

Запрещенные зоны в спектрах терагерцовых поверхностных плазмонов на металлических дифракционных решетках

А. В. Андреев, М. М. Назаров, И. Р. Прудников¹⁾, А. П. Шкуринов

Физический факультет и Международный лазерный центр МГУ им. М.В. Ломоносова, 119991 Москва, Россия

Поступила в редакцию 30 июня 2009 г.

Экспериментально обнаружен и исследован эффект появления запрещенных зон в энергетических спектрах поверхностных терагерцовых плазмонов. Запрещенные зоны образуются в результате интерференционного взаимодействия поверхностных плазмонов, которые возбуждаются при помощи импульсного терагерцового излучения на металлических дифракционных решетках. Показано, что экспериментальные дисперсионные кривые поверхностных терагерцовых плазмонов хорошо согласуются с дисперсионными кривыми, полученными на основе численного моделирования.

PACS: 42.25.Fx, 42.79.Dj, 73.20.Mf, 84.40.–x

Металлические дифракционные (периодические) решетки эффективно используются для генерации поверхностных плазмонов (ПП) – поверхностных электромагнитных волн, распространяющихся вдоль границы металл/диэлектрик [1, 2]. Падающая на решетку электромагнитная волна испытывает дифракцию и появляющиеся дифрагированные волны возбуждают, при определенных условиях, ПП. В свою очередь, различные ПП также могут дифрагировать на периодической решетке и эффективно взаимодействовать друг с другом [3]. В результате этого интерференционного взаимодействия происходит расщепление дисперсионных кривых ПП и в энергетических спектрах ПП образуются запрещенные зоны. В пределах этих зон невозможно возбудить ПП, поскольку ПП с такими энергиями (частотами) не могут распространяться по поверхности решетки [3]. Появление запрещенных зон в энергетических спектрах ПП и поверхностных поляритонов при отражении видимого света и ИК излучения от 1D периодических дифракционных решеток экспериментально наблюдалось, например, в работах [3–6].

В настоящей статье исследованы дисперсионные кривые ПП возбуждаемых в терагерцовом диапазоне частот (субмиллиметровый диапазон длин волн) на металлических дифракционных решетках. Для терагерцового диапазона частот экспериментально реализована неколлинеарная схема возбуждения ПП. В этой схеме экспериментально обнаружен и исследован эффект расщепления дисперсионных кривых ПП на решетках с разной формой профиля поверхности. Полученные нами результаты показывают, что при

неколлинеарной схеме возбуждения ПП ширина энергетической запрещенной зоны (величина расщепления дисперсионных кривых) может быть на порядок больше, чем в случае коллинеарной схемы. Широкая запрещенная зона необходима, например, для создания “плазмонного зеркала” – поверхностной решетки, которую можно использовать для эффективного отражения терагерцовых ПП.

Результаты экспериментов в области плазмонной оптики дифракционных решеток, возможно, приведут к созданию оптических устройств, которые позволят управлять терагерцовыми ПП. Такие устройства представляют интерес, в частности, для спектроскопии тонких пленок из биологических материалов. Частоты многих колебательных переходов молекул лежат как раз в терагерцовом диапазоне. Терагерцовый отклик вещества также несет информацию о структуре молекул и водородных связях.

Особенность наших экспериментов заключается в том, что измеряется сразу широкий спектр (отражения) при определенных (фиксированных) углах падения излучения и азимутальных углах поворота образца. Подробное описание терагерцового импульсного спектрометра и методов измерений содержится в работах [7–9]. Для генерации и детектирования сверхкоротких терагерцовых импульсов используются фемтосекундные лазерные импульсы и нелинейно-оптические кристаллы либо полупроводники. Терагерцовое импульсное (широкополосное) излучение облучает поверхность образца и регистрируется зависимость электрического поля зеркально отраженного импульса от времени. Экспериментальные данные обрабатываются при помощи преобразования Фурье и перехода от временного представления сигнала к спектральному. Коэффициент зеркального

¹⁾e-mail: prudnik@phys.msu.ru

отражения, $R(\nu)$, определяется на основе формулы $R(\nu) = E_r(\nu)/E_i(\nu)$, где $E_{i,r}(\nu)$ – спектральные амплитуды падающего (индекс i) и отраженного (индекс r) излучения на частоте ν .

