

DOI: <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.12.2>

УДК: 530.182

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ КРАЕВЫХ ЭФФЕКТОВ НА СВОЙСТВА ПЛАЗМОННЫХ МОД В ГРАФЕНОВОЙ МИКРОЛЕНТЕ

О.В. Полищук, К.В. Машинский, В.В. Попов, Д.В. Фатеев

Саратовский филиал ИРЭ им. В.А. Котельникова РАН
410019, Саратов, ул. Зеленая 38

Статья поступила в редакцию 28 ноября 2023 г

Аннотация. В работе теоретически исследовано возбуждение плазмонных мод в графеновой микроленте падающей терагерцевой электромагнитной волной. Проблема исследована в трехмерной постановке задачи с учетом влияния краевых эффектов на концах графеновой микроленты методом интегрального уравнения, разрабатываемого авторами. Исследовано влияние длины ленты (при ее постоянной ширине) на свойства основной плазмонной моды. Сформулированы критерии выбора упрощенного двумерного или полного трехмерного электродинамических подходов для исследования свойств плазмонных мод в графеновых микролентах.

Ключевые слова: плазмон, терагерцевое излучение, графен.

Финансирование: Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 22-19-00611.

Автор для переписки: Фатеев Денис Васильевич, fateevdv@yandex.ru

Введение

Плазмонные эффекты в графеновых структурах находят полезные применения в современной терагерцевой (ТГц) оптоэлектронике [1-3]. Основные применения ТГц плазмонов в графене связаны с детектированием ТГц излучения [4-6], локализацией ТГц полей на масштабах меньших длины ТГц волны [7, 8], усилением ТГц плазмонов в графене с инверсией носителей заряда [9-11], созданием графеновых плазмонных метаматериалов [12, 13], дрейфовыми неустойчивостями плазмонов в графене [14, 15] и др.

Теоретические исследования ТГц плазмонных эффектов в графене, в основном, рассматриваются в двумерной постановке задачи в предположении однородности задачи в направлении, перпендикулярном распространению плазмона [16, 17]. Двумерная постановка задачи значительно упрощает решения электродинамических задач.

Двумерный электродинамический подход правомерен, если поперечный к направлению распространения плазмона размер структуры значительно превышает длину волны плазмона, что часто реализуется в реальных плазмонных структурах на основе полупроводниковых гетероструктур. При типичной микронной длине волны плазмона в ТГц диапазоне частот, поперечный размер полупроводниковых гетероструктур может достигать нескольких миллиметров [18]. В то же время, размеры создаваемых графеновых плазмонных структур определяются размерами получаемых графеновых чешуек, и, часто сопоставимы с длиной волны плазмона. При этом возбуждение плазмонов внешней ТГц волной осуществляется с помощью дополнительных антенн [19]. В структурах таких малых размеров влияние краевых эффектов рассеянного поля на плазмонный отклик графеновой структуры может стать довольно значительным, а возможно и доминирующим. Для учета таких краевых эффектов необходимо решать задачу в трехмерной постановке.

В данной работе теоретически исследуется влияние ограничения длины графеновой ленты на свойства плазмонной моды при ее возбуждении падающей ТГц волной.

Исследуемая структура и метод решения.

Рассматриваемая структура представляет собой графеновую микроленту длиной l в направлении оси y и шириной w в направлении оси x . Микролента расположена на плоской границе раздела двух полубесконечных диэлектрических сред 1 и 2 с разными диэлектрическими проницаемостями ε_1 и ε_2 . Из среды 1 ($z > 0$) на графеновую микроленту нормально (к границе раздела сред 1 и 2) падает электромагнитная волна, электрическое поле которой линейно поляризовано вдоль ширины микроленты w (вдоль оси x). Ширина микроленты w гораздо меньше длины падающей ТГц волны. Падающая волна рассеивается на графеновой ленте и индуцирует как уходящие от ленты волны, так и эванесцентные поля с большими волновыми числами в плоскости графена. Эти эванесцентные поля возбуждают плазмонные моды в графене.

