

ПОГЛОЩЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛН МЕТАЛЛИЧЕСКИМ ЦИЛИНДРОМ

В. М. Кузьмичев и Ю. М. Латынин

На основе геометрической оптики проведены расчеты поглощения металлическими цилиндрами линейно поляризованного электромагнитного излучения при наклонном падении и произвольной ориентации вектора напряженности электрического поля. С помощью ЭВМ проведен детальный анализ поведения коэффициентов поглощения никелевого цилиндра для различных углов падения и направлений поляризации. Результаты теории хорошо согласуются с экспериментом.

Задача определения коэффициентов поглощения электромагнитных волн металлическими нитями возникает при создании поляризующих металлических текстур [1, 2], болометрических измерителей [3] и проволочных ослабителей [4] энергии и мощности лазера, в исследованиях процессов дифракции и ряда других задач. Если в диапазоне малых диаметров по сравнению с длиной волны уже имеется ряд работ [5, 6], в которых проведены численные расчеты факторов эффективности поглощения, то в области больших диаметров, несмотря на имеющиеся публикации [7, 8], все еще отсутствуют соотношения для расчета поглощения реальными материалами. Строгие выражения, полученные в [2] и используемые в [5, 6], не позволяют произвести численного определения коэффициентов поглощения, когда диаметр цилиндра значительно больше длины волны излучения.

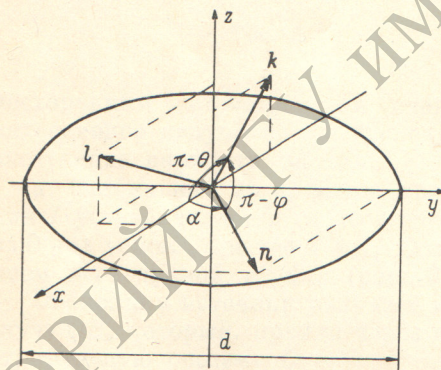


Рис. 1.

В данной работе рассматриваются вопросы, связанные с поглощением линейно поляризованного излучения оптического и ИК диапазонов металлическими нитями, диаметр которых значительно больше длины волны. В дальнейшем будем называть такие цилиндры толстыми.

Рассмотрим наклонное падение электромагнитного излучения с длиной волны λ на цилиндр диаметра d ($d \gg \lambda$). На рис. 1 показано поперечное сечение цилиндра, геометрическая ось которого направлена по координатной оси Z . Направление распространения плоских электромагнитных волн определяется ориентацией нормированного волнового вектора k . Поворотом системы координат вокруг оси Z всегда можно получить, что k будет находиться в плоскости XOZ и иметь направляющие косинусы

$$[-\cos \theta, 0, \sin \theta]. \quad (1)$$

Элементарная площадка на поверхности цилиндра, расположенная в направлении угла α , характеризуется нормалью n , совпадающей с направлением радиуса, проведенного из начала координат в центр этой площадки.

имеющей компоненты

$$[\cos \alpha, \sin \alpha, 0]. \quad (2)$$

При изменении угла α будет изменяться не только угол падения φ электромагнитной волны на элементарную площадку, но и положение плоскости падения в пространстве. Угол $(\pi - \varphi)$ между векторами \mathbf{k} и \mathbf{n} будет подчиняться следующему соотношению:

$$\cos(\pi - \varphi) = -\cos \theta \cos \alpha. \quad (3)$$

Единичный вектор \mathbf{l} , направленный по нормали к плоскости падения, определяется направляющими косинусами

$$\frac{1}{\sqrt{1 - \cos^2 \theta \cos^2 \alpha}} [\sin \alpha \sin \theta, -\cos \alpha \sin \theta, \sin \alpha \cos \theta]. \quad (4)$$

Когда единичный вектор напряженности электрического поля излучения \mathcal{E} расположен в плоскости XOZ , то его компоненты на оси будут

$$[\sin \theta, 0, \cos \theta]. \quad (5)$$

Косинус угла χ между векторами \mathcal{E} и \mathbf{l} показывает, какая часть поля составляет s -ю компоненту с изменением угла α

$$\cos \chi = \frac{\sin \alpha}{\sqrt{1 - \cos^2 \theta \cos^2 \alpha}}. \quad (6)$$

