

Исследование сильной ближнепольной связи и резонансов поверхностных поляритонов в щелевом резонаторе из 6H-SiC

Н.Д. Аняутин

Российский новый университет
105005, г. Москва, ул. Радио, 22.
E-mail: blnikan@mail.ru

Строгим численным методом исследован двумерный щелевой резонатор, состоящий из двух пластин, путем решения задачи дифракции цилиндрической электромагнитной волны. В качестве материала пластин рассматривается карбид кремния 6H-SiC. Исследован инфракрасный диапазон длин волн 10.3 – 12 мкм, в котором действительная часть относительной диэлектрической проницаемости материала отрицательна. Проанализировано влияние геометрических параметров резонатора на частотные зависимости нормированного поперечника рассеяния и компоненты поля H_z в точке на поверхности резонатора, а также распределение амплитуды поля H_z в ближней зоне. Показано, что в системе реализуются связанные резонансы поверхностных волн, обусловленные сильной ближнепольной связью между элементами резонатора. Ключевые слова: карбид кремния (6H-SiC), щелевой резонатор, поверхностные поляритоны, ближнепольная связь

Investigation of Strong Near-Field Coupling and Surface Polaritonic Resonances in a 6H-SiC Slit Resonator

N.D. Aniutin

Russian New University.

A rigorous numerical method is used to study a two-dimensional split resonator consisting of two plates to solve the problem of circular electromagnetic wave diffraction. Silicon carbide (6H-SiC) is used as the plate material. The infrared wavelength range of 10.3–12 μm , in which the real part of the material's permittivity is negative, is studied. The influence of the geometric parameters of the frequency resonator is analyzed as a function of the normalized radiation cross-section and the H_z field components at locations on the resonator surface, as well as the distribution of the H_z field dimensions in the near field. It is shown that coupled resonances of surface waves are realized in the system, caused by the independence of the near-field coupling between the resonator elements. Keywords: silicon carbide (6H-SiC), slot resonator, surface polaritons, near-field coupling

Введение

В последние годы наблюдается значительный интерес к исследованию взаимодействия электромагнитных волн с наноструктурами, обладающими отрицательной относительной диэлектрической проницаемостью [1].

Известно, что в таких системах на границе раздела сред возникают поверхностные волны. Для металлических структур они обычно называются поверхностными плазмонами [1], а для полупроводников – поверхностными поляритонами [2]. Несмотря на существующие различия в терминологии (см., например, [2]), с точки зрения волновых процессов эти явления эквивалентны.

Большинство работ в данной области посвящено исследованию 2D- и 3D-наноструктур из благородных металлов (золото, серебро) [1, 3 – 5]. В частности, в работе [5] исследуются щелевые и полосовые плазмонные резонаторы на основе серебра, в

которых резонансные свойства определяются возбуждением стоячих волн поверхностных плазмон-поляритонов. Показано, что геометрические параметры структуры (ширина полос, толщина и размер зазора) напрямую управляют спектром резонансов и приводят к значительному локальному усилению электромагнитного поля, что представляет интерес для задач сенсинга и спектроскопии. Однако в последние годы возрастает интерес к полупроводниковым материалам [6]. Эффекты, связанные с возбуждением поверхностных волн, находят применение в нанoeлектронике [1] и биомедицинских технологиях [7].

Карбид кремния (6H-SiC) в инфракрасном диапазоне длин волн $10.3 < \lambda < 12$ мкм характеризуется отрицательной относительной диэлектрической проницаемостью [8]. Это приводит к возбуждению поверхностных поляритонов на границе структуры.

Целью данной работы является исследование поляритонных резонансов, возбуждаемых цилиндрической Н-поляризованной электромагнитной волной в щелевом резонаторе из 6H-SiC в инфракрасном диапазоне длин волн. Показано существование связанных резонансов, а также установлена зависимость их амплитуд от геометрических параметров структуры.

