

УДК 535.36:534.23

ОБ ОПТИМАЛЬНЫХ УСЛОВИЯХ ГЕНЕРАЦИИ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОН-ПОЛЯРИТОНОВ ТЕРАГЕРЦЕВОГО ДИАПАЗОНА МЕТОДОМ ДИФРАКЦИИ НА КРАЮ

© 2025 г. П. А. Никитин^{a, *}, В. В. Герасимов^{b, c, **}, А. Г. Лемзяков^{c, d}

^aНаучно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва, 117342 Россия

^bНовосибирский государственный университет, Новосибирск, 630090 Россия

^cИнститут ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск, 630090 Россия

^dЦКП “СКИФ” института катализа им. Г.К. Борескова СО РАН, Новосибирск, 630090 Россия

*e-mail: nikitin.pavel.a@gmail.com

**e-mail: v.v.gerasimov3@gmail.com

Поступила в редакцию 25.11. 2024 г.

После доработки 14.01.2025 г.

Принята к публикации 14.01.2025 г.

Приведены результаты экспериментального исследования генерации поверхностных плазмон-поляритонов терагерцевого диапазона. Для генерации был использован метод дифракции на краю, когда пучок излучения фокусировался на границу раздела металл–диэлектрик. Установлено, что при нормальном падении пучка эффективность генерации плазмон-поляритонов максимальна, а полуширина зависимости эффективности генерации от угла падения излучения в плоскости образца составила $6.0^\circ \pm 0.5^\circ$. Показано, что эффективность генерации имеет максимум при определенном смещении центра пучка падающего излучения относительно границы раздела металл–диэлектрик. Полуширина этого максимума составила 590 ± 50 мкм, что в пределах погрешности согласуется с теорией.

Ключевые слова: поверхностный плазмон-поляритон, терагерцевое излучение, метод дифракции на краю, эффективность генерации.

DOI: 10.31857/S1028096025040127, EDN: FCRHLQ

ВВЕДЕНИЕ

Поверхностные плазмон-поляритоны (далее плазмон-поляритоны) представляют собой особый вид неизлучающих поверхностных электромагнитных волн [1]. Свойства этих волн хорошо изучены в видимом и среднем инфракрасном диапазонах, где они нашли широкое применение [2, 3]. Исследования плазмон-поляритонов терагерцевого (ТГц) диапазона начались относительно недавно, так как источники и чувствительные приемники ТГц-излучения были созданы лишь во второй половине прошлого века [4, 5]. В теоретических работах [6, 7] было показано, что длина распространения таких плазмон-поляритонов должна составлять десятки метров, что на несколько порядков больше, чем в видимом диапазоне,

где длина распространения имеет микронный масштаб [8]. Однако в экспериментах было установлено, что длина распространения плазмон-поляритонов ТГц-диапазона (длина волны $\lambda = 118.8$ мкм) составляет лишь десятки сантиметров [9]. Для уменьшения радиационных потерь, связанных с неоднородностью поверхности, используют диэлектрические покрытия, позволяющие в несколько раз увеличить длину распространения [10]. Тем не менее возможность распространения плазмон-поляритонов ТГц-диапазона на значительные расстояния позволяет говорить о перспективности использования волн этого типа в устройствах связи следующего поколения [11, 12], а планарность структур обеспечит компактность и энергоэффективность таких устройств [13, 14].

Для генерации плазмон-поляритонов существует множество методов. Наиболее известными являются схемы Отто и Кречмана, в которых элементом согласования поверхностных и объемных электромагнитных волн является призма [15, 16]. Однако эти методы применимы, лишь когда длина распространения плазмон-поляритонов достаточно мала и составляет порядка длины волны излучения. Это связано с тем, что элемент согласования работает и в обратную сторону, преобразуя сгенерированные плазмон-поляритоны в объемное излучение. Другим методом является применение дифракционных решеток на поверхности образца [17]. Решетки могут быть сформированы в виде микрорельефа или с помощью ультразвуковой волны [18]. Важно отметить, что практическое применение этого метода затруднено селективностью генерации плазмон-поляритонов по длине волны на решетке с заданным периодом, а также значительными потерями при распространении плазмон-поляритонов по решетке и при их переходе из области решетки на гладкий участок поверхности. Наконец, наиболее простым, эффективным и малодисперсным методом для генерации плазмон-поляритонов оказался метод дифракции на краю, когда излучение фокусируется на ребро проводящей поверхности [19]. В [20] было показано, что в этом случае эффективность генерации на ТГц-частотах составляет $60 \pm 15\%$ при теоретической оценке максимальной эффективности 80% . В указанной работе для генерации плазмон-поляритонов выбирали простейшую геометрию, когда сфокусированный пучок падал по нормали к торцу образца, а положение фокального пятна по отношению к ребру образца определяли по максимуму сигнала. Более детально нахождение оптимального положения и угла падения в работе не исследовали. Подобные работы в литературе также не найдены.

