

ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ЭНЕРГИИ МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ЦИЛИНДРОМ

А. Б. Катрич и В. М. Кузьмичев

Проведен анализ зависимости распределения поглощенной энергии по поверхности кругового цилиндра от величины комплексного показателя преломления и радиуса. Расчеты проведены для различных металлов в спектральной области 0.4—12 мкм, параметр $x=2\pi a/\lambda$ больше 10. Рассмотрен вопрос об отличии распределений поглощенной энергии для реальных цилиндров от распределений в приближении идеально проводящего и бесконечного большого цилиндра.

Применение металлических проволочек в приборах для измерения энергетических параметров пучка лазеров [1, 2], ответвителях и других устройствах, которые используются в оптических трактах при высокой плотности энергии или малой длительности импульса, приводит к необходимости расчета энергетических характеристик взаимодействия излучения с металлическим цилиндром. Поведение факторов эффективности взаимодействия при малом диаметре исследовано в работе [3]. В [4] проведен анализ для больших цилиндров, причем из результатов работы следует, что наиболее чувствительной к изменению параметров характеристикой является поглощение, в то время как факторы эффективности рассеяния и ослабления изменяются незначительно. Однако интегральные характеристики взаимодействия несут недостаточную информацию для проведения анализа зависимости поглощения от материала и размеров цилиндра, а расчеты углового распределения поглощенной мощности для реальных металлов отсутствуют.

Рассмотрим нормальное падение плоской электромагнитной волны на бесконечно длинный цилиндр, который характеризуется комплексным показателем преломления $m=m'-im''$. В элементе объема, ограниченном двумя радиусами с углом $d\varphi$ между ними, выделяется за период следующая мощность:

$$P(\varphi) = \left[a S_r(a, \varphi) + \int_0^a \frac{d}{d\varphi} S_\varphi(r, \varphi) dr \right] d\varphi, \quad (1)$$

где S_r , S_φ — усредненные за период радиальная и угловая компоненты вектора Пойнтинга в материале, а угол φ отсчитывается от центра освещенной области. Поскольку угловая компонента не участвует в переносе энергии через поверхность, ее роль сводится к перераспределению поглощения по внутреннему объему. Но S_r и S_φ — величины одного порядка, поэтому интеграл в (1) пропорционален толщине скин-слоя и его величиной можно пренебречь. Нелокальность поглощения, выражаемая этим интегралом, может быть заметна только в том случае, когда величина радиальной компоненты существенно меняется на угловых расстояниях порядка отношения толщины скин-слоя к радиусу цилиндра, что при диаметре больше длины волны не наблюдается.

Угловое распределение поглощенной мощности с учетом сделанных замечаний определяется только радиальной компонентой вектора Пойнтинга

$$D^E(\varphi) = \frac{\operatorname{Re}(E_z H_\varphi^*)}{\operatorname{Re}(E_z H_\varphi^*)_{\varphi=0}}, \quad D^H(\varphi) = \frac{\operatorname{Re}(E_\varphi H_z^*)}{\operatorname{Re}(E_\varphi H_z^*)_{\varphi=0}}, \quad (2)$$

где первое выражение относится к E -поляризованному излучению, для которого электрический вектор параллелен оси цилиндра, а второе — к H -поляризации (электрический вектор перпендикулярен оси). Компоненты полей даются выражениями [ввиду относительности (2) постоянные опущены]

$$\left. \begin{aligned} E_z, H_z &\sim \sum_{n=0}^{\infty} a_n i^n [J_n(x) - B_n H_n(x)] \cos n\varphi, \\ E_\varphi, H_\varphi &\sim \sum_{n=0}^{\infty} a_n i^n [J'_n(x) - B_n H'_n(x)] \cos n\varphi. \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Здесь $a_n=1$ при $n=0$ и 2 в остальных случаях, J_n, J'_n, H_n, H'_n — функции Бесселя и Ханкеля второго рода и их производные. Коэффициенты B_n имеют вид

$$B_n = \frac{J_n(y) J'_n(x) - c J'_n(y) J_n(x)}{J_n(y) H'_n(x) - c J'_n(y) H_n(x)}, \quad (4)$$

где $c=m$ для E -поляризации и $c=m^{-1}$ для H -поляризации, а $y=mx$.

Цилиндрические функции действительного аргумента вычислялись при помощи стандартных подпрограмм до значений аргумента $x=200$, что соответствует $a/\lambda < 30$. Для вычисления функции Бесселя комплексного аргумента использовалось асимптотическое представление [5]

$$S_n(z) = (-0,5n\pi i \operatorname{th} \omega)^{-1/2} \exp[n(\operatorname{th} \omega - \omega) - \pi i/4] \sum_{k=0}^{\infty} A_k (n \operatorname{th} \omega)^{-k}, \quad (5)$$

где $n=z \operatorname{ch} \omega$, причем $J_n(y) = S_n(y)$ с погрешностью порядка $\exp(-m^n x)$. В силу симметрии (4) относительно $J_n(y), J'_n(y)$ вычислялись нормированные на $\exp(y)$ значения этих функций. Суммирование рядов в (3) осуществляется до $n_{\max} = x + 3x^{1/3} + 10$, погрешность вычислений не более 10^{-7} .