Задача возбуждения поверхностных волн на одиночной пластине из 6H-SiC ранее рассматривалась нами в работе [9], а для пластины из InGaAs – в работе [10].

Теоретическая формулировка задачи

Исследуется двумерный (2D) щелевой резонатор, представляемый в виде двух близко расположенных пластин, выполненных из карбида кремния 6H-SiC. Геометрия рассматриваемой задачи представлена на рис. 1. Используется цилиндрическая система координат.

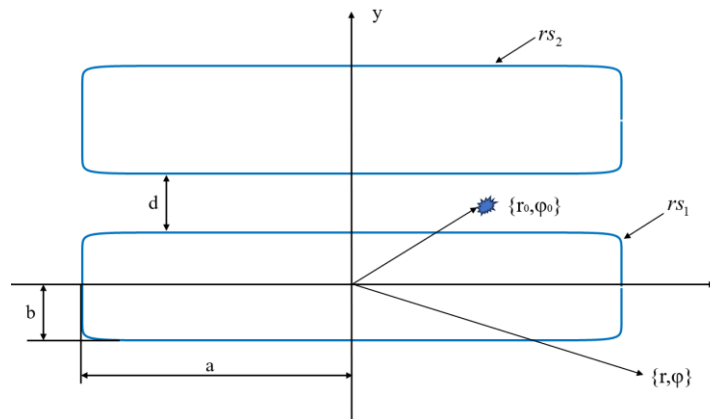


Рис. 1. Геометрия щелевого резонатора

Контур каждой из пластин rs_i ($i = 1, 2$) задается выражением, записываемым в виде [7, 8]:

$$rs_i(\varphi) = \frac{b}{\sqrt[18]{\left(\frac{b}{a} \cos^{18}(\varphi)\right) + \sin^{18}(\varphi)}} \quad (1)$$

где a и b – большая и малая полуось пластины соответственно, пластины одинаковы по своим геометрическим размерам. Смещение контура (1) для первой пластины rs_1 отсутствует, тогда как для второй пластины rs_2 в декартовой системе координат оно может быть представлено в виде: $hx = 0$, $hy = 2b + d = 2b + kb$ (где k – задаваемый параметр).

Временная зависимость полей выбрана в виде: $\exp(i\omega t)$. Предполагалось, что длина волны λ находится в инфракрасном диапазоне длин волн $10.3 \text{ мкм} < \lambda < 12 \text{ мкм}$, в котором карбид кремния 6H-SiC имеет отрицательную относительную диэлектрическую проницаемость: $\varepsilon_{SiC} = \varepsilon' - i\varepsilon'' = \text{Re}(\varepsilon_{SiC}) - i\text{Im}(\varepsilon_{SiC})$. В рассматриваемом случае описывается формулой [8]:

$$\varepsilon_{SiC}(\omega) = \varepsilon_{\infty} \left(1 + \frac{\omega_{LO}^2 - \omega_{TO}^2}{\omega_{LO}^2 + i\omega\gamma - \omega^2} \right) \quad (2)$$

где ω_{LO} , ω_{TO} – имеют смысл резонансных частот, γ – определяет потери карбида кремния, ε_{∞} – высокочастотная диэлектрическая проницаемость. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости ε_{SiC} карбида кремния 6H-SiC от длины волны λ при $\omega_{LO} = 969 \text{ см}^{-1}$, $\omega_{TO} = 793 \text{ см}^{-1}$, $\gamma = 4.76 \text{ см}^{-1}$, $\varepsilon_{\infty} = 6.7$ [8] представлен на рис. 2

