

Поляризационные характеристики аномального пропускания СВЧ-излучения проводящими пленками

С. Э. Григас¹⁾, А. Г. Ржанов¹⁾, В. Н. Семененко⁺, В. А. Чистяев⁺

Физический факультет МГУ им. Ломоносова, 119992 Москва, Россия

⁺ Институт теоретической и прикладной электродинамики РАН, 125412 Москва, Россия

Поступила в редакцию 12 апреля 2012 г.

После переработки 8 июня 2012 г.

Теоретически и экспериментально исследованы поляризационные характеристики аномального пропускания СВЧ-излучения перфорированными дюралюминиевыми пленками. Установлено, что резонансная длина волны, на которой коэффициент пропускания достигает максимального значения, зависит от направления поляризации падающей волны.

Эффект аномального пропускания света периодически перфорированными металлическими пленками привлекает широкое внимание исследователей начиная с момента открытия в 1998 г. [1]. За счет периодического размещения отверстий, диаметр которых существенно меньше длины волны падающего излучения, на резонансных частотах коэффициент пропускания пленки во много раз превышает коэффициент пропускания одиночной субволновой апертуры [2].

Аномальное пропускание света может быть использовано для преодоления дифракционного предела в фотолитографии и оптических системах записи информации [3]. В работе [4] была обнаружена зависимость формы спектра пропускания серебряной пленки и резонансной длины волны, на которой наблюдается аномальное пропускание, от поляризации падающего излучения. Этот эффект был использован для контроля поляризации выходного излучения полупроводникового лазера с вертикальным резонатором.

Наиболее распространенное объяснение аномального пропускания света состоит в возбуждении на границе пленки и окружающего ее диэлектрика поверхностных волн гибридной природы – поверхностных плазмон-поляритонов [1, 5]. Анализируя дисперсионные соотношения для плазмон-поляритонов, можно показать, что резонансная длина волны падающего излучения близка к расстоянию между отверстиями. В пленке, исследованной в работе [4], расстояния между соседними отверстиями по двум взаимно перпендикулярным направлениям были различными, т.е. отверстия располагались в узлах прямоугольной решетки. Поскольку плазмон-поляритоны рас-

пространяются в направлении вектора напряженности электрического поля падающей волны, разным поляризациям света соответствовали разные резонансные длины волн. Этим и объясняется наблюдаемая поляризационная чувствительность.

Однако аномальное пропускание света наблюдается и в материалах, не поддерживающих распространение поверхностных плазмон-поляритонов, например в алюминиевых пленках в миллиметровом диапазоне длин волн [6]. В этом диапазоне алюминий по своим свойствам близок к идеальному проводнику, возбуждение плазмон-поляритонов на поверхности которого невозможно. Аномальное пропускание света в таких материалах объясняется в рамках динамической теории дифракции излучения на периодических структурах [7, 8] или в предположении о возбуждении поверхностных электромагнитных волн иного, нежели плазмон-поляритоны, типа [9, 10]. В настоящей работе теоретически и экспериментально исследуется зависимость параметров аномального пропускания от поляризации падающего излучения в условиях, исключающих возбуждение поверхностных плазмон-поляритонов.

В работах [7, 11] развита теория аномального пропускания света проводящими пленками, основанная на динамической теории дифракции излучения. Кратко остановимся на ее основных положениях. Согласно принципу Бабине [12] отраженная от экрана линейно поляризованная электромагнитная волна имеет ту же структуру, что и прошедшая через дополнительный экран волна с ортогональной поляризацией. Экраны являются дополнительными друг к другу, если первый экран имеет отверстия там, где второй непрозрачен, и наоборот. Для упрощения задачи вместо прохождения плоской монохроматической волны через перфорированную пленку будем рас-

¹⁾ e-mail: stanislav.grigas@gmail.com, rjanov@mail.ru

смаивать отражение волны от двумерного массива одинаковых бесконечно тонких идеально проводящих дисков. Диски расположены в узлах квадратной решетки. При этом радиус дисков \mathcal{R} мал по сравнению как с длиной волны излучения λ , так и с периодом решетки a .