Если радиус цилиндра устремить к бесконечности, то можно считать, что излучение падает в каждой точке, как на плоскую поверхность, расположенную под углом φ . Предельное угловое распределение, соответствующее этому случаю, будет находиться как $D^{E,H} = T^{E,H} \cos \varphi$, где $T^{E,H}$ — энергетические коэффициенты пропускания Френеля для плоской поверхности.

Расчеты по приведенным формулам были проведены для меди, золота и никеля в области длин волн 0.4—12 мкм. При вычислениях изменялись соотношение и величина реальной и мнимой частей показателя преломления, а также параметр x от 10 до 200.

На рис. 1 представлены зависимости D^E, D^H для медных цилиндров различного радиуса при длине волны 1 мкм. С увеличением a/λ распределение стремится к геометрическому пределу, однако даже при $x > 100$ велики дифракционные явления для H -поляризованного излучения, о чем свидетельствует большая величина поглощения при $\varphi > 90^\circ$. Для всех металлов при E -поляризации и $a/\lambda > 1$ отличия от предельного распределения незначительны, процесс поглощения практически полностью происходит на освещенной стороне, а закон распределения близок к виду $\cos^2 \varphi$.

На теневой стороне $D(\varphi)$ имеет экспоненциальный вид, что хорошо заметно при построении графиков в логарифмическом масштабе. Показатель экспоненты имеет вид $-\eta\varphi$, а величина затухания η для E -поляризации слабо падает с уменьшением $|m|$. Такая зависимость от показателя преломления свидетельствует о преимущественных потерях энергии по-

верхностной волной на излучение, а не на поглощение в теневой области. Для H -поляризации величина m существенно влияет не только на долю поглощенной энергии поверхностной волны, но и на условия ее возбуждения, о чем говорит резкое изменение η и вид кривых на рис. 1, 2. С уве-

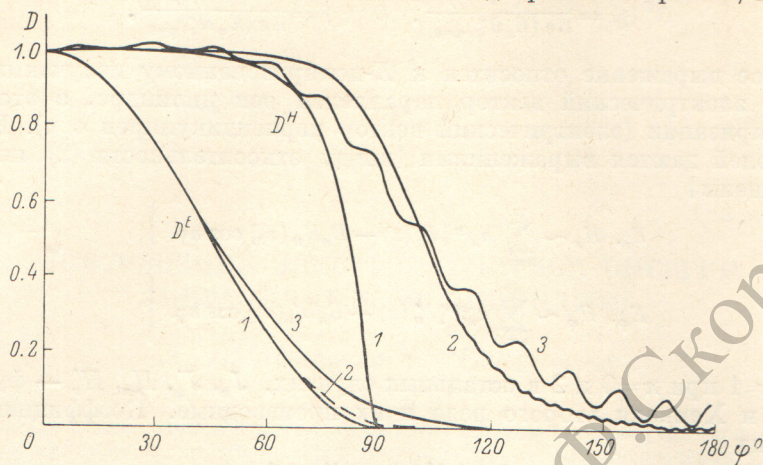


Рис. 1. Распределение поглощенной мощности для медных цилиндров.
 $m=0.34-6.9i$. a/λ : 1 — ∞ , 2 — 20, 3 — 2.

личением $|m|$ наблюдается стремление к функции вида $\eta=bx^{1/3}$, что совпадает с выводом, полученным в [6] на основании работ Фока для идеально проводящего цилиндра. Однако при $x < 100$ зависимость становится более слабой.

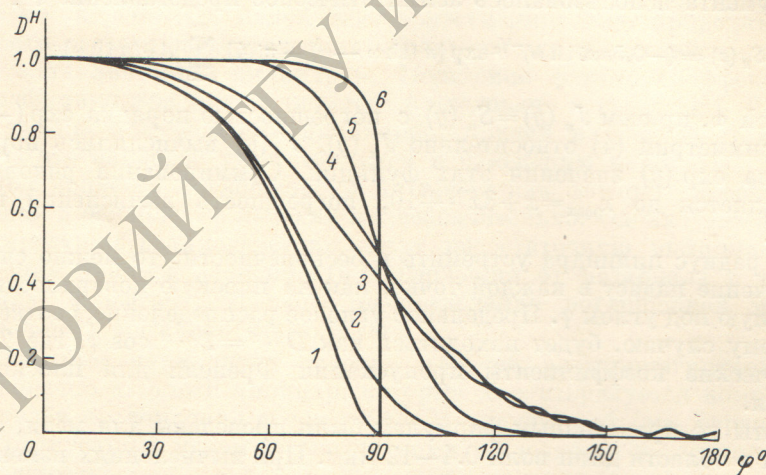


Рис. 2. Распределение для H -поляризации в зависимости от показателя преломления.
 $m=1.4-1.9i$, золото, 0.4 мкм. a/λ : 1 — ∞ , 2 — 20, 3 — 2. $m=100-100i$, a/λ : 4 — 2, 5 — 20, 6 — ∞ .