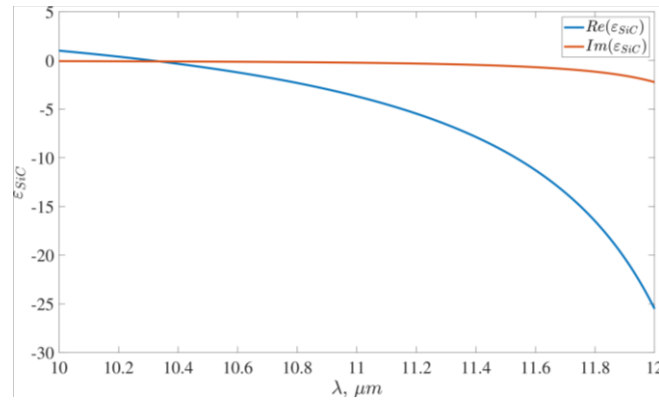


Рис. 2. Зависимость относительной диэлектрической проницаемости ε_{SiC} карбида кремния 6H-SiC от длины волны λ

Для возбуждения резонатора используется цилиндрическая электромагнитная волна Н-поляризации, которую представим в виде:

$$U^0(r, \varphi) = H_z(r, \varphi) = H_0^{(2)} \left(k \sqrt{r^2 + r_0^2 - 2rr_0 \cos(\varphi - \varphi_0)} \right) \quad (3)$$

С учетом выше сказанного такая задача сводится к нахождению полного поля компоненты $H_z(r, \varphi)$ представляющую собой скалярную функцию: $U(r, \varphi) = H_z(r, \varphi)$. Эта функция в цилиндрической системе координат (r, φ) должна удовлетворять неоднородному уравнению Гельмгольца [11].

На границе каждой из пластин требуется следующие граничные условия для полного поля $U(r, \varphi)$:

$$\begin{aligned} U(rs_i - 0, \varphi) &= U(rs_i + 0, \varphi) \\ \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial U}{\partial N}(rs_i - 0, \varphi) &= \frac{\partial U}{\partial N}(rs_i + 0, \varphi) \end{aligned} \quad (4)$$

где N – нормаль к границе контура i -й пластины.

Такую граничную задачу будем решать следующим образом. Представим полное поле $U(r, \varphi)$ вне цилиндров в виде суперпозиции падающего поля цилиндрической волны $U^0(r, \varphi)$ и рассеянного поля $U^S(r, \varphi)$:

$$U(r, \varphi) = U^0(r, \varphi) + U^S(r, \varphi) \quad (5)$$

Рассеянное поле $U^S(r, \varphi)$ в цилиндрической системе координат должно удовлетворять условиям излучения в дальней зоне $kr \rightarrow \infty$:

$$U^S(r, \varphi) = \Phi(\varphi) \sqrt{\frac{2}{\pi kr}} \exp\left(-ikr + i\frac{\pi}{4}\right) \quad (6)$$

где $\Phi(\varphi)$ – диаграмма рассеяния. Так же важной характеристикой рассеянного поля является поперечник рассеяния σ_s , который определяется по формуле:

$$\sigma_s = \frac{2}{\pi k} \int_0^{2\pi} |\Phi(\varphi)|^2 d\varphi \quad (7)$$

Обсуждение численных результатов

Для получения численных результатов использовался строгий численных метод – Модифицированный Метод Дискретных Источников (ММДИ) [9, 12, 13].

В рамках данной работы изучается симметричное возбуждение резонатора, когда источник цилиндрической волны имеет координаты: $r_0 = b + 0.5b, \varphi_0 = \pi/2$. При реальных потерях среды $\gamma = 4.76 \text{ см}^{-1}$. На рис. 3 и 4 представлены соответственно частотные зависимости нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ и компоненты поля H_z в точке $(b, \pi/2)$ от длины волны λ при различных параметрах d (параметр, отвечающий за расстояние между пластинами). Геометрические параметры структуры были равны: $a = 1 \text{ мкм}$, $b = a/5$. Соответствие между кривыми на рис. 3 и 4 следующее: $d = 0.2b$ – кривая 1, $d = 0.4b$ – кривая 2, $d = 0.8b$ – кривая 3 и $d = b$ – кривая 4.