В статье мы приводим результаты по возбуждению ПП на трех различных дифракционных решетках: i) решетка G1 с пилообразным треугольным профилем поверхности, период решетки $d = 0.3$ мм, высота штриха $h = 75$ мкм, первый угол при основании штриха (угол блеска) равен 15° и второй угол – 75° ; ii) решетка G2 с синусоидальным профилем, $d = 0.75$ мм, $h = 110$ мкм; iii) решетка G3 с прямоугольным профилем, $d = 1.2$ мм, $h = 65$ мкм и ширина прямоугольного зубца решетки $b = 0.7$ мм. Все упомянутые решетки сделаны из алюминия. Детали, касающиеся изготовления экспериментальных образцов, можно найти в работах [7–9].

В начальном приближении (без учета взаимодействия различных ПП) для возбуждения плазмона необходимо выполнение условия фазового синхронизма, $\mathbf{K}_n = \mathbf{k}_\tau + n\mathbf{Q}$, где \mathbf{k}_τ – тангенциальная (в плоскости решетки) составляющая волнового вектора падающего излучения, \mathbf{Q} – вектор обратной решетки (вектор \mathbf{Q} перпендикулярен штрихам решетки), \mathbf{K}_n – волновой вектор ПП, n – порядок дифракции, $n = \pm 1, \pm 2, \dots$. Отметим, что $k_\tau = (\omega/c) \sin \vartheta$, $Q = 2\pi/d$ и $|\mathbf{K}_n| = K$, где ϑ – угол падения, ω – угловая частота падающего излучения ($\omega = 2\pi\nu$), c – скорость света в вакууме, K – модуль волнового вектора ПП²⁾.

Условие фазового синхронизма, записанное в скалярной форме, имеет вид

$$(K_n)^2 = (k_\tau)^2 + (nQ)^2 + 2k_\tau nQ \sin \varphi, \quad (1)$$

где φ – азимутальный угол поворота решетки вокруг нормали к ее поверхности, $\varphi = 0-90^\circ$. Угол $\varphi = 0$ ($\varphi = 90^\circ$) отвечает неколлинеарной (коллинеарной) схеме возбуждения ПП, при которой вектор обратной решетки \mathbf{Q} направлен перпендикулярно (параллельно) плоскости падения излучения.

Рассмотрим случай $n = \pm 1$ (аналогичное рассмотрение можно провести и для других порядков дифракции n). Если угол $\varphi = 0$ (неколлинеарная схема), то решение уравнения (1) показывает, что $K_{+1} = K_{-1}$ и оба ПП возбуждаются на одинаковой частоте (при заданном угле падения ϑ). Для этого значения частоты существует вырождение по энергии и дисперсионные кривые для ПП, возбуждаемых

²⁾ В терагерцовом диапазоне частот диэлектрические проницаемости металлов, в частности алюминия, удовлетворяют условию $|\varepsilon| \gg 1$ и модуль волнового вектора ПП с высокой точностью определяется выражением $K = \omega/c$ [7, 8].

при помощи дифрагированных волн с $n = \pm 1$, пересекаются [5]. Например, в случае дифракционной решетки G1 и угла падения излучения $\vartheta = 40^\circ$ дисперсионные кривые пересекаются при $\nu = 1.3$ ТГц. Профиль поверхности дифракционной решетки G1 отличается от синусоидального и содержит также и вторую пространственную фурье-гармонику с вектором обратной решетки $\mathbf{Q}_2 = 2\mathbf{Q}$. В точке пересечения дисперсионных кривых волновые векторы ПП связаны между собой условием брэгговской дифракции на периодической решетке [3, 5]:

$$\mathbf{K}_{\pm 1} = \mathbf{K}_{\mp 1} \pm \mathbf{Q}_2. \quad (2)$$

Брэгговская дифракция приводит к эффективному интерференционному взаимодействию двух ПП и снятию вырождения [3] – расщеплению дисперсионных кривых в точке $\nu = 1.3$ ТГц.

Спектральные зависимости коэффициента зеркального отражения от решетки G1 показаны на рис. 1a (эксперимент) и рис. 1b (расчет³⁾).