Под действием электрического поля падающей волны частицы поляризуются и сами становятся источниками электромагнитного излучения. Таким образом, на каждый диск действует как внешнее электрическое поле падающей волны, так и поле, индуцированное всеми остальными дисками. Если допустить, что рассматриваемые частицы не обладают магнитными свойствами, то в линейном приближении дипольный момент диска, положение которого задается радиусом-вектором \mathbf{R}_n , определяется выражением $\mathbf{p}_n = \alpha_E \mathbf{E}(\mathbf{R}_n)$, где α_E – электрическая поляризуемость диска, $\mathbf{E}(\mathbf{R}_n)$ – самосогласованное электрическое поле в точке \mathbf{R}_n , представляющее собой суперпозицию поля падающей волны $\mathbf{E}^{\text{ext}}(\mathbf{R}_n) = \mathbf{E}^{\text{ext}} \exp(i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{R}_n)$ и полей, индуцированных всеми диполями, кроме n -го, \mathbf{k}_{\parallel} – составляющая волнового вектора падающей волны, параллельная плоскости массива дисков. Электрическое поле, создаваемое в точке \mathbf{r} диполем \mathbf{p}_n , размещенным для удобства в начале системы координат, определяется выражением

$$\mathbf{E}_n(\mathbf{r}) = \mathcal{G}^0(\mathbf{r})\mathbf{p}_n,$$

где $\mathcal{G}(\mathbf{r})^0$ – тензор диполь-дипольного взаимодействия:

$$\mathcal{G}(\mathbf{r})^0 = (\nabla\nabla + k^2)e^{ikr}/r,$$

$$k = 2\pi/\lambda.$$

Поскольку частицы размещены периодически, воспользовавшись теоремой Блоха, окончательно получаем

$$\mathbf{p} = \frac{1}{1/\alpha_E - G(\mathbf{k}_{\parallel})} \mathbf{E}^{\text{ext}},$$

где

$$G(\mathbf{k}_{\parallel}) = \sum_{n \neq 0} \mathcal{G}^0(\mathbf{R}_n) e^{-i\mathbf{k}_{\parallel} \cdot \mathbf{R}_n}, \quad (1)$$

а \mathbf{R}_0 был положен равным нулю.

Решеточная сумма G вычисляется в двумерном импульсном пространстве, задаваемом плоскостью (xy) , в которой расположены частицы, путем перехода в (1) от суммирования по узлам решетки к суммированию по векторам обратной решетки. Окончательное выражение для амплитудного коэффициента

отражения от массива частиц в нулевом порядке дифракции в дальней зоне имеет вид

$$\tilde{r} = -\frac{1}{1 + (ia^2/2\pi k) \operatorname{Re}[1/\alpha_E - G_{xx}(0)]}.$$

Согласно принципу Бабине таким же выражением описывается и коэффициент прохождения сквозь перфорированную пленку.

Для анализа поляризационных характеристик проводящих пленок изложенная в [7, 11] динамическая теория дифракции была обобщена на случай расположения отверстий в узлах прямоугольной решетки с периодами a и b по осям x и y соответственно. Полученные для коэффициентов пропускания при x - и y -поляризации падающего излучения выражения имеют вид

$$t_x = -\frac{1}{1 + (iab/2\pi k) \operatorname{Re}[1/\alpha_E - G_{yy}(0)]},$$

$$t_y = -\frac{1}{1 + (iab/2\pi k) \operatorname{Re}[1/\alpha_E - G_{xx}(0)]}.$$

Выражения для решеточных сумм G_{xx} и G_{yy} содержат резонансные слагаемые, значительно превосходящие все остальные члены. В окрестности резонанса вещественные части решеточных сумм $G_{xx}(0)$ и $G_{yy}(0)$ на определенной длине волны сравниваются по величине с вещественной частью обратной поляризуемости $1/\alpha_E$. В таком случае наблюдается полное пропускание излучения перфорированной пленкой. Резонанс наступает при выполнении условия

$$\frac{1}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2},$$

где m, n – целые числа.

Проводя суммирование по резонансным членам и пренебрегая нерезонансными слагаемыми, находим

$$\operatorname{Re}[G_{xx}(0)] \approx \frac{4\pi^2\sqrt{2}}{\lambda ab} \frac{1}{\sqrt{\lambda/b - 1}},$$

$$\operatorname{Re}[G_{yy}(0)] \approx \frac{4\pi^2\sqrt{2}}{\lambda ab} \frac{1}{\sqrt{\lambda/a - 1}}.$$

Тогда окончательные выражения для коэффициентов пропускания тонких перфорированных проводящих пленок в дальней зоне в нулевом порядке дифракции принимают вид

$$T_x \approx \frac{1}{1 + \left[\frac{ab}{2\pi k} \left(\frac{1}{\alpha'_E} - \frac{4\pi^2}{\lambda ab} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\lambda/a - 1}} \right) \right]^2}, \quad (2)$$

$$T_y \approx \frac{1}{1 + \left[\frac{ab}{2\pi k} \left(\frac{1}{\alpha'_E} - \frac{4\pi^2}{\lambda ab} \frac{\sqrt{2}}{\sqrt{\lambda/b - 1}} \right) \right]^2}, \quad (3)$$

где $\alpha'_E = 4\mathcal{R}^3/3\pi$ – вещественная часть поляризуемости тонких металлических дисков [11].