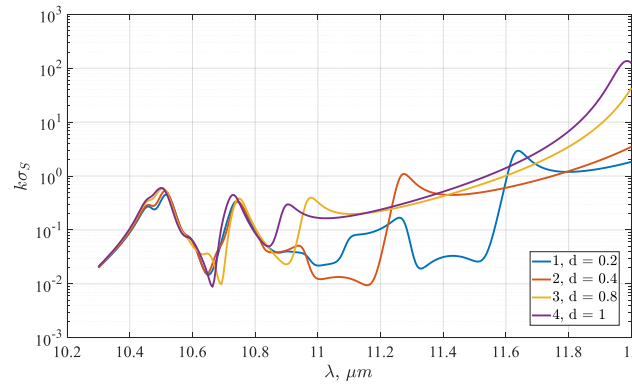


Рис. 3. Зависимости нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ от λ .

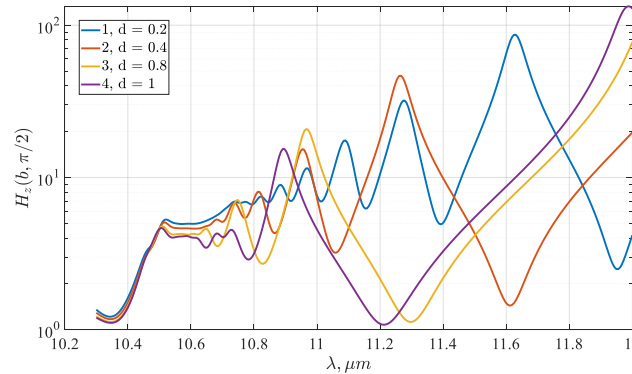


Рис. 4. Зависимость компоненты поля $H_z(b, \pi/2)$ от λ .

Из данных, представленных на рис. 3 для нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ можно сделать вывод о том, что амплитуда кривых остается относительно не большой и не превышает единицы на большей части валового диапазона. Это указывает на то, что рассматриваемый резонатор не является сильно рассеивающей системой, и значительная часть поля локализована в зазоре между пластинами. Из кривых 1 – 4 на рис. 3 видно, что увеличение зазора в резонаторе приводит к смещению пиков в область меньших длин волн и появлению пика в районе $\lambda \approx 12$ мкм. Отдельно отметим существование глубокого минимума в районе $\lambda \approx 10.66$ мкм, который присутствует для всех рассматриваемых значений параметра.

Из рис. 4 видно, что при малых расстояниях между пластинами ($d = 0.2 - 0.4$) значение амплитуды компоненты поля H_z в точке $(b, \pi/2)$ сильно усиливается, достигая высоких пиков. При увеличении зазора (параметра d) наблюдается смещение резонансных пиков и снижение их амплитуд, а также появление дополнительных пиков на более длинных волнах, что свидетельствует об изменении структуры резонансных мод.

Изучим поведение частотных зависимостей нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ и компоненты поля $H_z(b, \pi/2)$ от λ , при уменьшенных геометрических размерах резонатора и при различных параметрах d . Рассмотрим случай, когда большая полуось пластин была равна $a = 0.5$ мкм, а малая полуось $b = a/5$. На рис. 5 и 6 представлены соответственно $k\sigma_s$ и $H_z(b, \pi/2)$, соответствие между кривыми и параметрами расчета следующее: $d = 0.4b$ – кривая 1, $d = 0.8b$ – кривая 2, $d = 1.6b$ – кривая 3 и $d = 2b$ – кривая 4.

Представленные графики показывают, что уменьшение геометрических параметров качественно никак не влияют на частотные зависимости $k\sigma_s$ и $H_z(b, \pi/2)$, основные тенденции сохраняются. Также показано, что уменьшение параметра a приводит к уменьшению количества максимумов и их амплитуд у кривых нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$. Отдельно отметим, что уменьшение геометрических параметров приводит к уменьшению количества максимумов у кривых $H_z(b, \pi/2)$, но при этом значительно никак не влияет на их амплитуды.