При частоте, которая отвечает возбуждению поверхностного плазмона, на кривой зеркального отражения появляется минимум (этот эффект носит название “аномалии Вуда” [11, 12]). Из рис. 1a видно, что на экспериментальной кривой, измеренной для азимутального угла $\varphi = 0$, наблюдаются два минимума вблизи значения $\nu = 1.3$ ТГц. Это свидетельствует о том, что в окрестности этой точки возбуждаются два ПП на разных частотах. Расстояние между этими минимумами характеризует ширину энергетической запрещенной зоны, которая образуется в результате расщепления дисперсионных кривых ПП в точке вырождения $\nu = 1.3$ ТГц. В пределах этой зоны падающее излучение не может возбудить ПП. При увеличении азимутального угла φ расстояние между двумя минимумами становится больше (см. рис. 1a). Результаты расчетов подтверждают появление запрещенной зоны (рис. 1b). Ширина запрещенной зоны, полученная из эксперимента, равна $\delta \sim 100$ ГГц. На основе численного моделирования мы получили значение $\delta \sim 130$ ГГц. На рис. 1c показаны дисперсионные кривые ПП, которые представляют собой зависимость положений минимумов на кри-

³⁾ Результаты численного моделирования, представленные в настоящей статье, получены при помощи алгоритма, который основан на решении векторных уравнений Максвелла и использовании рекуррентных соотношений для векторных амплитуд прошедшего и отраженного волновых полей внутри дифракционной решетки [10]. Он позволяет рассчитывать коэффициент зеркального отражения векторной электромагнитной волны от металлической дифракционной решетки и интенсивность волнового (электрического) поля внутри образца [10].

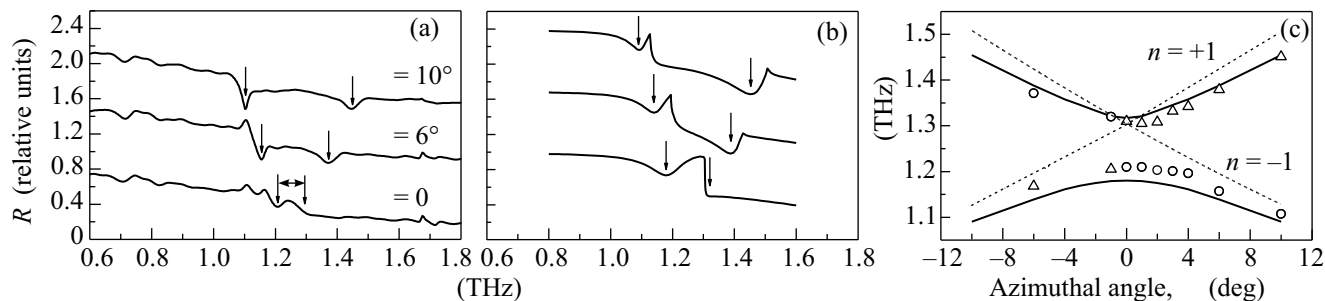


Рис.1. Экспериментальные (а) и рассчитанные (б) спектральные зависимости коэффициента зеркального отражения от решетки G1. Падающее на образец излучение s -поляризовано, угол падения $\vartheta = 40^\circ$, значения азимутального угла поворота образца, φ , показаны на панели (а). Нижние кривые на панелях (а) и (б) (угол $\varphi = 0$) показаны в истинном масштабе, все остальные кривые сдвинуты вверх на одинаковые расстояния. Вертикальными стрелками показаны минимумы, которые обусловлены возбуждением ПП на дифракционной решетке (неколлинеарная схема возбуждения ПП, порядки дифракции $n = \pm 1$). Символ δ на рисунке (а) показывает минимальное расстояние между минимумами, которое характеризует расщепление дисперсионных кривых ПП и ширину энергетической запрещенной зоны. (с) Положения минимумов на кривых зеркального отражения (см. (а) и (б)) в зависимости от азимутального угла φ (дисперсионные кривые ПП). Толстыми сплошными линиями показаны рассчитанные кривые; экспериментальные значения показаны при помощи символов Δ (порядок дифракции $n = +1$) и \circ (порядок дифракции $n = -1$). Пунктирная ($n = +1$) и штриховая ($n = -1$) кривые получены на основе уравнения (1), которое не учитывает дифракционного взаимодействия между ПП

вых зеркального отражения (см. рис.1а и б) от азимутального угла φ . Как экспериментальные, так и рассчитанные кривые четко демонстрируют существование запрещенной зоны вблизи точки $\nu = 1.3$ ТГц.

