

# ФИЗИЧЕСКАЯ ОПТИКА

УДК 53.082.539, 535.14

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ПОВЕРХНОСТНЫХ ПЛАЗМОНОВ ТЕРАГЕРЦОВОГО ДИАПАЗОНА МЕТОДОМ НАРУШЕННОГО ПОЛНОГО ВНУТРЕННЕГО ОТРАЖЕНИЯ ЧЕРЕЗ ПОДЛОЖКУ

© 2010 г. В. В. Герасимов\*; Г. Н. Жижин\*\*, доктор физ.-мат. наук;  
Б. А. Князев\*\*\*, доктор физ.-мат. наук; А. К. Никитин\*\*, доктор техн. наук

\* Институт ядерной физики им. Г.И. Будкера СО РАН, Новосибирск

\*\* Научно-технологический центр уникального приборостроения РАН, Москва

\*\*\* Новосибирский государственный университет, Новосибирск

E-mail: alnikitin@mail.ru

Предложен и апробирован способ возбуждения поверхностных плазмонов терагерцового диапазона по схеме Кречманна метода нарушенного полного внутреннего отражения. Основная идея способа состоит в изготовлении освещаемой части металлического слоя прозрачной и имеющей плавно увеличивающуюся в направлении распространения излучения толщину. Способ позволяет возбуждать поверхностные плазмоны терагерцового диапазона без одновременной генерации падающим излучением их паразитных дифракционных сателлитов. Применение способа в методе терагерцовой поверхностно-плазмонной спектроскопии и плазмонных сенсорных устройствах обеспечит повышение соотношения сигнал/шум. Эксперименты по апробации способа выполнены на золоте с использованием излучения новосибирского лазера на свободных электронах.

*Ключевые слова:* поверхностные плазмоны, терагерцовое излучение, нарушенное полное внутреннее отражение, лазер на свободных электронах.

Коды OCIS: 240.6690, 240.6680, 300.6495

Поступила в редакцию 08.02.2010

Поверхностные плазмоны (ПП), представляющие собой разновидность  $p$ -поляризованных поверхностных электромагнитных волн, направляемых проводящей поверхностью, широко применяются в спектроскопии поверхности и сенсорных устройствах [1]. ПП могут быть возбуждены на образцах, материал которых имеет отрицательную действительную часть диэлектрической проницаемости. Это условие выполняется для благородных металлов во всем инфракрасном (ИК) диапазоне, включая и его длинноволновую область, получившую название терагерцовой (ТГц) [2].

До 80-х годов освоение ТГц диапазона было затруднено отсутствием мощных источников и чувствительных приемников этого излучения. Однако с созданием газовых и полупроводниковых ТГц лазеров, а затем лазеров на свободных электронах (ЛСЭ) и фемтосекундных лазеров,

в сочетании с изобретением фотопроводящих дипольных антенн и криогенных болометров, развитие ТГц оптики ускорило. Одним из ее важнейших направлений является – спектроскопия, поскольку именно в ТГц диапазоне находятся частоты колебательных и вращательных степеней свободы большого числа органических и биологических молекул.

Изучение поверхности и переходных слоев является важным разделом абсорбционной и дисперсионной спектроскопии. Однако на ТГц частотах толщина переходного слоя часто меньше длины волны излучения  $\lambda$ , и поэтому такие известные методы оптического зондирования, как отражательно-абсорбционная спектроскопия и эллипсометрия, имеют неприемлемо низкую чувствительность. В случае же опосредования взаимодействия излучения и тонкослойного образца поверхностными плазмонами чувстви-

тельность измерений многократно возрастает. Это является следствием того, что, во-первых, во много раз возрастает расстояние взаимодействия излучения (преобразованного в ПП) и образца, а во-вторых, поле ПП максимально именно в приповерхностной области, что обуславливает сильную зависимость характеристик ПП (затухания, фазовой скорости, глубины проникновения в окружающую среду) от оптических параметров слоя и поверхности. Поэтому задача создания плазмонных спектрометров и датчиков ТГц диапазона приобрела актуальность.