Целью настоящего исследования был поиск оптимальных условий генерации плазмон-поляритонов ТГц-диапазона методом дифракции на краю, а также определение диапазонов основных параметров, при которых данный метод реализуется достаточно эффективно.

ТЕОРЕТИЧЕСКИЙ АНАЛИЗ

В рамках простейшей модели исходный пучок излучения падает по нормали на торец образца, представляющего собой трехслойную структуру: металл—диэлектрическое покрытие—воздух. Волновой вектор падающей волны направлен вдоль металлизированной поверхности, а ее пучок имеет гауссов профиль и p -поляризацию. Как показано в [20], для эффективной генерации плазмон-поля-

ритонов пучок излучения должен быть сфокусирован, чтобы удовлетворить условию максимального перекрытия полей падающей волны E_z^{inc} и плазмон-поляритона E_z^{SPP} над поверхностью проводника (рис. 1). К тому же в фокальной плоскости продольная составляющая волнового вектора падающей волны наиболее близка к волновому вектору плазмон-поляритона, что позволяет при незначительной добавке волнового вектора, возникающего на краю проводника, наиболее эффективно удовлетворить условию сохранения импульса. Согласно экспериментальным данным, поле сгенерированного плазмон-поляритона в ТГц-диапазоне локализовано внутри металла на глубину порядка 0.25 мкм [21], тогда как глубина проникновения в воздух может составлять от нескольких сотен микрометров до миллиметров в зависимости от длины волны и параметров диэлектрического покрытия [22, 23].

Для приближенной оценки эффективности генерации методом дифракции на краю используют классическое выражение, в котором определяющее значение имеет интеграл перекрытия поля падающего пучка и поля плазмон-поляритона. Поскольку точное аналитическое решение получить не удастся, приведем основные известные результаты [20]. Установлено, что эффективность генерации плазмон-поляритона зависит как от толщины диэлектрического по-

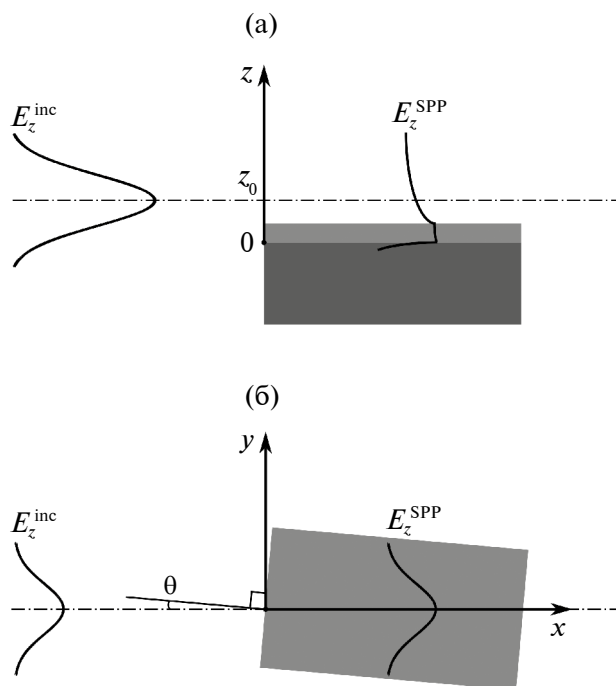


Рис. 1. Схема генерации плазмон-поляритонов методом дифракции на краю: а — вид сбоку; б — вид сверху.

крытия, так и от расстояния z_0 от центра пучка до металлизированной поверхности образца. Важно отметить, что и в том, и в другом случае зависимость имеет один максимум. Расчеты при длине волны 141 мкм показывают, что для покрытия из сульфида цинка (ZnS), который является диэлектриком в ТГц-диапазоне [24], и подложки из Au оптимальной является толщина покрытия около 0.5 мкм; центр пучка излучения должен быть смещен примерно на 300 мкм от металлизированной поверхности образца в сторону воздушной области.