Если ПП не дифрагируют на решетке и эффективное взаимодействие между ними отсутствует, то и расщепление в точке пересечения дисперсионных кривых ПП также отсутствует. Из (1) следует, что для значений $\varphi = 0$ (неколлинеарная схема) $n = \pm 1$ и $\vartheta = 40^\circ$, на решетке G2 можно возбудить два поверхностных плазмона на одинаковой частоте $\nu = 0.522$ ТГц. Образец G2 характеризуется синусоидальным профилем поверхности и по существу условие брэгговской дифракции (2) для ПП не выполняется (пространственный фурье-спектр функции, определяющей профиль решетки, состоит из единственной гармоники с вектором обратной решетки \mathbf{Q} , и амплитуда гармоники с вектором обратной решетки \mathbf{Q}_2 равна нулю). По этой причине при угле $\varphi = 0$ сохраняется вырождение в точке пересечения дисперсионных кривых, $\nu = 0.522$ ТГц, и запрещенная зона в окрестности этой точки не образуется (рис.2).

Рассмотрим возможность интерференционного взаимодействия ПП, которые возбуждаются на решетке G3 при азимутальных углах φ , близких к значению $\varphi = 90^\circ$ (коллинеарная схема возбуждения ПП ⁴⁾). Пусть угол падения излучения $\vartheta = 31.5^\circ$.

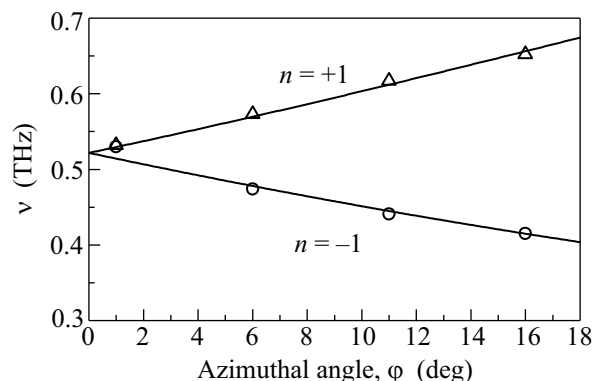


Рис.2. Дисперсионные кривые, полученные в случае генерации ПП на дифракционной решетке G2. Показаны рассчитанные (толстые сплошные линии) и экспериментальные (символы Δ и \circ) положения минимумов в спектрах зеркального отражения этой решетки в зависимости от азимутального угла φ . Угол φ изменяется в окрестности значения $\varphi = 0$ (неколлинеарная схема возбуждения ПП). Падающее на образец излучение s -поляризовано, угол падения $\vartheta = 40^\circ$. Порядки дифракции $n = +1$ (Δ) и $n = -1$ (\circ)

Тогда, если $\varphi = 70.5^\circ$ и $\nu = 0.507$ ТГц, выполняется условие $K_{+1} = K_{-3}$ и дисперсионные кривые двух ПП пересекаются. В точке пересечения выполняются

⁴⁾ настоящей статьи, в [7] дисперсионные кривые исследованы в зависимости от изменения угла падения ϑ при одном фиксированном значении угла $\varphi = 90^\circ$. Отметим также, что в статье [14] показано влияние брэгговского отражения терагерцовых ПП от периодической дифракционной решетки на динамику распространения этих ПП вдоль поверхности решетки.

ся условия брэгговской дифракции, $\mathbf{K}_{+1} = \mathbf{K}_{-3} + \mathbf{Q}_4$ и $\mathbf{K}_{-3} = \mathbf{K}_{+1} - \mathbf{Q}_4$, где $\mathbf{Q}_4 = 4\mathbf{Q}$ – вектор обратной решетки, отвечающий четвертой пространственной фурье-гармонике (напомним, что решетка G3 имеет прямоугольный профиль поверхности и разложение по Фурье для такого профиля включает, среди прочих, и четвертую пространственную гармонику).

Экспериментальные и рассчитанные дисперсионные кривые показывают приблизительно одинаковое расщепление, $\delta \sim 8$ ГГц (рис.3). Указанное значение