Пусть W — плотность энергии падающего излучения в рассматриваемом случае. При изменении угла α составляющие энергии поля с s -й и p -й компонентами будут

$$\left. \begin{aligned} W_s &= W \cos^2 \chi = W \frac{\sin^2 \alpha}{1 - \cos^2 \theta \cos^2 \alpha}, \\ W_p &= W \sin^2 \chi = W \frac{\sin^2 \theta \cos^2 \alpha}{1 - \cos^2 \theta \cos^2 \alpha}. \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

На элементарную площадку цилиндра единичной длины падает излучение с энергией dE

$$dE = W \cos \varphi dl = \frac{1}{2} W d \cos \alpha \cos \theta d\alpha. \quad (8)$$

Отраженная площадкой энергия электромагнитного поля запишется

$$dE_{\text{отр.}} = r_s dE_s + r_p dE_p = \frac{W d \cos \theta}{2} \left[(r_s \sin^2 \alpha + r_p \sin^2 \theta \cos^2 \alpha) \frac{\cos \alpha}{1 - \cos^2 \theta \cos^2 \alpha} \right] d\alpha, \quad (9)$$

где r_s и r_p — энергетические коэффициенты отражения плоской металлической поверхностью электромагнитного поля с s -й и p -й компонентами соответственно, определяемые формулами Френеля [9].

Отраженная поверхностью цилиндра единичной длины энергия будет равна удвоенному интегралу по α в пределах $(0, \pi/2)$ от выражения (9) и, следовательно, коэффициент отражения $R_{\parallel}(\theta, \lambda)$ цилиндрической поверхности, если ось цилиндра лежит в плоскости колебаний, с учетом (3)

$$R_{\parallel}(\theta, \lambda) = \frac{E_{\text{отр.}}}{W d \cos \theta} = \int_0^{\pi/2} (r_s \sin^2 \alpha + r_p \sin^2 \theta \cos^2 \alpha) \frac{\cos \alpha}{1 - \cos^2 \theta \cos^2 \alpha} d\alpha. \quad (10)$$

где зависимость от λ входит в r_s и r_p через оптические постоянные металла.

Если вектор \mathcal{E} имеет компоненты $(0, 1, 0)$, т. е. перпендикулярен оси цилиндра, то

$$\cos \chi = -\frac{\cos \alpha \sin \theta}{\sqrt{1 - \cos^2 \theta \cos^2 \alpha}}, \quad (11)$$

а выражение, определяющее коэффициент отражения $R_{\perp}(\Theta, \lambda)$ для поляризации перпендикулярной оси цилиндра, имеет следующий вид:

$$R_{\perp}(\Theta, \lambda) = \int_0^{\pi/2} (r_s \sin^2 \Theta \cos^2 \alpha + r_p \sin^2 \alpha) \frac{\cos \alpha}{1 - \cos^2 \Theta \cos^2 \alpha} d\alpha. \quad (12)$$

Если направление поляризации составляет угол ψ с проекцией оси цилиндра на фронт волны, то коэффициент отражения $R(\Theta, \lambda, \psi)$ линейно поляризованных электромагнитных волн металлическим цилиндром можно записать как

$$R(\Theta, \lambda, \psi) = R_{\parallel}(\Theta, \lambda) \cos^2 \psi + R_{\perp}(\Theta, \lambda) \sin^2 \psi, \quad (13)$$

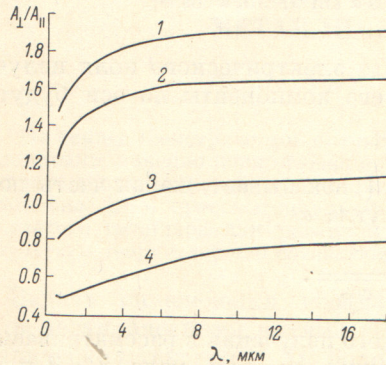


Рис. 2. Зависимость коэффициента дихроизма никелевого цилиндра от длины волны при фиксированных углах Θ .
 Θ , град.: 1—0, 2—30, 3—60, 4—80.