Задача о рассеянии падающей электромагнитной волны на графеновой микроленте решается с помощью самосопряженного электродинамического метода, основанного на решении интегральных уравнений для плотности плазмонных электрических токов в графеновой микроленте [20]. В рамках указанного метода электрический ток в графене описывается проводимостью вида [21]. На первом этапе метода уравнения Максвелла и граничные условия записывались в фурье-представлении, при этом все поля и токи раскладываются в интегралы Фурье по двум пространственным координатам (x и y). На втором этапе с использованием закона Ома в графене формируется система интегральных уравнений, относительно плотностей осциллирующих компонент тока J_x и J_y в графене. Далее, полученная система интегральных уравнений преобразуется в бесконечную систему линейных алгебраических уравнений с помощью процедуры Галеркина, для чего компоненты плотности тока раскладываются в ряды по ортогональным полиномам Лежандра. Разложения токов в ряды обрезаются с использованием N полиномов, достаточных для достижения заданной точности численного решения. Полученная конечная система линейных алгебраических уравнений относительно коэффициентов

разложения компонент токов по полиномам Лежандра решалась численно. Для достижения погрешности метода 1% в основном плазмонном резонансе требуется учитывать 16 полиномов ($N = 16$). Вычисленные коэффициенты разложения позволяют определить компоненты плотности тока в графене, электрические и магнитные поля в любой точке структуры, а также сечение поглощения графеновой ленты.

Результаты и их обсуждение

Полагалось, что энергия Ферми в графене равна 150 мэВ, время релаксации импульса носителей заряда равна 2 пс при температуре 300 К. Диэлектрические проницаемости окружающих сред составляли $\varepsilon_1 = 1$ и $\varepsilon_2 = 4$, что соответствует типичным параметрам графеновых плазмонных структур.

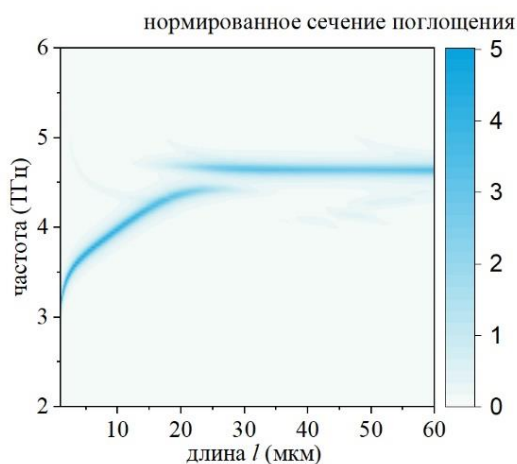


Рис. 1. Спектр сечения поглощения графеновой микроленты, нормированного на ее геометрическую площадь, в зависимости от длины микроленты l .

Влияние краевых эффектов поля на частоту основного плазмонного резонанса исследовано при заданной ширине микроленты $w = 1$ мкм и различных длинах ленты l . Рисунок 1 демонстрирует спектр сечения поглощения графеновой ленты изменении длины l микроленты от 1 мкм до 60 мкм вблизи основного плазмонного резонанса. Электрическое поле падающей ТГц волны, поляризованное поперек графеновой микроленты, приводит к плазменным колебаниям носителей заряда в графене преимущественно поперек микроленты (вдоль ширины микроленты w). При этом основная плазмонная мода

возбуждается наиболее эффективно, поскольку она имеет самый большой дипольный момент. Из рисунка 1 видно, что при увеличении длины микроленты l , частота основного плазмонного резонанса сначала растет, а затем выходит на насыщение вблизи $l = 30$ мкм (что соответствует аспектному отношению сторон микроленты 30:1). Поскольку ширина микроленты w не меняется на рис. 1, то основное влияние на частоту резонанса оказывают краевые эффекты, связанные с конечной длиной микроленты.

Рассмотрим ленту с малым аспектным соотношением сторон 5:1 (рис. 2). В рассматриваемом диапазоне частот внешняя волна возбуждает два резонанса (рис. 2а). Резонанс на частоте 3.7 ТГц соответствует возбуждению основной плазмонной моды, в которой колебания заряда в графене совершаются преимущественно поперек микроленты. Вычисленные компоненты плотности электрического тока на частоте основного резонанса 3.7 ТГц (рис. 2б, г) соответствуют дипольному колебанию по ширине микроленты (вдоль оси x).