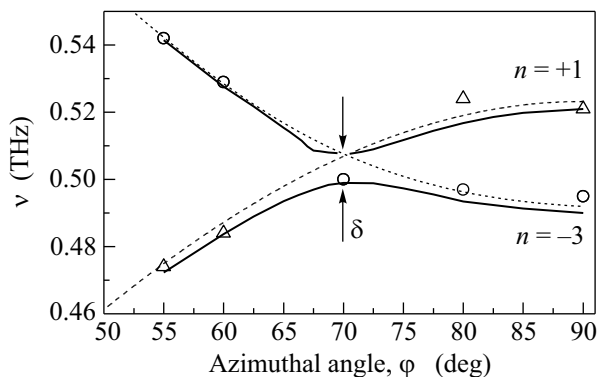


Рис.3. Дисперсионные кривые, полученные в случае генерации ПП на дифракционной решетке G3. Показаны рассчитанные (толстые сплошные линии) и экспериментальные (символы Δ и \circ) положения минимумов в спектрах зеркального отражения этой решетки в зависимости от азимутального угла φ . Угол φ изменяется в окрестности значения $\varphi = 90^\circ$ (коллинеарная схема возбуждения ПП, порядок дифракции $n = +1$ (Δ) и $n = -3$ (\circ)). Падающее на образец излучение p -поляризовано, угол падения $\vartheta = 31.5^\circ$. Символ δ обозначает ширину запрещенной зоны. Штриховая и пунктирная кривые получены на основе уравнения (1), которое не учитывает дифракционного взаимодействия между ПП (порядок дифракции $n = +1$ и $n = -3$, соответственно)

гораздо меньше расщепления, наблюдаемого при неколлинеарной схеме возбуждения ПП на решетке G1 (рис.1с). Одна из причин такого различия связана с тем, что ширины запрещенных зон, показанных на рис.1с и рис.3, определяются амплитудами пространственных фурье-гармоник с разными номерами (вторая и четвертая гармоники, соответственно). Следует также подчеркнуть, что возбуждение ПП на высокочастотной ветви дисперсионной кривой в окрестности $\Delta\varphi \sim 1^\circ$ вблизи угла $\varphi = 70^\circ$ (см. рис.3) характеризуется низкой эффективностью (соответствующие минимумы на кривых зеркального отражения имеют пренебрежимо малую глубину). Это связано с физическими свойствами мод (симметричной и ан-

тисимметричной) стоячего волнового поля, которые образуются на поверхности дифракционной решетки вследствие брэгговской дифракции ПП [3, 5, 13].

Суммируя полученные результаты, отметим, что мы экспериментально продемонстрировали и при помощи численных расчетов подтвердили возможность наблюдения запрещенных зон в энергетических спектрах поверхностных плазмонов, возбуждаемых импульсным терагерцовым излучением (субмиллиметровый диапазон длин волн) на поверхности металлических дифракционных решеток.

Мы привели несколько экспериментальных примеров, показывающих, что характеристики запрещенных зон и особенности их появления зависят от структурных параметров металлической дифракционной решетки (форма профиля, период, высота штриха) и схемы возбуждения плазмона (неколлинеарная или коллинеарная).

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант # 08-02-00448) и Госконтракта с Федеральным агентством по науке и инновациям (# 02.513.12.3023).

1. R. H. Ritchie, E. T. Arakawa, J. J. Cowan, and R. N. Hamm, *Phys. Rev. Lett.* **21**, 1530 (1968).
2. H. Raether, *Surface Plasmons on Smooth and Rough Surfaces and on Gratings*, Berlin: Springer-Verlag, 1988.
3. W. L. Barnes, T. W. Preist, S. C. Kitson, and J. R. Sambles, *Phys. Rev. B* **54**, 6227 (1996).
4. Е. В. Алиева, Г. Н. Жижин, В. А. Сычугов и др., *Письма в ЖЭТФ* **62**, 794 (1995).
5. А. В. Андреев, А. А. Корнеев, Л. С. Мукина и др., *Квантовая Электроника* **35**, 27 (2005).
6. A. Kocabas, S. Seckin Senlik, and A. Aydinli, *Phys. Rev. B* **77**, 195130 (2008).
7. M. Nazarov, F. Garet, D. Armand et al., *Comptes Rendus Physique* **9**, 232 (2008).
8. M. Nazarov, J.-L. Coutaz, A. Shkurinov, and F. Garet, *Opt. Commun.* **277**, 33 (2007).
9. L. S. Mukina, M. M. Nazarov, and A. P. Shkurinov, *Surf. Sci.* **600**, 4771 (2006).
10. A. V. Andreev, M. M. Nazarov, I. R. Prudnikov et al., *Phys. Rev. B* **69**, 035403 (2004).
11. R. W. Wood, *Phil. Mag.* **4**, 396 (1902).
12. U. Fano, *J. Opt. Soc. Am.* **31**, 213 (1941).
13. M. Kreiter, S. Mittler, W. Knoll, and J. R. Sambles, *Phys. Rev. B* **65**, 125415 (2002).
14. J. Gómez Rivas, M. Kuttge, P. Haring Bolivar et al., *Phys. Rev. Lett.* **93**, 256804 (2004).