На рис. 2 приведены результаты моделирования зависимости эффективности генерации плазмон-поляритона от расстояния от центра пучка до металлизированной поверхности образца для диэлектрического покрытия из ZnS толщиной 1.75 мкм при длине волны излучения 131 мкм, на которой были выполнены эксперименты в настоящей работе. Предполагали, что пучок ТГц-излучения дополнительно фокусировался, а ширина перетяжки (расстояние от оси пучка, на котором интенсивность уменьшается в e^2 раз) составляла 450 мкм, как и в [20].

При сравнении результатов на рис. 2 с данными [20] для толщин покрытия 0.7 и 1 мкм видно, что оптимальное расстояние z_0 уменьшается с увеличением толщины диэлектрического покрытия. Это связано с тем, что поле плазмон-поляритона больше локализуется вблизи поверхности, а для наибольшей эффективности его генерации поле падающего излучения должно как можно слабее отличаться от поля плазмон-поляритона.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

В ходе исследований использовали излучение Новосибирского лазера на свободных электронах с длиной волны $\lambda = 131$ мкм. Схема экспериментальной установки приведена на рис. 3. Для отклонения и фокусировки пучка ТГц-излучения применяли систему из плоского и цилиндрического зеркал. Образец представлял собой стеклянную подложку, покрытую методом магнетронного распыления непрозрачным слоем золота толщиной 300 нм, поверх которого методом электронно-лучевого испарения было нанесено диэлектрическое покрытие из ZnS толщиной 1.76 мкм. Диэлектрическое покрытие было необходимо для повышения эффективности генерации плазмон-поляритонов и уменьшения их потерь на неоднородностях и шероховатостях поверхности [22]. Так как при генерации методом дифракции на краю возникают паразитные объемные волны, для экранирования было использо-

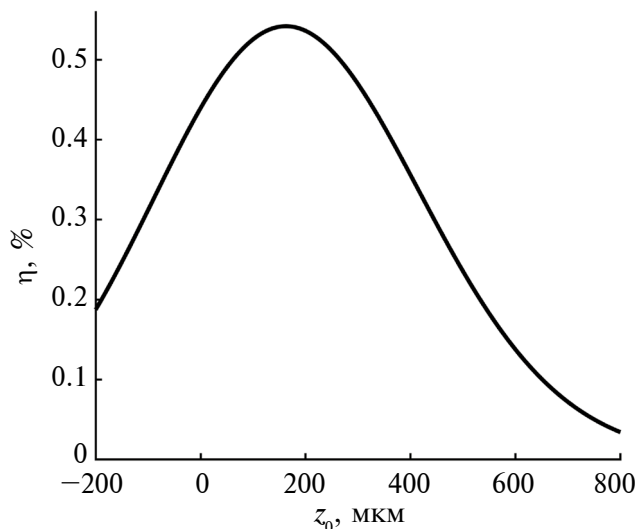


Рис. 2. Теоретическая зависимость эффективности генерации плазмон-поляритонов ТГц-диапазона от положения центральной части пучка падающего излучения.

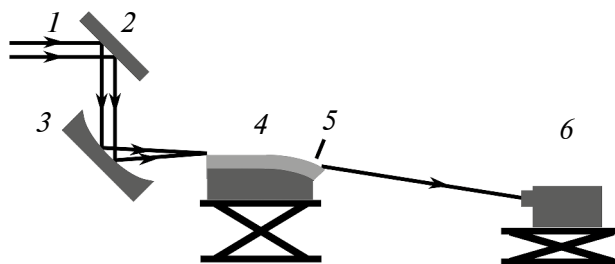


Рис. 3. Схема экспериментальной установки: 1 — пучок ТГц-излучения; 2 — плоское зеркало; 3 — цилиндрическое зеркало; 4 — образец; 5 — экран; 6 — приемник излучения.

вано пространственное разделение плазмон-поляритонов и паразитных объемных волн за счет скругления поверхности образца примерно на 15° от входной плоскости. Также для дополнительной защиты от паразитных засветок на выходной части образца был установлен непрозрачный экран из пороллона на расстоянии 2 мм от поверхности образца. Образец был расположен на вертикальном трансляторе, снабженном поворотным столиком. Транслятор использовали для изменения положения ребра образца по отношению к сфокусированному пучку (расстояние z_0), а поворотный столик — для изменения угла наклона θ волнового вектора падающей волны по отношению к нормали торца образца. В качестве приемника излучения применяли оптоакустический детектор — ячейку Голя (Tydex) совместно с синхронным детектором SR-830 (Stanford Research). Для детектирования излучения интенсивность исходного ТГц-пучка модулировали с помощью

механического обтюлятора, а поляризацию задавали с помощью литографического поляризатора.