Поля, выходящие за геометрическую ширину микроленты, увеличивают эффективную ширину плазмонного резонатора [22], что понижает резонансную частоту по сравнению с частотой, вычисленной из дисперсии плазмона в модели идеально отражающих стенок плазмонного резонатора

$$\omega = \frac{e}{\hbar} \sqrt{\frac{E_F}{\pi \epsilon_0 (\epsilon_1 + \epsilon_2)}} |\mathbf{k}|, \quad (1)$$

где e – заряд электрона, E_F – энергия Ферми электронов в графене, \mathbf{k} – волновой вектор плазмона. Модель идеально отражающих стенок резонатора дает частоту дипольного резонанса 5.6 ТГц при величине волнового вектора основной дипольной моды $k_x = \pi / w$ и $k_y = 0$.

При конечной длине графеновой микроленты на собственную частоту плазмонной моды влияние также оказывают краевые эффекты на концах графеновой микроленты. Эти эффекты наиболее сильно проявляются при малом аспектном отношении сторон, и они при этом приводят к росту плотности электрического тока на концах графеновой микроленты (рис. 2б,г). Данный

эффект дополнительно понижает частоту резонанса в графеновых микролентах с малым аспектным отношением сторон (см. рис. 1 при малых l). Дисперсия плазмона в графене (1) позволяет оценить эффективную ширину плазмонного резонатора, учитывающую выход поля за границы графеновой ленты, зная частоту резонанса. Эффективная ширина плазмонного резонатора w_{eff} для основной плазмонной моды в графеновой микроленте с аспектным отношением сторон 5:1 равна $w_{eff} = 2.3w$.

