн в графене, определяется по-

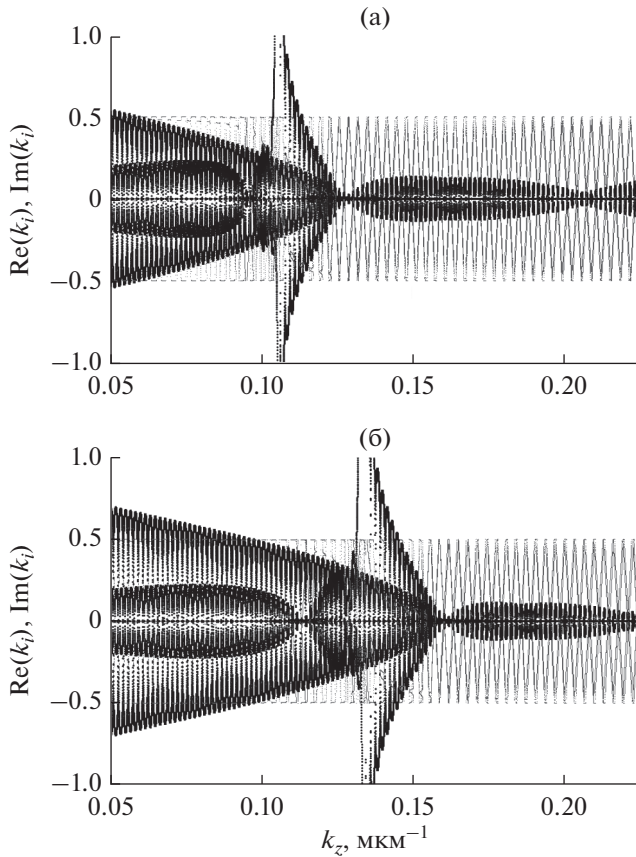


Рис. 2. Собственные значения κ_i матрицы \mathbf{P}_l в зависимости от k_z в диапазоне частот 2...12 ТГц ($0.051 < k_z < 0.225$) при $d = 50$ (а) и 30 нм (б): $\text{Re}(\kappa_i)$ – серые кривые, $\text{Im}(\kappa_i)$ – черные кривые; $l = 1320$ мкм, $h = 5$ мкм, $E_F = 25$ мэВ, $T = 300$ К, $\tau = 10^{-12}$ с.

средством оценки поверхностной проводимости графена $\sigma(\omega, E_0)$, содержащей информацию о внутризонных и межзонных процессах в графене, при найденных в [13] значениях энергии Ферми E_F . Для вычисления проводимости графеновых слоев используется формула Кубо [2]. На основании численных расчетов, выполненных с учетом динамических характеристик графена и карбида кремния [14], мы показали, что в диапазоне частот 2...12 ТГц рассмотренный АГММ обладает свойствами гиперболической среды и усиливающими свойствами одновременно [11, 14].

Расчеты проведены на основании метода матриц передачи. Так как гиперболические среды являются анизотропными, для описания преобразования поля внутри АГММ использованы матрицы Берремана [11, 15], позволяющие учитывать анизотропию среды и рассчитывать оптические характеристики при произвольном угле падения излучения на структуру. Характеристики излучения, распространяющегося в резонаторе, содержатся в матрице \mathbf{P}_l ,

которую можно получить из произведения матриц передачи для среды резонатора (воздух или диэлектрик) $\mathbf{P}_0(l)$ и матрицы Берремана для гиперболического слоя $\mathbf{P}(h)$:

$$\mathbf{P}_l = \mathbf{P}_0(l)\mathbf{P}(h).$$

Собственные значения итоговой матрицы \mathbf{P}_l находятся из формулы

$$\Lambda_i = \exp(i\kappa_i L),$$

где $\kappa_i = \text{Im} \Lambda_i$ характеризует фазовую задержку на одном проходе по резонатору ($L = l + h$). Собственные волны определяются с помощью условия $\text{Re}(\kappa_i) = 2\pi m$, $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Спектральные зависимости действительной и мнимой частей логарифмов собственных значений определяют обыкновенные и необыкновенные собственные волны в резонаторе [11].