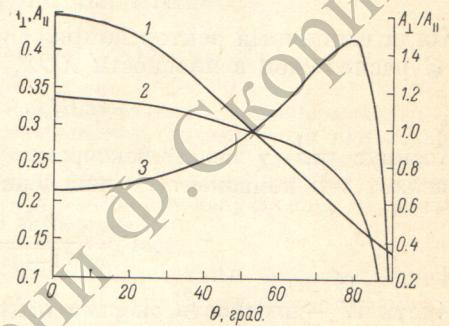


Рис. 3. Зависимость коэффициентов дихроизма (1) и поглощения ($A_{\perp} - A_{\parallel}$ — 2, $A_{\parallel} - A_{\perp}$ — 3) никелевого цилиндра от угла Θ . Длина волны 1 мкм.

а коэффициент поглощения $A(\Theta, \lambda)$ для соответствующих компонент легко получить, если учесть, что

$$A_{\perp, \parallel}(\Theta, \lambda) = 1 - R_{\perp, \parallel}(\Theta, \lambda). \quad (14)$$

Коэффициенты поглощения цилиндрической поверхности при нормальном падении получаются из выражений (10), (12) и (14), если положить в них $\Theta = 0^\circ$

$$\left. \begin{aligned} A_{\parallel}(0, \lambda) &= 1 - R_{\parallel}(0, \lambda) = 1 - \int_0^{\pi/2} r_s(\alpha, \lambda) \cos \alpha d\alpha, \\ A_{\perp}(0, \lambda) &= 1 - R_{\perp}(0, \lambda) = 1 - \int_0^{\pi/2} r_p(\alpha, \lambda) \cos \alpha d\alpha. \end{aligned} \right\} \quad (15)$$

Необходимо отметить, что в полученных выражениях для коэффициентов поглощения и отражения не учтено влияние дифракции, которой можно пренебречь при большом отношении диаметра цилиндра к длине волны.

Зависимость отношения коэффициентов поглощения $A_{\perp}(\Theta, \lambda)/A_{\parallel}(\Theta, \lambda)$ никелевого цилиндра для различных углов Θ от длины волны падающего излучения показана на рис. 2. Здесь кривые соответствуют углам $\Theta = 0$ (нормальное падение), 30, 60 и 80°. Оптические константы никеля взяты из работы [10]. На рис. 3 показано поведение коэффициентов дихроизма (A_{\perp}/A_{\parallel} , кривая 1) и поглощения никелевой проволоочки для двух взаимно перпендикулярных направлений поляризации электромагнитных волн длиной 1.0 мкм от угла Θ . Видно, что коэффициент поглощения $A_{\perp}(\Theta, \lambda)$ монотонно убывает с ростом Θ (кривая 2), а $A_{\parallel}(\Theta, \lambda)$ возрастает (кривая 3) вплоть до угла, соответствующего области «угла Брюстера» для централь-

ного участка поверхности нити, после которого быстро убывает. Такое поведение $A_{\perp}(\theta, \lambda)$ наблюдается только в оптическом и прилегающем к нему ближнем ИК диапазонах спектра. В более длинноволновой области ($2 + 18$ мкм) $A_{\perp}(\theta, \lambda)$ при изменении θ ведет себя аналогично закономерности $A_{\parallel}(\theta, \lambda)$, однако максимум у кривой наступает несколько ранее. Максимумы на кривых поглощения с ростом длины волны смещаются в область больших углов θ .

На рис. 4 показаны результаты экспериментального исследования зависимости поглощения линейно поляризованных волн длиной 1.06 мкм никелевым цилиндром диаметром 45 мкм от угла θ . Здесь по оси ординат отложены нормированные коэффициенты поглощения A_{\perp} и A_{\parallel} , а по оси абсцисс — угол θ .

Анализ проведенных исследований позволяет сделать следующие выводы.