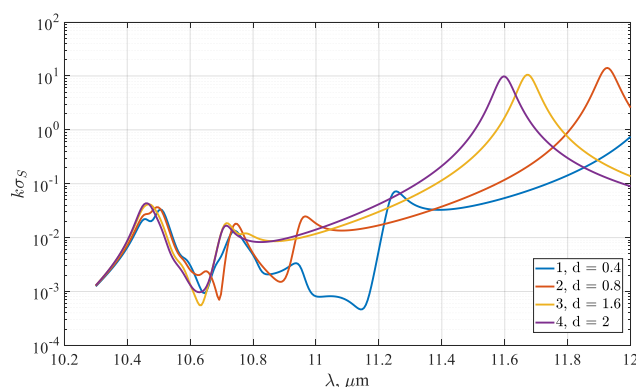


Рис. 5. Зависимости нормированного поперечника рассеяния $k\sigma_s$ от λ .

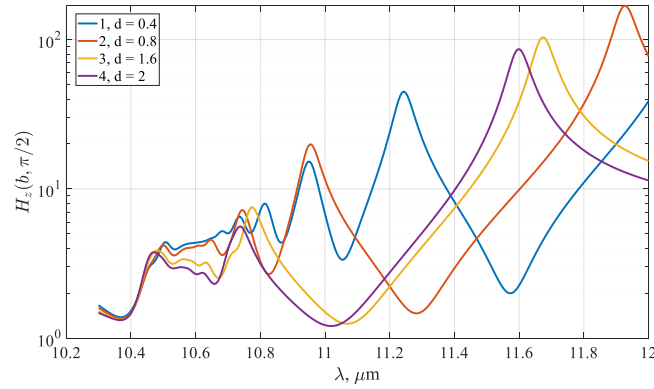


Рис. 6. Зависимость компоненты поля $H_z(b, \pi/2)$ от λ .

Изучим распределения амплитуды компоненты поля H_z в ближней в виде распределения линий равных амплитуд. Соответствие между рисунками и параметрами расчета представлено в таблице 1. Введена делительная переменная, показывающая расстояние между платинами в нм: $g = \kappa b$. Во всех рассмотренных случаях наблюдается выраженная локализация поля в зазоре между структурами. Которая характеризуется образованием несвязанных друг с другом резонансов, связывающих пластины между собой, количество и амплитуда которых существенно зависит от падающей длины волны λ . Отдельно отметим резонансное состояние, представленное на рис. 8 когда $a = 1$ мкм, $d = 0.2$ и $\lambda = 11.63$ мкм, в этом случае амплитуда поля возрастает в ~ 80 раз и наблюдается три независимых резонанса, что является максимальным значением при зазоре между платинами $g = 40$ нм. А также данные на рис. 14 при $a = 0.5$ мкм, $d = 0.8$ ($g = 80$ нм) и $\lambda = 11.63$ мкм показывают существование одного объемного резонанса, где амплитуда возрастает в ~ 160 раз. В остальном закономерность следующая: при фиксированных геометрических параметрах структуры и уменьшении длины волны λ количество резонансов между пластинами увеличивается, а их амплитуда уменьшается. На рис. 15 представлен типичный случай для минимума кривых частотных зависимостей, представленных на рис. 4 и 6

Таблица 1. Параметры расчетов

λ , мкм	ε_{SiC}	a , мкм	d	g , нм	Рис. №
11.63	$-12.08 - i0.695$	1	0.2	40	7
11.27	$-6.402 - i0.349$		0.2	40	8
11.27	$-6.402 - i0.349$		0.4	80	9
10.965	$-3.536 - i0.22$		0.2	40	10
10.965	$-3.536 - i0.22$		0.8	160	11
10.891	$-2.995 - i0.198$		0.2	40	12
10.891	$-2.995 - i0.198$		1	200	13
11.9261	$-21.21 - i1.5$	0.5	0.8	80	14
11.5736	$-10.93 - i0.616$		0.4	40	15
11.2438	$-6.1053 - i0.334$		0.4	40	16