Из полученных соотношений находим приближенные выражения для резонансных длин волн, на которых коэффициент пропускания x - и y -поляризованного излучения достигает максимального значения, равного единице:

$$\lambda_t^x \approx a + \frac{32\pi^4 (\alpha'_E)^2}{a^3 b^2}, \quad (4)$$

$$\lambda_t^y \approx b + \frac{32\pi^4 (\alpha'_E)^2}{a^2 b^3}. \quad (5)$$

Таким образом, если расстояния между отверстиями в пленке по осям x и y не равны друг другу, то резонансные длины волн зависят от поляризации падающего излучения. Для излучения, поляризованного вдоль оси x (или y), аномальное пропускание наблюдается в области длин волн, близких к периоду решетки по соответствующему направлению. Несмотря на то что идеально проводящие пленки не поддерживают распространения поверхностных плазмон-поляритонов, динамическая теория дифракции предсказывает наличие у них таких же поляризационных свойств, как и у металлических пленок в оптическом диапазоне.

Сделанные выводы были проверены экспериментально путем измерения спектров пропускания перфорированной дюралюминиевой пластины при различной поляризации СВЧ-излучения. В пластине толщиной 0.3 мм были выполнены круглые отверстия диаметром 6 мм, расположенные в узлах прямоугольной решетки с периодами 15 и 18 мм по осям x и y соответственно (см. рис. 1). По оси x укладывалось 13 отверстий, по оси y – 11. Измерения проводились с помощью сверхширокополосных диафрагмированных линзовых рупорных антенн и векторного анализатора электрических цепей ROLDE & SCHWARZ ZVA40, стабилизированного рубидиевым стандартом частоты [13].

Энергетические спектры пропускания, полученные для x - и y -поляризации падающего излучения, показаны на рис. 1 сплошными линиями. Для излучения, поляризованного вдоль оси x , коэффициент пропускания достигает максимального значения на длине волны 15.7 мм, для y -поляризованного излучения – на длине волны 18.8 мм. Найденные резонансные длины волн близки к рассчитанным по формулам

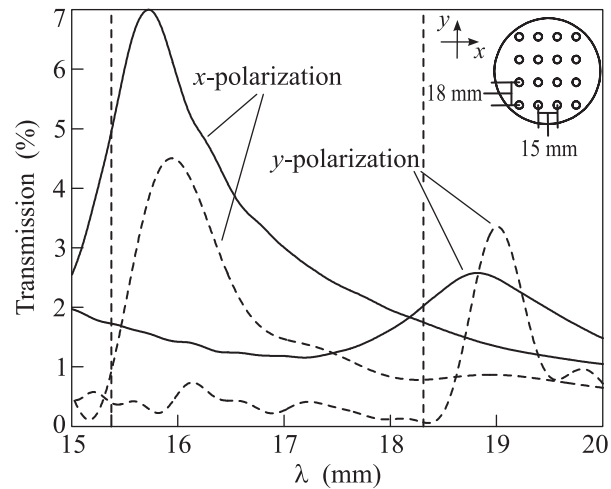


Рис. 1. Спектры пропускания перфорированной дюралюминиевой пластины при нормальном падении при x - и y -поляризации падающего излучения. Отверстия диаметром 6 мм расположены в узлах прямоугольной решетки с периодами 15 и 18 мм по осям x и y соответственно. Толщина пластины 0.3 мм. Сплошными кривыми показаны экспериментальные данные, штриховыми – результаты численного моделирования. Вертикальными штриховыми линиями отмечены резонансные длины волн, рассчитанные аналитически с помощью выражений (4) и (5)

(4) и (5) значениям 15.4 и 18.3 мм, отмеченным на рисунке вертикальными пунктирными линиями. Различия между теоретическими и экспериментальными данными обусловлены конечной толщиной пластины (0.3 мм), так как аналитические расчеты были выполнены для бесконечно тонкой пленки.

Согласно выражениям (2) и (3) на резонансных частотах коэффициент пропускания пластины должен достигать единицы, в то время как экспериментально полученные значения не превышают 7%. Наблюдаемое несоответствие теории и эксперимента тоже объясняется конечной толщиной пластины и тем обстоятельством, что выражения (2) и (3) получены для бесконечной пленки, а исследуемая в эксперименте пластина имеет конечное число отверстий [6].