При $|m| \gg 1$ распределение для обеих поляризаций стремится к предельному, вид которого зависит только от соотношения размеров цилиндра и длины волны и представляет собой квадрат плотности поверхностного тока для идеально проводящего цилиндра. Об этом свидетельствует совпадение вида кривой 4 рис. 2 ($x=12.5$) с распределениями в [7] для $x=12$. Там же указано, что причиной колебаний интенсивности в теневой области, заглушающих к центру освещенной части, является интерференция двух поверхностных волн, распространяющихся в противоположных направлениях. Следовательно, по изменению амплитуды колебаний можно судить об условиях распространения и мощности поверхностных волн при различных m . Значительный рост величины максимумов происходит при $m' \rightarrow 0$ и уменьшении $|m|$ (менее 10). При этих же условиях увеличивается поглощение в теневой области (рис. 1) и величина дифракцион-

ной добавки к факторам эффективности поглощения и ослабления [4]. Если рассматривать поведение коэффициентов B_ν в комплексной плоскости индексов ν [8], то резкий рост амплитуды поверхностной волны связан с приближением первого нуля знаменателя указанного коэффициента к действительной оси. Наличие тонкого поглощающего переходного слоя на поверхности в этом случае приведет к значительному увеличению фактора эффективности поглощения для H -поляризованного излучения. Например, в [9] экспериментально наблюдалось двукратное превышение расчетного значения, в то время как для E -поляризации различие не превышало погрешности эксперимента.

Период колебаний в угловых распределениях практически не зависит от m , а определяется размерами цилиндра. Число колебаний равно целой части $2x$, причем при плавном изменении диаметра появление нового максимума происходит при $\varphi=0$, в то время как в теневой области картина остается сравнительно стабильной и всегда существует максимум при $\varphi=180^\circ$. Поскольку рассеяние вперед в основном определяется излучением энергии поверхностной волной, в диаграмме направленности рассеяния в дальней зоне также должны наблюдаться колебания интенсивности, число которых равно целой части $2x$, а вид диаграммы будет зависеть в основном от размеров цилиндра, а не от его материала.

В работе [4] утверждается, что приближение к геометрическому пределу с увеличением $|m|$ наступает при меньших значениях x . Но из рис. 2 и предельных распределений для токов в [7] следует, что для H -поляризации распределение поглощенной мощности существенно отличается от прямоугольного даже при $x=200$. Поэтому можно утверждать, что чем больше $|m|$, тем при больших x будет наблюдаться приближение распределения к геометрическому, несмотря на малое отличие в интегральных характеристиках взаимодействия.

Проведенные расчеты позволяют заключить, что для E -поляризованного излучения при размерах цилиндра больше длины волны распределение поглощенной энергии по поверхности практически не зависит от оптических постоянных и размеров цилиндра и мало отличается от функции вида $T^E \cos^2 \varphi$. Факторы эффективности взаимодействия также мало отличаются от значений для бесконечно большого цилиндра, причем фактор эффективности поглощения близок к значению $Q^E = T^E \pi/4$. Для H -поляризованного излучения возбуждение поверхностных волн при наличии поглощения в металле приводит к сильной зависимости вида распределений от показателя преломления и размеров цилиндра. Тем не менее в инфракрасной области, где $|m| \geq 10$, распределение мало отличается от вида, характерного для идеально проводящего цилиндра и с ростом диаметра и $|m|$ стремится к прямоугольному (равномерное поглощение в освещенной области и отсутствие в теневой). Фактор эффективности поглощения при этом приближается к $Q^H = T^H \pi/2$. На основании полученных результатов становится возможной оптимизация конструкции различных приборов на основе проволочных элементов, более точный расчет температурных полей, а также анализ дифракционных явлений на реальных металлических цилиндрах.

Литература

- [1] В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин, И. А. Приз. ПТЭ, № 2, 190, 1974.
- [2] А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев. В сб.: Импульсная фотометрия, вып. 5. «Машиностроение», Л., 1978.
- [3] В. Н. Лебедева. Опт. и спектр., 32, 772, 1972.
- [4] В. В. Камышан, В. М. Кузьмичев, Ю. М. Латынин. Опт. и спектр., 40, 146, 1976.
- [5] Г. Ватсон. Теория бесселевых функций, т. 1. ИЛ, М., 1949.
- [6] Г. ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. ИЛ, М., 1961.
- [7] Р. Кинг, У. Тайцзунь. Рассеяние и дифракция электромагнитных волн. ИЛ, М., 1962.
- [8] W. Franz, P. Vesckmann. Trans. IRE, AP-4, 203, 1956.
- [9] А. Б. Катрич, В. М. Кузьмичев. Тепловые приемники излучения. Изд. ГОИ, Л., 1978.