На предыдущих этапах исследования мы показали, что в указанном резонаторе могут возбуждаться четыре типа собственных волн: две обыкновенные и две необыкновенные (прямые и обратные) [8, 9, 11]. Вклад в лазерные осцилляции могут вносить как все четыре волны, так и три, две или только одна из указанных волн. Мнимая часть собственного значения $\text{Im}(\kappa_i)$ характеризует усиление в структуре. Обнаружено, что усиление в исследуемом резонаторе значительно превышает уровень потерь за счет присутствия АГММ данного типа, что позволяет многократно увеличить число необыкновенных мод в структуре [14]. Потери моделировались посредством комплексной диэлектрической проницаемости среды резонатора за пределами АГММ (подробнее см. [9, 14]).

3. РЕЗУЛЬТАТЫ

В данном исследовании проведена оценка влияния параметров резонатора, включая параметры АГММ, на изменение частоты генерации ТГц-излучения и характеристики его распространения внутри структуры. Рассчитаны зависимости собственных значений матрицы передачи резонатора $\Lambda_i = \exp(i\kappa_i L)$, от частоты в линейном режиме для различных значений параметров. Полученные зависимости четырех собственных значений, для обыкновенных и необыкновенных волн, в прямом и обратном направлении позволяют определить зону усиления ТГц-волны, а также частоту ее генерации. На рис. 2 представлены собственные значения κ_i матрицы \mathbf{P}_l в зависимости от k_z в диапазоне частот 2...12 ТГц ($0.051 < k_z < 0.225$), в котором данный АГММ обладает свойствами гиперболической среды и усиливающими свойствами одновременно [11, 14]. Углы Эйлера – $\varphi = \pi/2$, $\theta = 55^\circ$, угол падения излучения на АГММ $\alpha = 15^\circ$. Спектральные зависимости представлены для двух значений периода АГММ $d = 50$ и 30 нм. Значе-

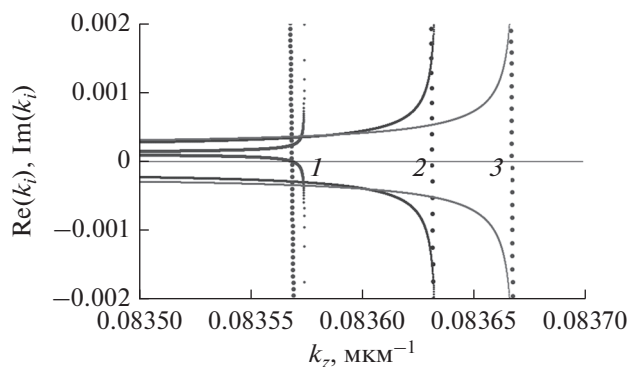


Рис. 3. Собственные значения χ_i в зависимости от k_z для $d = 50$ (1), 30 (2) и 11.5 нм (3); действительные части – пунктир, мнимые части – сплошные кривые; параметры расчета: $l = 1320$ мкм, $h = 5$ мкм; $E_F = 25$ мэВ, $T = 300$ К, $\tau = 10^{-12}$ с.

ния мнимой части собственного значения $\text{Im}(\chi_i)$ характеризуют усиление в структуре.

Как видно из рис. 2а, при значении периода структуры $d = 50$ нм, область частот выше 6.277 ТГц ($k_z = 0.127$) характеризуется значительно меньшим усилением, что практически исключает целесообразность использования диапазона частот выше этого значения для генерации ТГц-волны. Исследовав влияние параметров АГММ, можно сделать вывод, что уменьшение ее периода позволяет увеличить диапазон частот, в котором наблюдается усиление, необходимое для генерации ТГц-волны, до 7.76 ТГц ($k_z = 0.157$) (см. рис. 2а). Изучив, как влияет значение периода АГММ на характеристики излучения внутри структуры, можно сделать вывод, что диапазон $30 < d < 50$ нм является оптимальным для эффективной генерации ТГц-излучения.