1. При нормальном падении цилиндры из металлов хорошо отражающих излучение (золото, медь) обладают большей анизотропией поглощения, чем из менее отражающих металлов (платина, никель и т. д.).

2. Наибольший дихроизм наблюдается при нормальном и близком к скользящему падению излучения, причем при нормальном и скользящем падении знак дихроизма различен.

3. Смена знака дихроизма для никелевого цилиндра в области длин волн 0.5—18 мкм происходит в диапазоне углов 47—69°. Точка инверсии с увеличением длины волны смещается в область больших углов θ . Аналогичное явление наблюдается и при улучшении отражательных свойств металлов на данной длине волны.

4. Коэффициент дихроизма при нормальном падении не превышает 2 для любых металлов.

5. Абсолютные значения коэффициентов поглощения с ростом длины волны убывают, а анизотропия поглощения при нормальном падении возрастает.

6. Экспериментально найденная закономерность поглощения толстыми нитями излучения от угла ϕ и θ хорошо согласуется с полученной расчетным путем.

7. При нормальном падении электромагнитные волны с вектором, перпендикулярным оси цилиндра, поглощаются сильнее, чем волны с параллельной оси нити компонентой. Этот результат непосредственно вытекает из зависимости френелевских коэффициентов отражения от угла падения на плоскую поверхность [9]. Закономерность ослабления (рассеяние + поглощение) линейно поляризованных электромагнитных волн толстыми цилиндрами известна как «эффект Дюбуа» [11].

8. Экспериментально определенные величины коэффициентов дихроизма (A_{\perp}/A_{\parallel}) при нормальном падении волн длиной 1.06 и 0.6943 мкм на толстые цилиндры из отожженной платины и никеля отличались от расчетных не более 10%, а из меди и вольфрама оказались ниже теоретических, что обусловлено, по-видимому, несоответствием их реальных оптических постоянных с используемыми при расчетах.

В заключение авторы выражают благодарность А. И. Москиенко за помощь в работе.

Литература

- [1] Г. И. Дистлер, А. В. Котов, Е. И. Кортуклова, В. Н. Лебедева. Опт. и спектр., 20, 541, 1966.
 [2] Г. Ван-де-Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. ИЛ, М., 1961.

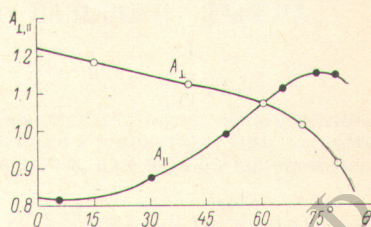


Рис. 4. Экспериментальная зависимость коэффициентов поглощения A_{\perp} и A_{\parallel} никелевого цилиндра от угла θ . Длина волны 1.06 мкм.

Ф. СКОРИНЫ

- [3] Г. Х и р д. Измерение лазерных параметров. ИЛ, М., 1970.
- [4] J. G. S i e k m a n, R. E. M o g i j n. Philips Res. Repts., 23, 375, 1968.
- [5] В. Н. Л е б е д е в а. Опт. и спектр., 32, 772, 1972.
- [6] В. Н. Л е б е д е в а. Опт. и спектр., 32, 1185, 1972.
- [7] В. А. Ф о к. Проблемы дифракции и распространения электромагнитных волн. Изд. «Сов. радио», М., 1970.
- [8] Л. Н. З а х а р ь е в, А. А. Л е м а н с к и й. Рассеяние волн черными телами. Изд. «Сов. радио», М., 1972.
- [9] А. П. П р и ш и в а л к о. Отражение света от поглощающих сред. Изд. АН БССР, Минск, 1963.
- [10] И. И. С а с о в с к а я, М. М. Н о с к о в. Физика металлов и металловедение, 32, 723, 1971.
- [11] К. Ш е ф е р, Ф. М а т о с с и. Инфракрасные спектры. ОНТИ, М., 1935.

Поступило в Редакцию 24 апреля 1973 г.

ЕПОЗИТОРИЙ ГТУ имени Ф. СКОРИНА