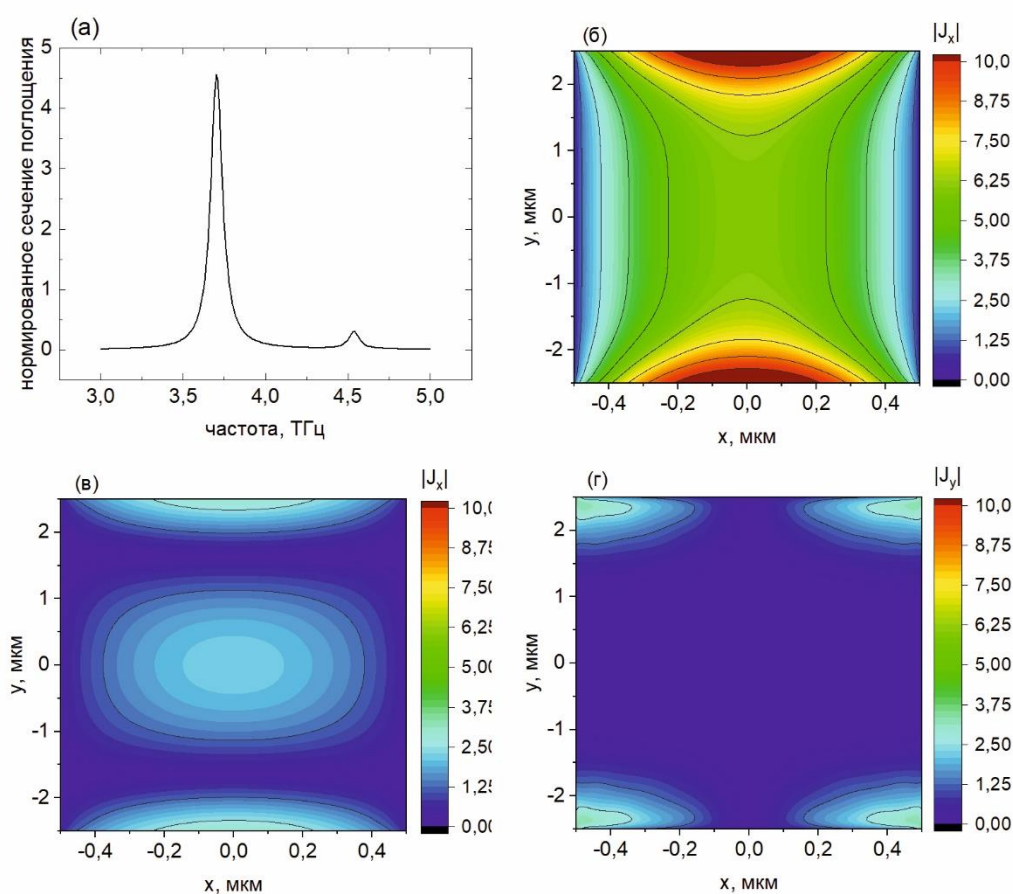


Рис. 2. Спектр сечения поглощения для короткой ленты при $l = 5$ мкм и $w = 1$ мкм, нормированного на ее геометрическую площадь (а). Распределение амплитуд компонент плотности осциллирующего электрического тока $|J_x|$ (б) и $|J_y|$ (г) в графеновой микроленте при $l = 5$ мкм и $w = 1$ мкм на частоте 3.7 ТГц. Распределение амплитуды x -компоненты плотности осциллирующего электрического тока $|J_x|$ в графеновой микроленте при $l = 5$ мкм и $w = 1$ мкм на частоте высшей плазмонной моды 4.55 ТГц (в).

Помимо возбуждения основной плазмонной моды в графеновой микроленте с малым аспектным отношением сторон возбуждается высшая плазмонная мода. В этой моде, в которой наряду с колебаниями носителей заряда вдоль направления электрического поля падающей ТГц волны (вдоль оси x), носители заряда колеблются также в y -направлении вдоль ленты l . На рис. 2а эта мода резонирует на частоте 4.55 ТГц, а распределение амплитуды колебаний x -компоненты плотности электрического тока $|J_x|$ в графеновой микроленте этой моды показано на рис. 2в. Наличие двух узлов стоячей волны в направлении y означает, что эта гибридная плазмонная мода сочетает в себе как основное дипольное колебание зарядов в направлении x , так и колебание зарядов в y -направлении, дипольный момент которого в y -направлении равен нулю. Обычно такие моды не могут быть возбуждены падающей электромагнитной волной, но в данном случае такая мода возбуждается в результате пространственного ограничения графеновой микроленты сразу в двух перпендикулярных направлениях в плоскости микроленты. Волновое число гибридной моды, показанной на рис. 2в, в y -направлении близко к величине $k_y \approx 2\pi / l$.

Рассмотрим основную плазмонную моду в длинной микроленте с аспектным отношением сторон 35:1 (рис. 3). Исследуя трансформацию плотности тока при увеличении длины графеновой ленты l , можно заметить, что при выходе частоты основной плазмонной моды на плато при длинных микролентах (при аспектном отношении сторон больше 30:1), влияние концов микроленты значительно ослабляется (рис 3б). Оценка эффективной ширины микроленты в модели (1) дает $w_{eff} = 1.48w$. В длинной графеновой микроленте гибридные плазмонные моды с колебаниями заряда в обоих перпендикулярных направлениях исчезают. Дело в том, что при увеличении длины ленты l , y -компонента волнового вектора гибридной моды $k_y = 2p_y\pi / l$ (где p_y – целое число) стремится к нулю. Это приводит к тому, что все высшие гибридные моды становятся практически неотличимыми от основной плазмонной моды

(т.е., происходит вырождение основной дипольной и высших гибридных плазмонных мод). Критерием такого вырождения может служить превышение длины графеновой микроленты l над длиной волны основной дипольной плазмонной моды $\lambda \approx 2w_{eff}$ на порядок величины. Для ленты с аспектным отношением сторон 35:1 длина волны основной дипольной плазмонной моды составляет $\lambda \approx 3$ мкм.