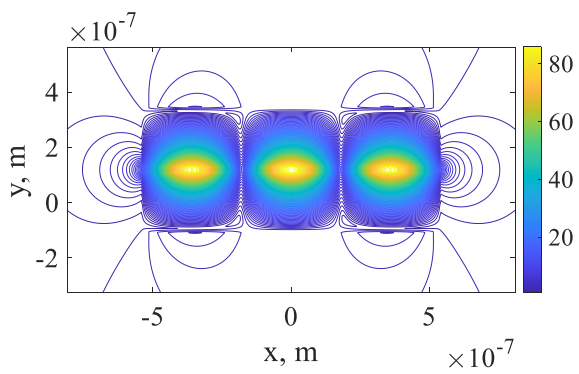


Рис. 7

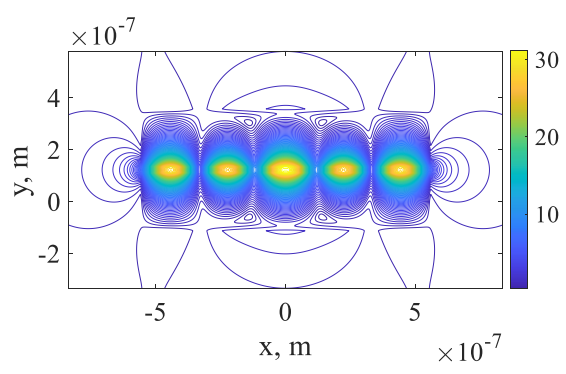


Рис. 8

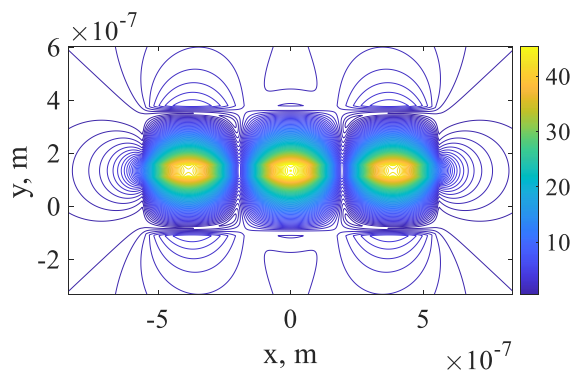


Рис. 9

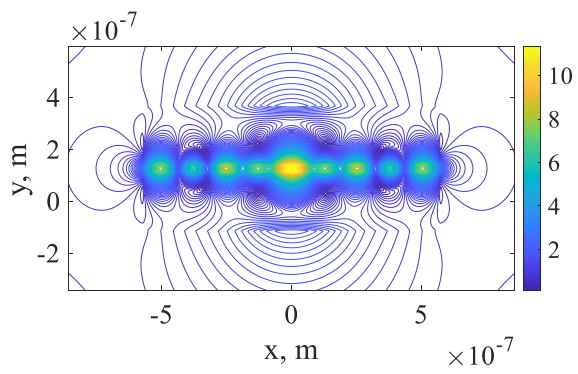


Рис. 10

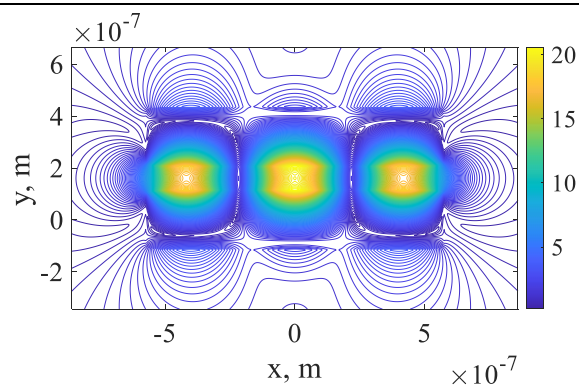


Рис. 11

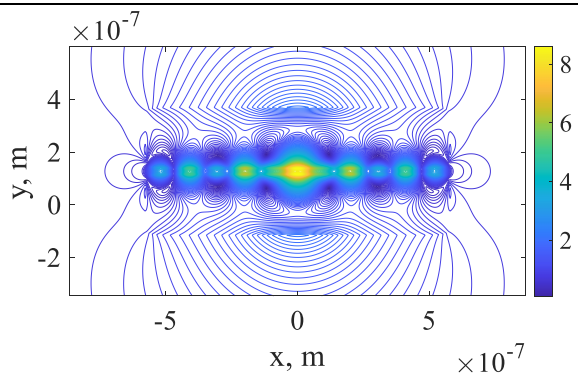


Рис. 12

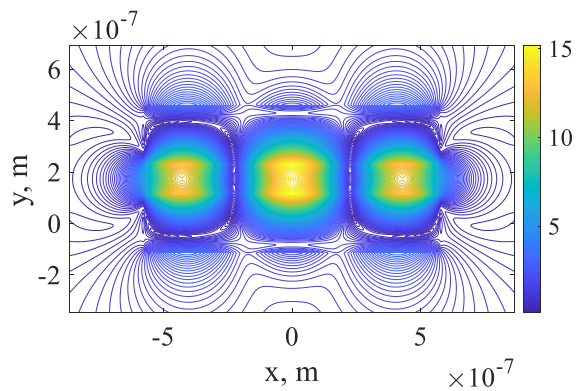


Рис. 13

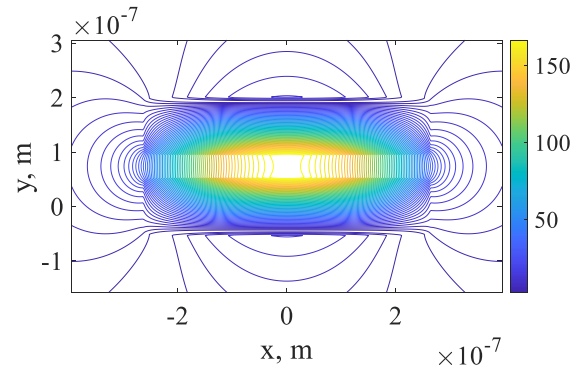


Рис. 14