Первые попытки генерации ТГц ПП были предприняты более двух десятилетий назад [3–5]. Результаты экспериментов выявили ряд особенностей ПП на ТГц частотах. Это низкая эффективность преобразования объемного излучения в поверхностную волну (доли процента), что объясняется большой глубиной проникновения поля ПП в окружающую среду и большими дифракционными потерями на элементе преобразования и преобладание дифракционного механизма трансформации падающего излучения в ПП при использовании в качестве элементов преобразования призм с нарушенным полным внутренним отражением (НПВО). Последнее является следствием большой длины распространения ТГц ПП, превышающей  $\lambda$  на 3–4 порядка. Это и порождение веера интенсивных пучков дифрагировавшего излучения при использовании любых элементов преобразования (апертурных, призмных, дифракционных решеток и даже рупорных согласующих устройств). Кроме того, измеренная длина распространения ТГц ПП оказалась на порядок меньше ее значения, рассчитанного с использованием модели Друде для диэлектрической проницаемости металла.

Наиболее существенной причиной сложности выполнения экспериментов с ТГц ПП и низкой точности измерения длины их распространения является третья из вышеперечисленных особенностей – дифракция падающего излучения на элементе его преобразования в ПП. Она приводит не только к возбуждению ПП (полезный эффект), но и к порождению мощных паразитных засветок фотоприемника объемными волнами, пространственно совмещенными с ПП.

Известны следующие способы подавления дифракционных шумов, возникающих при возбуждении ТГц ПП:

♦ Размещение перпендикулярно треку ПП непрозрачного экрана, край которого приподнят над поверхностью образца на высоту в несколько миллиметров [6]. Однако такой прием приводит

к локальному возмущению поля ПП, дифракции на крае экрана теперь уже ПП (а не объемной волны) и образованию ллойдовского изображения подсвеченного полем ПП края экрана в зеркальной поверхности образца. В результате, проблема наложения поверхностной волны и дифрагированного объемного излучения не столько решается, сколько усугубляется.

♦ Размещение обоих элементов преобразования (объемного излучения в ПП и обратно) на сопряженных гранях образца, разделенных скругленным ребром (для уменьшения радиационных потерь) [5]. Но и такое конструктивное решение не приводит к достижению желаемого результата: пучки дифрагировавшего на первом элементе преобразования и ребре излучения оказываются все еще сравнимыми по интенсивности с полем ТГц ПП.

♦ Формирование в поверхности, направляющей ПП, канавки цилиндрической формы, ориентированной перпендикулярно треку ПП и имеющей неизменную образующую, значительно превышающую  $\lambda$ . Кроме того, над дном канавки размещают непрозрачный экран, край которого опускается в канавку ниже уровня поверхности образца [7]. И в этом случае поле ПП возмущено инородными объектами (краями экрана и канавки), что также приводит к порождению интенсивных дифракционных пучков.

♦ Формирование в поверхности, направляющей ПП, канавки конической формы, ориентированной перпендикулярно треку ПП и имеющей изменяющуюся по линейному закону образующую [8, 9]. Такая канавка представляет собой геодезическую призму, отклоняющую ТГц ПП от исходного направления распространения и тем самым разделяющую пространственно совмещенные ПП и объемные волны дифракционных пучков, что позволяет направить последние мимо апертуры фотоприемника, детектирующего ПП. К сожалению, такой способ устранения дифракционных шумов при детектировании ТГц ПП предполагает необратимое механическое воздействие на образец и к настоящему времени еще не апробирован.

Возникает вопрос, возможно ли вообще избавиться от дифракционных спутников ТГц ПП, возникающих в процессе возбуждения ПП излучением источника? На первый взгляд такую возможность предоставляет известный метод возбуждения поверхностных волн – метод НПВО. Однако для возбуждения ТГц ПП этот метод, за редким исключением [10], не используют. По видимому, дело в том, что при зондировании

поверхности посредством ПП в ТГц диапазоне (как и в среднем ИК диапазоне) наиболее чувствительной и достаточно легко измеряемой характеристикой ПП является их длина распространения  $L$ . Но при использовании метода НПВО о характеристиках ПП судят по угловой или частотной зависимости интенсивности (реже фазы) отраженного излучения. Такой способ оценивать характеристики ПП приемлем в видимом диапазоне, где длина распространения ПП не превышает  $10\lambda$  [1]. В ИК диапазоне и тем более на ТГц частотах величина  $L$  достигает  $1000\lambda$  и ПП выходит далеко за пределы пучка падающего излучения, не внося заметного вклада в отраженное излучение. Поэтому метод НПВО не практикуют для возбуждения ТГц ПП.