Чтобы подтвердить, что приемник детектирует именно плазмон-поляритоны, были проведены два дополнительных эксперимента. Во-первых, изменяли поляризацию ТГц-пучка. Установлено, что интенсивность детектируемого излучения определялась только p -составляющей. Во-вторых, на небольшой участок вблизи выхода образца вдоль поверхности дополнительно размещали лист бумаги толщиной 20 мкм и длиной около 2 см. В этом случае сигнал на приемнике становился на уровне шума. Оба этих эксперимента подтвердили плазмонную, а не паразитную природу регистрируемого сигнала с приемлемым соотношением сигнал/шум.

РЕЗУЛЬТАТЫ И ИХ ОБСУЖДЕНИЕ

Полученная зависимость интенсивности I_{SPP} плазмон-поляритона от расстояния z_0 от центра пучка до металлизированной поверхности образца приведена на рис. 4. Для удобства она была нормирована на максимальное значение $\max(I_{\text{SPP}})$, а также по оси абсцисс отложено отклонение z_0 от оптимального положения $z_0^{(\text{opt})}$. Полуширина данной зависимости составила $\Delta z_0 = 590 \pm 50$ мкм. Это значение в пределах погрешности совпадает с оценкой 600 мкм, полученной выше в теоретической части работы (рис. 2). Данный результат подтверждает, что интенсивность плазмон-поляритонов при генерации методом дифракции на краю определяется интегралом перекрытия поля плазмон-поляритонов и поля падающего излучения.

Зависимость интенсивности плазмон-поляритонов от угла падения пучка излучения (рис. 5) также имеет максимум. Наибольшая эффективность генерации плазмон-поляритонов наблюдалась при нормальном падении пучка излучения на образец, тогда как при отклонении угла наблюдался плавный спад эффективности генерации. Отметим, что полученная зависимость плавная, а ее полуширина составляет $\Delta\theta = 6.0^\circ \pm 0.5^\circ$.

Так как точной аналитической теории для нахождения эффективности генерации плазмон-поляритонов методом дифракции на краю, учитывающей угол наклона θ , не существует, можно предложить следующую интерпретацию угловой зависимости исходя из следующих простых соображений. При изменении угла падения излучения входное ребро образца уже не совпадает с фокальной плоскостью для падающего излучения. Поэтому волновой фронт падающего излучения

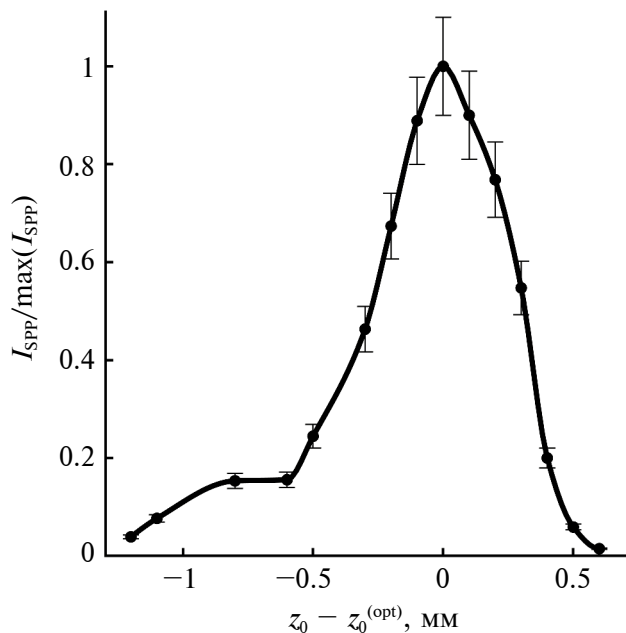


Рис. 4. Экспериментальная зависимость эффективности генерации плазмон-поляритонов ТГц-диапазона от положения центральной части пучка падающего излучения.