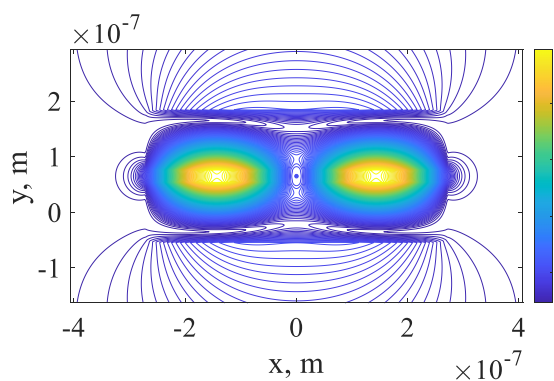


Рис. 15

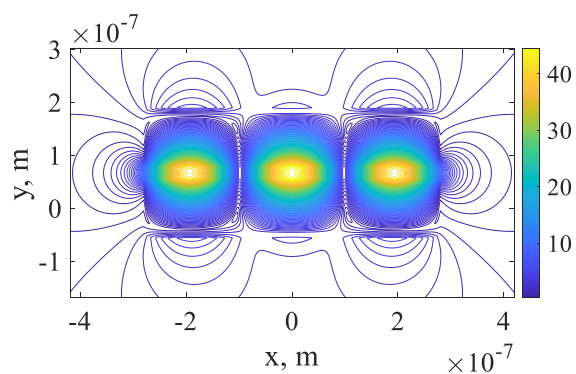


Рис. 16

Полученные результаты согласуются с представлениями о резонаторах на основе поверхностных волн. В частности, как показано в работе [9], резонансные эффекты в структурах с зазором обусловлены возбуждением стоячих волн медленных поверхностных поляритонов, что приводит к существенному усилению поля и формированию устойчивых резонансных состояний.