С другой стороны известно, что в интегральной оптике, где затухание мод планарных диэлектрических волноводов даже меньше затухания ТГц ПП, одним из методов закачки энергии в моды является именно метод НПВО [11]. При этом оптическую связь между волноводом и призмой НПВО постепенно сводят на нет за пределами пучка падающего излучения путем плавного (во избежание дифракции!) увеличения зазора между основанием призмы и волноводом.

Возможно, такой прием может оказаться продуктивным и при возбуждении ТГц ПП. Это предположение нуждается в экспериментальном подтверждении.

Авторами настоящей статьи была предпринята попытка реализовать возбуждение ТГц ПП по модифицированной схеме Кречманна [12]. В классической схеме на основание призмы наносят прозрачный слой металла, а падающее излучение направляют на слой через призму под углом  $\varphi_0$ , превышающим критический угол и обеспечивающим условие фазового синхронизма тангенциальной составляющей электрического поля падающего излучения и ПП на границе “слой металла – окружающая среда”

$$n \sin \varphi_0 = k', \quad (1)$$

где  $n$  – показатель преломления материала призмы,  $k'$  – действительная часть показателя преломления ПП.

Известно, что глубина проникновения излучения в металл, приблизительно равная глубине проникновения поля ПП в этот металл, слабо зависит от  $\lambda$  и изменяется, например для алюминия, от 12 нм в видимом диапазоне до 40 нм на ТГц частотах [13]. Поэтому, с точки зрения доставки энергии излучения до внешней

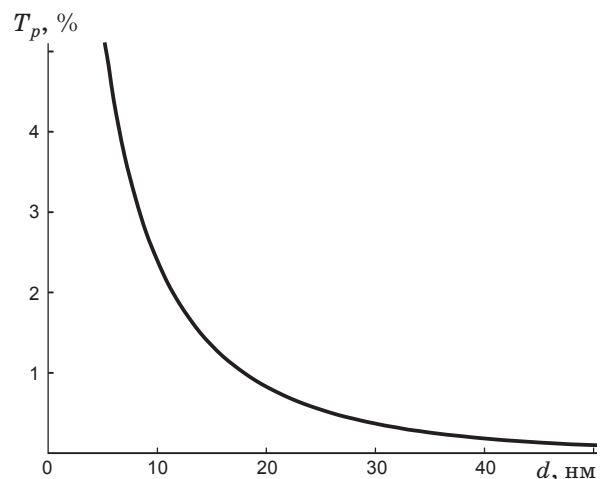


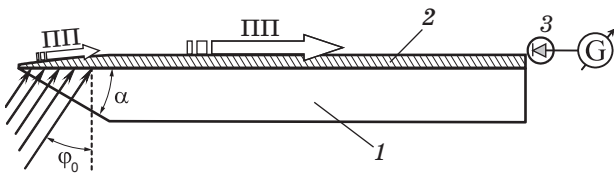
Рис. 1. Зависимость коэффициента пропускания  $T_p$  слоя золота на полиэтиленовой подложке от его толщины, рассчитанная для  $p$ -поляризованного излучения с  $\lambda = 130$  мкм при угле падения  $38^\circ 40'$ .

поверхности металлического слоя, применение схемы Кречманна для возбуждения ТГц вполне возможно.

На рис. 1 приведена расчетная зависимость пропускания слоев золота на полиэтиленовой подложке излучения с  $\lambda = 130$  мкм от толщины слоя  $d$ . Диэлектрическая проницаемость золота вычислена по модели Друде при значениях плазменной частоты  $\nu_p = 72800 \text{ см}^{-1}$  и частоты соударений электронов  $\nu_\tau = 215 \text{ см}^{-1}$  [14]. Видно, что в интервале  $10 \text{ нм} < d < 50 \text{ нм}$  интенсивность прошедшего сквозь пленку излучения уменьшается от 2 до 0,1%. Следовательно, при выполнении условия (1) энергия этого излучения может быть преобразована в энергию поля ПП.

Изменение, внесенное авторами статьи в известную схему Кречманна, состоит в том, что для устранения оптической связи между ПП и призмой с целью уменьшения радиационных потерь ПП за пределами пучка падающего излучения слой металла на освещенном участке выполнен имеющим переменную толщину, увеличивающуюся по ходу излучения и превышающую на неосвещенном участке глубину проникновения излучения в металл (рис. 2).