Чтобы учесть конечную толщину пластины и ее ограниченные размеры, было проведено математическое моделирование в пакете CST Microwave Studio. Смоделированные спектры пропускания, показанные на рис. 1 штриховой линией, лучше соответствуют эксперименту по положению и амплитуде резонансных максимумов, чем результаты аналитических расчетов.

Предсказанная с использованием динамической теории дифракции поляризационная чувствительность проводящих пленок наблюдается эксперимен-

тально: при повороте плоскости поляризации падающего излучения на 90° изменяется резонансная длина волны, на которой наблюдается максимум пропускания. При фиксированной длине волны коэффициент пропускания является функцией угла поворота плоскости поляризации, что делает возможным использование таких пластин в качестве поляризаторов излучения. Коэффициент подавления ортогональной поляризации, представляющий собой отношение коэффициента пропускания пластины при x -поляризации падающего излучения к коэффициенту пропускания при y -поляризации, как функция длины волны пока-

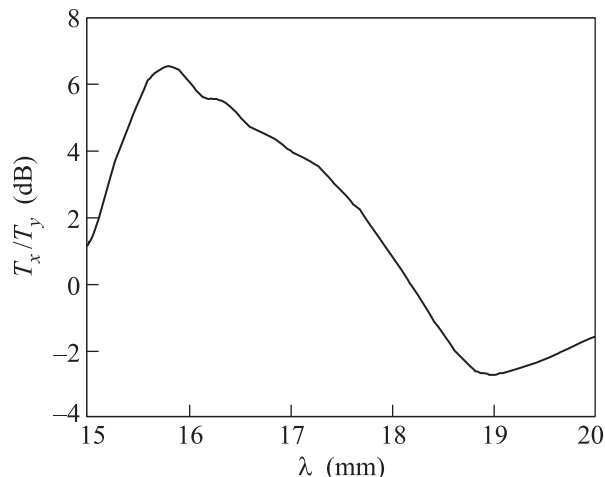


Рис. 2. Коэффициент подавления ортогональной поляризации (отношение коэффициента пропускания пластины при x -поляризации падающего излучения к коэффициенту пропускания при y -поляризации)

зан на рис. 2. На длине волны 15.8 мм коэффициент подавления составляет 6.5 дБ.

В заключение следует отметить сходство между поляризационными характеристиками аномально пропускания излучения металлическими пленка-

ми в оптическом и СВЧ-диапазоне. Наблюдаемая зависимость формы спектров пропускания оптического излучения от поляризации падающей волны обычно объясняется резонансным взаимодействием света с распространяющимися по поверхности металла плазмон-поляритонными волнами. В тоже время диэлектрические пленки в СВЧ-диапазоне не поддерживают распространения последних.

Авторы душевно благодарят Г.В. Белокопытова и Р.Ю. Ткаченко за помощь в проведении эксперимента и плодотворное обсуждение результатов.

1. T. W. Ebbesen, H. J. Lezec, H. F. Ghaemi et al., *Nature* **391**, 667 (1998).
2. H. A. Bethe, *Phys. Rev.* **66**, 163 (1944).
3. W. Srituravanich, N. Fang, C. Sun et al., *Nano Letters* **4**, 1085 (2004).
4. T. Onishi, T. Tanigawa, T. Ueda et al., *IEEE J. Quant. Electron.* **43**, 1123 (2007).
5. L. Martín-Moreno, F. J. García-Vidal, H. J. Lezec et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 1114 (2001).
6. M. Beruete, M. Sorolla, I. Campillo et al., *Opt. Lett.* **29**, 2500 (2004).
7. F. G. García de Abajo, R. Gómez-Medina, and J. J. Sáenz, *Phys. Rev. E* **72**, 016608 (2005).
8. M. M. J. Treacy, *Phys. Rev. B* **66**, 195105 (2002).
9. J. B. Pendry, L. Martín-Moreno, and F. J. García-Vidal, *Science* **305**, 847 (2004).
10. M. Sarrazin and J.-P. Vigneron, *Phys. Rev. B* **71**, 075404 (2005).
11. F. G. García de Abajo, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 1267 (2007).
12. M. Born, E. Wolf, and A. B. Bhatia, *Principles of Optics: Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light*, Cambridge University Press, 1999.
13. V. N. Sememenko and V. A. Chistyayev, *20th International Crimean Conference "Microwave and Telecommunication Technology"*, 2010, p. 1091.