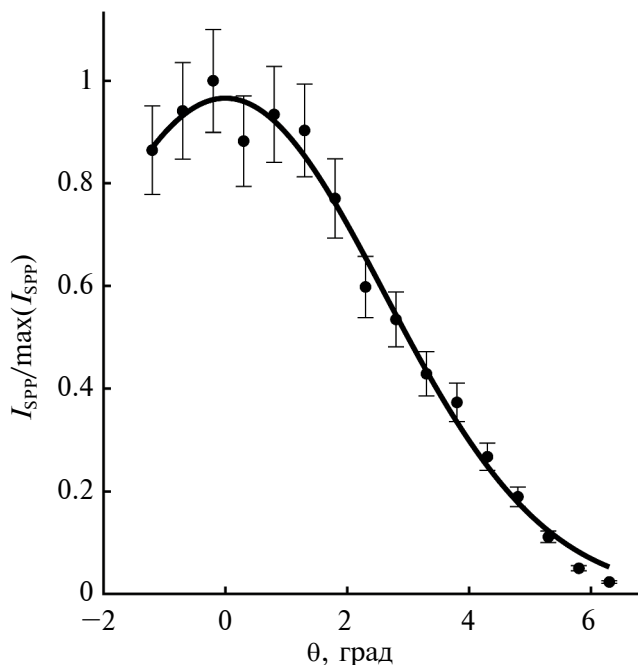


Рис. 5. Экспериментальная зависимость эффективности генерации плазмон-поляритонов ТГц-диапазона от угла падения пучка излучения.

уже не является плоским, что нарушает условия согласования волновых векторов плазмон-поляритонов и объемного излучения, а падение излучения под углом уменьшает плотность энергии генерируемых плазмон-поляритонов.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное исследование подтвердило теоретическую модель, согласно которой эффективность генерации плазмон-поляритонов ТГц-диапазона методом дифракции на краю определяется интегралом перекрытия полей исходного и генерируемого излучения, зависящего как от взаимного расположения сфокусированного излучения и ребра образца, так и от угла падения излучения по отношению к нормали торца образца. Полученные результаты свидетельствуют об отсутствии необходимости высокоточной юстировки при использовании этого метода генерации плазмон-поляритонов в ТГц-диапазоне, что еще раз подтвердило достоинство метода дифракции на краю как наиболее подходящего для применения в устройствах ТГц-плазмоники.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России в рамках государственного задания Научно-технологического центра уникального приборостроения РАН (НТЦ УП РАН). Результаты получены с использованием оборудования ЦКП НТЦ УП РАН, а также оборудования ЦКП “Сибирский центр синхротронного и терагерцового излучения” на базе уникальной научной установки “Новосибирский лазер на свободных электронах” в Институте ядерной физики СО РАН.