Тестовые эксперименты были выполнены с использованием излучения с  $\lambda = 130$  мкм новосибирского лазера на свободных электронах (длительность импульсов – 100 пс, частота повторения – 5,6 МГц, средняя мощность порядка 100 Вт при диаметре пучка около 50 мм) [15]. В качестве подложки был использован оптически

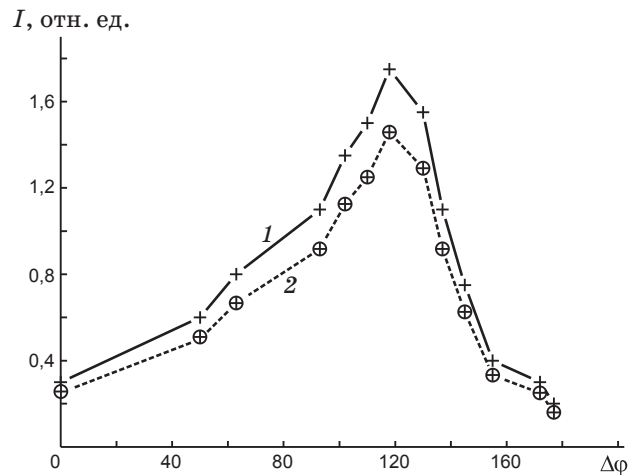


**Рис. 2.** Схема Кречманна для возбуждения ТГц ПП методом НПВО, адаптированная к ТГц диапазону. 1 – призма-подложка из прозрачного материала, 2 – слой металла, имеющий клиновидную форму и прозрачный в пределах пучка падающего на него излучения, 3 – фотоприемник.

полированный брусок полиэтилена с  $n = 1,6$ , размером поперечного сечения  $15 \times 30$  мм и длиной 150 мм. Угол наклона  $\alpha$  скошенной грани подложки 1 был выбран равным  $51^\circ$ , что обеспечивало приблизительное равенство угла падения излучения на слой 2 углу  $\varphi_0$  при направлении излучения источника по нормали к скошенной грани. Материалом для слоя 2 являлось золото, нанесенное на подложку методом термического испарения в вакууме. Толщина однородной части слоя 2 составляла 1 мкм, а над скошенной гранью подложки толщина плавно уменьшалась до 10 нм.

Образец был установлен на поворотный столик гониометра таким образом, чтобы слой 2 оказался расположенным перпендикулярно поверхности столика, ось вращения которого проходила через центр прозрачного участка слоя 2. На противоположном конце образца был укреплен неохлаждаемый фотоприемник МГ-33, подключенный через резонансный усилитель к гальванометру, входное окно приемника находилось на уровне слоя 2. Пучок излучения ЛСЭ с расходимостью около 0,003 рад пропускали через обтюратор, регулируемый сеточный поляризатор и круговую диафрагму с диаметром 10 мм, а затем направляли через скошенную грань подложки 1 на прозрачный участок слоя 2 под углом, близким к  $\varphi_0$ .

Результаты измерений представлены на рис. 3. При углах падения, близких к  $\varphi_0$ , и  $p$ -поляризации излучения фотоприемник регистрировал ярко выраженный максимум интенсивности  $I$  поступающего на него излучения. Ширина зарегистрированного пика на зависимости  $I(\Delta\varphi)$  составила примерно  $1^\circ$ . Это является первым и основным фактом, подтверждающим возбуждения ТГц ПП на внешней поверхности слоя золота. Вторым признаком генерации ПП



**Рис. 3.** Измеренная зависимость интенсивности  $p$ -поляризованного излучения с  $\lambda = 130$  мкм при возбуждении ПП по схеме Кречманна в структуре “полиэтиленовая подложка – слой золота – воздух” от приращения угла падения  $\Delta\varphi$ . 1 – чистая поверхность слоя, 2 – при наличии на внешней поверхности слоя полоски писчей бумаги шириной 2 см и толщиной 0,08 мм.

явилось уменьшение сигнала на 20% при наложении на поверхность золота полоски бумаги шириной 2,0 см и толщиной 0,08 мм. Третьим подтверждением существования ПП и их пробеге по всему образцу было исчезновение сигнала с фотоприемника 3 при смене поляризации излучения с  $p$ - на  $s$ -тип.

Таким образом, в работе продемонстрирована возможность бездифракционного возбуждения ТГц ПП на непрозрачном образце методом НПВО с использованием адаптированной к ТГц частотам схемы Кречманна и излучения лазера на свободных электронах. Такой метод возбуждения ТГц ПП позволит повысить соотношение сигнал/шум в ТГц плазмонных спектрометрах и понизить порог срабатывания ТГц плазмонных датчиков. Работы по совершенствованию и оптимизации метода в ближайшее время будут продолжены.