Основной вклад в усиление ТГц-излучения вносят необыкновенные моды [9]. На рис. 3 представлены спектральные зависимости действительной и мнимой частей логарифмов собственных значений для одной необыкновенной волны, распространяющейся в прямом направлении в резонаторе. Здесь сравниваются результаты, полученные для одной и той же необыкновенной волны при различных значениях периода структуры: 50, 30 и 11.5 нм. На частотах, соответствующих усилению, поток энергии в резонаторе нарастает. Для наглядности данные зависимости построены в крупном масштабе, что позволяет выяснить, на каких частотах происходит генерация волны, но не дает возможности оценить величину мнимой части собственного значения, которое достигает $\text{Im}(\chi_i) \approx 0.25$, что свидетельствует о большом значении коэффициента усиления. Чистый выигрыш в усилении для необыкновенной волны находится в диапазоне $0.23 < \text{Im}(\chi_i) < 0.25$ для

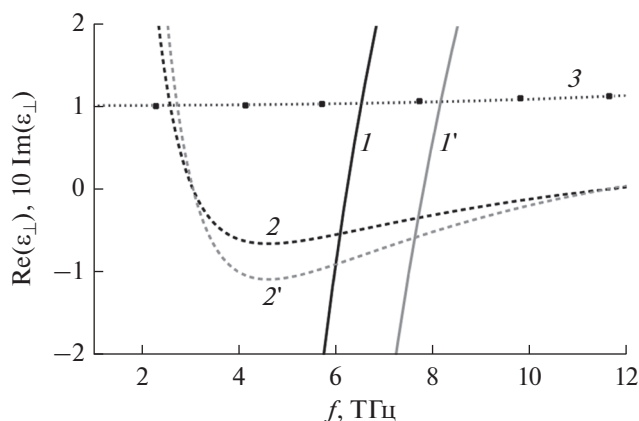


Рис. 4. Зависимость действительной (1, 1') и мнимой части (2, 2') поперечной диэлектрической функции ϵ_{\perp} от частоты f для $d = 50$ (1, 2) и 30 нм (1', 2'); $\text{Re}(\epsilon_{\text{SiC}})$ – кривая 3.

выбранных значений энергии Ферми [9]. Уровень потерь соответствует $\text{Im}(\chi_i) \approx 0.0009$.

На рис. 4 представлена зависимость действительной части поперечной диэлектрической функции ϵ_{\perp} от частоты f для двух значений периода АГММ $d = 50$ и 30 нм. Как видно из графика, значения $\text{Im}(\epsilon_{\perp})$ близки для выбранных величин периодов. В диапазоне частот 2...12 ТГц $\text{Im}(\epsilon_{\perp}) < 0$, что свидетельствует о сохранении гиперболических свойств АГММ. Для подтверждения того, что карбид кремния не вносит вклад в усиление в рассматриваемом частотном диапазоне, на рис. 4 приведена зависимость $\text{Re}(\epsilon_{\text{SiC}})$ от частоты (линия 3), $\text{Im}(\epsilon_{\text{SiC}}) \approx 0$.

Была также исследована зависимость характеристик излучения от длины внешней части резонатора l , характеризующейся потерями. Так, на рис. 5 представлены зависимости $\text{Im}(\chi_i)$, характеризующей усиление в системе, и k_z от длины l . Очевидно, что значения частоты генерации сохраняются близкими при изменении l на 10 мкм, с сохранением значений остальных параметров.

В табл. 1 приведены значения z -компоненты волнового вектора k_z и соответствующие им значения частоты генерации f для трех величин периода АГММ d .

Таблица 1. Значения z -компоненты волнового вектора k_z и соответствующие им значения частоты генерации f при разных периодах АГММ d

d , мкм	k_z	f , ТГц
0.05	0.083571	4.13093
0.03	0.083662	4.13548
0.0115	0.083668	4.13578

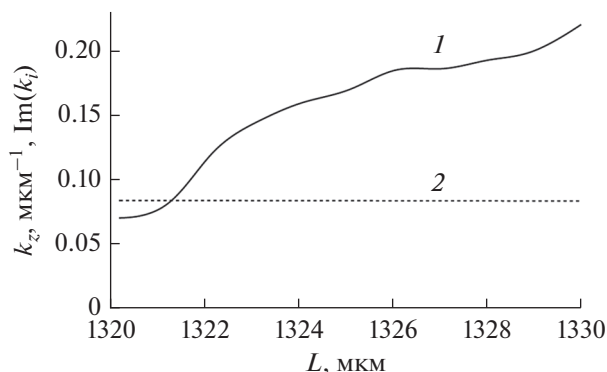


Рис. 5. Зависимости $\text{Im}(k_i)$ (кривая 1) и k_z (кривая 2) от длины L .