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы данной работы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Maier S.A. Plasmonics: Fundamentals and Applications. New York: Springer, 2007. 224 p. <https://doi.org/10.1007/0-387-37825-1>
2. Liang Y., Koshelev K., Zhang F., Lin H., Lin S., Wu J., Jia B., Kivshar Y. // Nano Lett. 2020. V. 20. № 9. P. 6351. <https://doi.org/10.1021/acs.nanolett.0c01752>
3. Peale R.E., Figueiredo P.N., Phelps J.R., Chan K.C., Abdolvand R., Smith E.M., Vangala S. // Infrared Phys. Tech. 2022. V. 125. P. 104253. <https://doi.org/10.1016/j.infrared.2022.104253>
4. Gallerano G.P., Biedron S. // Proc. of the 2004 FEL Conf. 2004. P. 216. <https://accelconf.web.cern.ch/f04/papers/FRBIS02/FRBIS02.PDF>
5. Lewis R.A. // J. Phys. D. 2019. V. 52. № 43. P. 433001. <https://doi.org/10.1088/1361-6463/ab31d5>
6. Zhang X., Xu Q., Xia L., Li Y., Gu J., Tian Z., Ouyang C., Han J., Zhang W. // Adv. Photon. 2020. V. 2. № 1. P. 014001. <https://doi.org/10.1117/1.AP.2.1.014001>
7. Begley D.L., Alexander R.W., Ward C.A., Miller R., Bell R.J. // Surf. Sci. 1979. V. 81. № 2. P. 245. [https://doi.org/10.1016/0039-6028\(79\)90515-6](https://doi.org/10.1016/0039-6028(79)90515-6)
8. Suarez I., Ferrando A., Marques-Hueso J., Diez A., Abargues R., Rodriguez-Canto P., Martinez-Pastor J. // Nanophotonics. 2017. V. 6. № 5. P. 1109. <https://doi.org/10.1515/nanoph-2016-0166>
9. Koteles E.S., McNeill W.H. // Int. J. Infrared Millim. Waves. 1981. V. 2. P. 361. <https://doi.org/10.1007/BF01007040>
10. Steijn K.W., Seymour R.J., Stegeman G.I. // Appl. Phys. Lett. 1986. V. 49. P. 1151. <https://doi.org/10.1063/1.97450>
11. Huang W., Yang W., Yin Sh., Zhang W. // Results Phys. 2021. V. 31. P. 104985. <https://doi.org/10.1016/j.rinp.2021.104985>
12. Korobko D.A., Zolotovskii I.O., Moiseev S.G., Kadochkin A.S., Svetukhin V.V. // J. Opt. 2021. V. 24. № 1. P. 015002. <https://doi.org/10.1088/2040-8986/ac3c4f>
13. Ebadi S.M., Ortegren J. // OSA Advanced Photonics Congress (AP) 2020 (IPR, NP, NOMA, Networks, PVLED, PSC, SPPCom, SOF). 2020. P. NoTh3C.5. <https://doi.org/10.1364/NOMA.2020.NoTh3C.5>
14. Sun W., He Q., Sun S., Zhou L. // Light Sci. Appl. 2016. V. 5. P. e16003. <https://doi.org/10.1038/lsa.2016.3>
15. Mackay T.G., Faryad M. // Plasmonics. 2022. V. 17. P. 753. <https://doi.org/10.1007/s11468-021-01568-6>
16. Vinogradov A.P., Dorofeenko A.V., Pukhov A.A., Lisyansky A.A. // Phys. Rev. B. 2018. V. 97. № 23. P. 235407. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.235407>
17. Martl M., Darro J., Unterrainer K., Gornik E. // J. Opt. Soc. Am. B. 2009 V. 26. № 3. P. 554. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.26.000554>
18. Farhat M., Guenneau S., Bagci H. // Phys. Rev. Lett. 2013. V. 111. № 23. P. 237404. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.237404>
19. Stegeman G.I., Wallis R.F., Maradudin A.A. // Opt. Lett. 1983. V. 8. № 7. P. 386. <https://doi.org/10.1364/OL.8.000386>
20. Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Lemzyakov A.G., Azarov I.A. // Photonics. 2023. V. 10. № 8. P. 917. <https://doi.org/10.3390/photonics10080917>
21. Gerasimov V.V., Nikitin A.K., Lemzyakov A.G., Azarov I.A., Kotelnikov I.A. // Appl. Sci. 2023. V. 13. № 13. P. 7898. <https://doi.org/10.3390/app13137898>
22. Gerasimov V.V., Knyazev B.A., Lemzyakov A.G., Nikitin A.K., Zhizhin G.N. // J. Opt. Soc. Am. B. 2016. V. 33. № 11. P. 2196. <https://doi.org/10.1364/JOSAB.33.002196>
23. Kukotenko V.D., Gerasimov V.V. // Proc. SPIE. 2023. V. 12776. P. 1277607. <https://doi.org/10.1117/12.2687472>
24. Handbook of Optical Constants of Solids. Vol. 1. / Ed. Palik E.D. Cambridge, MA, USA: Academic Press, 2016. 824 p.

On Optimal Conditions for Generation of Terahertz Surface Plasmon-Polaritons by the End-Fire Coupling Technique

P. A. Nikitin^{1,*}, V. V. Gerasimov^{2,3,**}, A. G. Lemzyakov^{3,4}

¹*Scientific and Technological Centre of Unique Instrumentation RAS, Moscow, 117342 Russia*

²*Novosibirsk State University, Novosibirsk, 630090 Russia*

³*Budker Institute of Nuclear Physics SB RAS, Novosibirsk, 630090 Russia*

⁴*Shared Research Center “Siberian Ring Photon Source”, Boreskov Institute of Catalysis SB RAS, Novosibirsk, 630090 Russia*

*e-mail: nikitin.pavel.a@gmail.com

**e-mail: v.v.gerasimov3@gmail.com

The results of an experimental study of the generation of surface plasmon-polaritons in the terahertz range are presented. The end-fire coupling technique has been used for generation, when the beam is focused on the metal–dielectric interface. It has been found that at normal beam incidence, the efficiency of plasmon-polaritons generation is maximum, and the half-width of the dependence of the generation efficiency on the angle of radiation incidence in the sample plane is $6.0^\circ \pm 0.5^\circ$. It is shown that the generation efficiency has a maximum at a certain shift of the center of the incident beam relative to the metal–dielectric interface. The half-width of this maximum is $590 \pm 50 \mu\text{m}$, which is consistent with theory within the error limits.

Keywords: surface plasmon-polariton, terahertz radiation, end-fire coupling technique, generation efficiency.