Работа выполнена в рамках гос. контракта № П1132 ФЦП “Научные и научно-педагогические кадры инновационной России” и Интеграционного гранта СО РАН № 89. Авторы благодарят Н.А. Винокурова, Г.Н. Кулипанова и М.А. Щеглова за поддержку работы и операторов ЛСЭ М.Г. Власенко, Я.В. Гетманова, Т.В. Саликову и О.А. Шевченко, обеспечивших выполнение экспериментов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Поверхностные поляритоны. Поверхностные электромагнитные волны на границах сред / Под ред. Аграновича В.М. и Милса Д.Л. М.: Наука, 1985. 525 с.
2. Siegel P.H. Terahertz technology // IEEE Trans. Microwave Theory & Techniques. 2002. V. 50. № 3. P. 910–955.
3. Schlesinger Z., Webb B.C., Sievers A.J. Attenuation and coupling of far infrared surface plasmons // Sol. St. Comm. 1981. V. 39. P. 1035–1039.
4. Klopfleisch M., Schellenberger U. Experimental determination of the attenuation coefficient of surface electromagnetic waves // J. Appl. Phys. 1991. V. 70. № 2. P. 930–934.
5. Koteles E.S., McNeill W.H. Far infrared surface plasmon propagation // Intern. J. Infrared and Millimeter Waves. 1981. V. 2. № 2. P. 361–371.
6. Zhizhin G.N., Yakovlev V.A. Broad-band spectroscopy of surface electromagnetic waves // Phys. Reports. 1990. V. 194. № 5/6. P. 281–289.
7. Jeon T.-I., Grischkowsky D. THz Zenneck surface wave (THz surface plasmon) propagation on a metal sheet // Appl. Phys. Letters. 2006. V. 88. Art. 061113.
8. Жижин Г.Н., Никитин А.К., Никитин П.А. Способ разделения совмещенных поверхностной и объемной электромагнитных волн терагерцового диапазона // Патент России № 2352969. 2009.
9. Bogomolov G.D., Zhizhin G.N., Nikitin A.K., Knyazev B.A. Geodesic elements to control terahertz surface plasmons // Nuclear Instrum. & Methods in Phys. Research (A). 2009. V. 603. № 1/2. P. 52–55.
10. Okada T., Nagai M., Tanaka K. Resonant phase jump with enhanced electric field caused by surface phonon polariton in terahertz region // Optics Express. 2008. V. 16. № 8. P. 5633–5641.
11. Ханспенджер Р. Интегральная оптика. Теория и технология. М.: Мир, 1985. 379 с.
12. Kretschmann E. Die Bestimmung optischer Konstanten von Metallen durch Anregung von Oberflächenplasmaschwingungen // Zeitschrift für Physik. 1971. Bd. 241. № 4. S. 313–324.
13. Zhizhin G.N., Nikitin A.K., Bogomolov G.D., Zavyalov V.V., Jeong Y.U., Lee B.C., Park S.H., Cha H.J. Absorption of surface plasmons in “metal-cladding layer-air” structure at terahertz frequencies // Infrared Physics & Techn. 2006. V. 49. № 1–2. P. 108–112.
14. Ordal M.A., Bell R.J., Alexander R.W., Long L.L., Querry M.R. Optical properties of fourteen metals in the infrared and far infrared: Al, Co, Cu, Au, Fe, Pb, Ni, Pd, Pt, Ag, Ti, and W // Appl. Opt. 1985. V. 24. № 24. P. 4493–4499.
15. Kulipanov G.N., Gavrilov N.G., Knyazev B.A., Kolobanov E.I., Kotenkov V.V., Kubarev V.V., Matveenko A.N., Medvedev L.E., Miginsky S.V., Mironenko L.A., Ovchar V.K., Popik V.M., Salikova T.V., Scheglov M.A., Serednyakov S.S., Shevchenko O.A., Skrinisky A.N., Tcheskidov V.G., Vinokurov N.A., Demyanenko M.A., Esaev D.G., Naumova E.V., Prinz V.Y., Fedin V.P., Gonchar A.M., Peltek S.E., Petrov A.K., Merzhievsky L.A., Cherkassky V.S. Research highlights from Novosibirsk 400-W average power THz FEL // Terahertz Sci. and Techn. 2008. V. 1. № 2. 19 p. <http://www.thznetwork.org.cn/Journal/index.asp>.