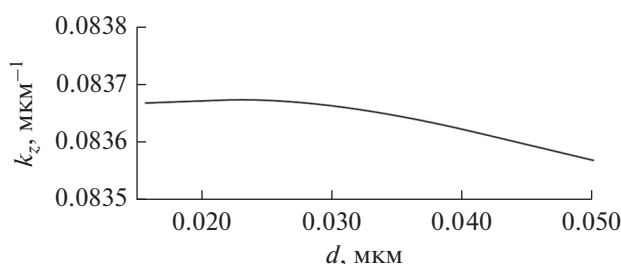


Рис. 6. Зависимость z -компоненты волнового вектора k_z от значений периода АГММ d .

Очевидно, что частота генерации не изменяется существенным образом при изменениях значения периода. Данный факт важен как для оценки ширины линии генерации, так и для экспериментальной реализации исследуемого объекта в связи с трудностями, сопряженными с необходимостью достижения сверхмалых размеров предлагаемых структур. Графическая зависимость продемонстрирована на рис. 6. По предварительным оценкам, на основании численного моделирования определено, что ширина полосы генерации составляет $\Delta f \approx 0.00455$ ТГц.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ.

Теоретически показано, что комплексный резонатор, содержащий асимметричный гиперболический материал на основании периодической наноструктуры, включающей слои инвертированного графена и полупроводника, позволяет создать генерацию ТГц-излучения в одномодовом режиме. Проведена оценка оптимальных параметров резонатора и АГММ для достижения эффективной генерации ТГц-излучения. Показано, что изменение периода АГММ от 30 до 50 нм не меняет существенно частоту генерации. Данный факт вносит вариабельность в процесс создания экспериментального образца. При учете эффекта насыщения усиления графена показано, что генерация

ТГц-излучения может быть получена в диапазоне 2...8 ТГц при значениях энергии Ферми 25...26 мэВ. Показано, что максимальное усиление достигается для необыкновенной моды при длине резонатора 1330 мкм и толщине АГММ 5 мкм. Проведены предварительные численные оценки ширины полосы генерации.

Авторы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ФИНАНСИРОВАНИЕ

Работа выполнена в рамках государственного задания.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Zhang X.-C., Xu J. Introduction to THz Wave Photonics. N.Y.: Springer-Verlag, 2009.
2. Dubinov A.A., Aleshkin V.Ya., Mitin V. et al. // J. Phys.: Cond. Matt. 2011. V. 23. № 14. P. 145302.
3. Titova L.V., Pint C.L., Zhang Q. et al. // Nano Lett. 2015. V. 15. № 5. P. 3267.
4. Bahk Y.-M., Ramakrishnan G., Choi J. et al. // ACS Nano. 2014. V. 8. № 9. P. 9089.
5. Obraztsov P.A., Kanda N., Konishi K. et al. // Phys. Rev. B. 2014. V. 90. № 24. P. 241416.
6. Iorsh I.V., Mukhin I.S., Shadrivov I.V. et al. // Phys. Rev. B. 2013. V. 87. № 7. P. 075416.
7. Smolyaninov I.I., Smolyaninova V.N. // Solid-State Electronics. 2017. V. 136. P. 102.
8. Kozina O.N., Melnikov L.A., Nefedov I.S. // Proc. SPIE. 2019. V. 11066. P. 1106615. <https://doi.org/10.1117/12.2522077>
9. Kozina O.N., Melnikov L.A., Nefedov I.S. // J. Optics. 2020. V. 22. № 9. P. 095003. <https://doi.org/10.1088/2040-8986/aba678>
10. Nefedov I.S., Valagiannopoulos C.A., Hashemi S.M., Nefedov E.I. // Sci. Rep. 2013. V. 3. Article № 2662.
11. Kozina O.N., Melnikov L.A. // Proc. SPIE. 2021. V. 11846. P. 118460H. <https://doi.org/10.1117/12.2590730>
12. Virojanadara C., Syväjarvi M., Yakimova R. et al. // Phys. Rev. B. 2008. V. 78. P. 245403.
13. Polischuk O.V., Fateev D.V., Otsuji T., Popov V.V. // Appl. Phys. Lett. 2017. V. 111. № 8. P. 081110.
14. Козина О.Н., Мельников Л.А. // Изв. Сарат. ун-та. Сер. Физика. 2019. Т. 19. № 2. С. 122. <https://doi.org/10.18500/1817-3020-2019-19-2-122-131>
15. Berreman D.W. // J. Opt. Soc. Am. 1972. V. 62. № 4. P. 1157.