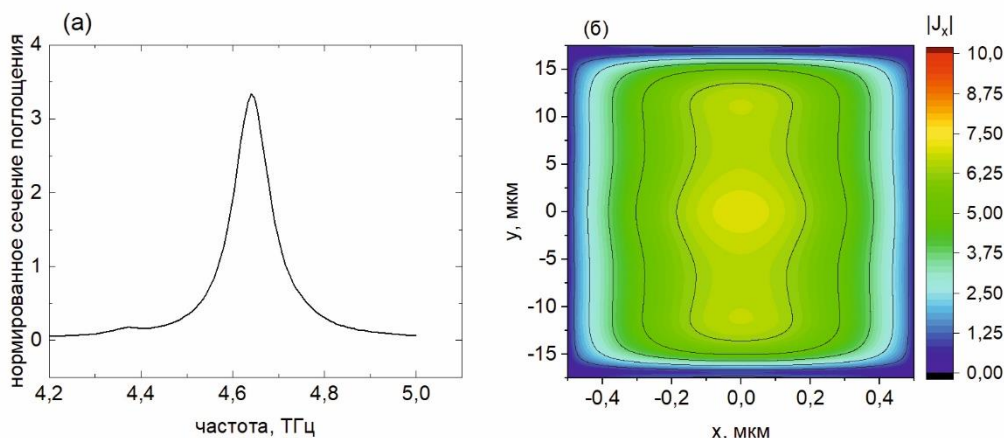


Рисунок 3. Спектр сечения поглощения для длинной графеновой микроленты при $l = 35$ мкм и $w = 1$ мкм, нормированного на ее геометрическую площадь (а). Распределение амплитуды компоненты плотности осциллирующего электрического тока $|J_x|$ в графеновой микроленте при $l = 35$ мкм и $w = 1$ мкм на частоте 4.65 ТГц (б).

Заключение

Таким образом, в работе исследовано влияние краевых эффектов на концах графеновой микроленты на свойства основной поперечной дипольной плазмонной моды и порождаемого этой модой семейства высших гибридных плазмонных мод. Выяснено, что в микролентах с малым аспектным отношением сторон рассеяние полей плазмона на концах микроленты приводит к значительному понижению частоты основной плазмонной моды. В микролентах с малым аспектным отношением сторон необходимо учитывать плазменные колебания, возбуждаемые вдоль длины микроленты, даже если внешняя ТГц волна поляризуется микроленту строго поперек микроленты. В длинных графеновых микролентах с аспектным отношением сторон больше чем 30:1 частота основного плазмонного резонанса не зависит от длины ленты, а

семейство высших гибридных плазмонных мод оказывается вырожденным с основной дипольной плазмонной модой.

Финансирование: Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 22-19-00611.

Литература

1. Bhardwaj S. et al. Numerical analysis of terahertz emissions from an ungated HEMT using full-wave hydrodynamic model //IEEE Transactions on Electron Devices. – 2016. – Т. 63. – №. 3. – С. 990-996. <https://doi.org/10.1109/TED.2015.2512912>
2. Grigorenko A.N., Polini M., Novoselov K.S. Graphene plasmonics //Nature photonics. – 2012. – Т. 6. – №. 11. – С. 749-758. <http://dx.doi.org/10.1038/nphoton.2012.262>
3. Huang S. et al. Graphene plasmonics: physics and potential applications //Nanophotonics. – 2016. – Т. 6. – №. 6. – С. 1191-1204. <https://doi.org/10.1515/nanoph-2016-0126>
4. Koppens F.H.L. et al. Photodetectors based on graphene, other two-dimensional materials and hybrid systems //Nature nanotechnology. – 2014. – Т. 9. – №. 10. – С. 780-793. <http://dx.doi.org/10.1038/nnano.2014.215>
5. Fateev D.V., Mashinsky K.V., Popov V.V. Terahertz plasmonic rectification in a spatially periodic graphene //Applied Physics Letters. – 2017. – Т. 110. – №. 6. <https://doi.org/10.1063/1.4975829>
6. Gayduchenko I. et al. Tunnel field-effect transistors for sensitive terahertz detection //Nature communications. – 2021. – Т. 12. – №. 1. – С. 543. <https://doi.org/10.1038/s41467-020-20721-z>
7. Davoyan A.R., Popov V.V., Nikitov S.A. Tailoring terahertz near-field enhancement via two-dimensional plasmons //Physical review letters. – 2012. – Т. 108. – №. 12. – С. 127401. <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRevLett.108.127401>