Выводы

В результате исследования двумерного резонатора, состоящего из двух пластин средой которых является карбид кремния 6H-SiC, выявлены характерные особенности формирования резонансных состояний и локализации электромагнитного поля в инфракрасном диапазоне длин волн.

Анализ частотных зависимостей нормированного поперечника рассеяния и компоненты поля H_z в точке $(b, \pi/2)$ показал наличие выраженных резонансных максимумов, положение и амплитуда которых существенно зависят от расстояния между пластинами резонатора, геометрических параметров структуры.

Исследование распределений ближнего поля компоненты поля H_z показало, что для всех рассмотренных случаев характерна выраженная локализация электромагнитного поля в зазоре между пластинами. Наблюдаются связанные резонансные моды, обусловленные сильным ближнепольным взаимодействием пластин. Показано, что в исследуемой структуре возможно усиление поля до ~160 раз.

Таким образом, резонатор на основе 6H-SiC представляет собой перспективную платформу для управления и локализации электромагнитного поля в ИК-диапазоне. Благодаря высокой чувствительности к параметрам среды и возможности значительного усиления поля, такие структуры могут быть использованы в задачах сенсорики и нанофотоники.

Литература

1. Климов В.В. Наноплазмоника. –М.: Физмалит. 2009. 480 с.
2. Агранович В. М., Миллс Л. Поверхностные поляритоны: электромагнитные волны на поверхностях и границах сред. М.: Наука, 1985. 525с.
3. Аняутин А. П. Плазмонные резонансы в квадратной и прямоугольной нанопластинах из благородных металлов // Радиотехника и электроника. – 2020. – Т. 65. – №. 2. – С. 128-134.
4. She H. Y. et al. Enhanced backscattering by multiple nanocylinders illuminated by TE plane wave //Journal of Applied Physics. – 2008. – Т. 104. – №.6
5. Søndergaard T., Bozhevolnyi S. I. Strip and gap plasmon polariton optical resonators //physica status solidi (b). – 2008. – Т. 245. – №. 1. – С. 9-19.

6. Taliercio T., Biagioni P. Semiconductor infrared plasmonics // *Nanophotonics*. 2019. V. 8. №. 6. P. 949–990.
7. Guo, Jianfeng, et al. "Gold nanoparticles enlighten the future of cancer theranostics." *International journal of nanomedicine* (2017): 6131-6152.
8. Optical properties of single infrared resonant circular microcavities for surface phonon polaritons / T. Wang et al. // *Nano letters*. – 2013. – Vol. 13, no. 11. – P. 5051-5055.
9. Аняутин Н.Д. Возбуждение плазмонов цилиндрической электромагнитной волной на пластине из карбида кремния // *Всероссийские открытые Арmandовские чтения: Современные проблемы дистанционного зондирования, радиолокации, распространения и дифракции волн*. – 2024. – №. 1. – С. 158-166.
10. Аняутин, Н.Д. Возбуждение резонансов плазмонов в InGaAs пластине плоской электромагнитной волной // *Международная Байкальская молодежная научная школа по фундаментальной физике. Взаимодействие полей и излучения с веществом*. 2024. – С. 246-248
11. Марков Г.Т., Чаплин. А.Ф. Возбуждение электромагнитных волн. – Москва, Ленинград: Энергия. – 1967. – 376 с.
12. Кюркчан А.Г., Смирнова Н.И. Математическое моделирование в теории дифракции с использованием априорной информации об аналитических свойствах решения. – Москва: Медиа Паблишер, 2014. – 226 с
13. Аняутин А.П., Кюркчан А.Г., Минаев С.А. Модифицированный метод дискретных источников // *Радиотехника и электроника*. – 2002. – Т. 47. – №. 8. – С. 955-960.