8. Fu Z. et al. From waveguiding to spatial localization of THz waves within a plasmonic metallic grating //IEEE Journal of selected topics in quantum electronics. – 2008. – Т. 14. – №. 2. – С. 486-490. <https://doi.org/10.1109/JSTQE.2008.917032>
9. Dubinov A.A. et al. Terahertz surface plasmons in optically pumped graphene structures //Journal of Physics: Condensed Matter. – 2011. – Т. 23. – №. 14. – С. 145302. <https://doi.org/10.1088/0953-8984/23/14/145302>
10. Davoyan A.R. et al. Graphene surface emitting terahertz laser: diffusion pumping concept //Applied Physics Letters. – 2013. – Т. 103. – №. 25. <https://doi.org/10.1063/1.4850522>
11. Fateev D.V. et al. Terahertz lasing with weak plasmon modes in periodic graphene structures //Physical Review Applied. – 2021. – Т. 15. – №. 3. – С. 034043. <https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.15.034043>
12. Ju L. et al. Graphene plasmonics for tunable terahertz metamaterials //Nature nanotechnology. – 2011. – Т. 6. – №. 10. – С. 630-634. <https://doi.org/10.1038/nnano.2011.146>
13. Morozov M.Y., Popov V.V., Fateev D.V. Electrically controllable active plasmonic directional coupler of terahertz signal based on a periodical dual grating gate graphene structure //Scientific Reports. – 2021. – Т. 11. – №. 1. – С. 11431. <https://doi.org/10.1038/s41598-021-90876-2>
14. Svintsov D. Emission of plasmons by drifting Dirac electrons: A hallmark of hydrodynamic transport //Physical Review B. – 2019. – Т. 100. – №. 19. – С. 195428. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.100.195428>
15. Moiseenko I.M., Popov V.V., Fateev D. V. Terahertz plasmon amplification in a double-layer graphene structure with direct electric current in hydrodynamic regime //Physical Review B. – 2021. – Т. 103. – №. 19. – С. 195430. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.103.195430>
16. Zabolotnykh A.A., Volkov V.A. Interaction of gated and ungated plasmons in two-dimensional electron systems //Physical Review B. – 2019. – Т. 99. – №. 16. – С. 165304. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.99.165304>

17. Mikhailov S.A., Savostianova N.A. Microwave response of a two-dimensional electron stripe //Physical Review B. – 2005. – Т. 71. – №. 3. – С. 035320. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.71.035320>
18. Маремьянин К.В. и др. Широкоапертурный детектор терагерцового излучения на основе транзисторной структуры GaAs/InGaAs со щелевым решеточным затвором большой площади // Письма в Журнал технической физики. – 2010. – Т. 36. – №. 8. – С. 39-47.
19. Boubanga-Tombet S. et al. Room-temperature amplification of terahertz radiation by grating-gate graphene structures //Physical Review X. – 2020. – Т. 10. – №. 3. – С. 031004. <https://doi.org/10.1103/PhysRevX.10.031004>
20. Mashinsky K.V., Popov V.V., Fateev D.V. Complete electromagnetic consideration of plasmon mode excitation in graphene rectangles by incident terahertz wave // Research Square. – 2023. <https://doi.org/10.21203/rs.3.rs-3639194/v1>.
21. Jang M.S. et al. Tunable large resonant absorption in a midinfrared graphene Salisbury screen //Physical Review B. – 2014. – Т. 90. – №. 16. – С. 165409. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.90.165409>
22. Popov V.V. et al. The resonant terahertz response of a slot diode with a two-dimensional electron channel //Semiconductors. – 2005. – Т. 39. – С. 142-146. <https://doi.org/10.1134/1.1852665>

Для цитирования:

Полищук О.В., Машинский К.В., Попов В.В., Фатеев Д.В. Исследование влияния краевых эффектов на свойства плазмонных мод в графеновой микроленте. // Журнал радиоэлектроники. – 2023. – №. 12. <https://doi.org/10.30898/1684-1719.2023.12.2>