Оптика металів

Горбань… с. 17
Годжаєв.. с. 60
Калитеєвский.. с. 85
Бутиков… с. 161
Сивухин.. с. 441

Експерим. факти: 1) Метали мають високі коеф. відбиття $R = 98\% (Ag)$; $87\% (Cu)$; $40\% (Fe)$, але величина R помітно залежить від λ.

2) У відбитому від металевої поверхні світлі завжди (крім нормального падіння) еліптично поляризована компонента присутня.

Проходження світла через середовище з провідністю

Середовище з провідністю описується рівн. Максвелла

$$(1)\ \mathrm{rot}\, E = -\frac{\mu}{c}\frac{\partial H}{\partial t}; \qquad \mathrm{rot}\, H = \frac{\varepsilon}{c}\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\underbrace{\sigma E}_{j\text{ - струм пров.}} \quad (2)$$

$\mathrm{div}\, \dot{E} = 0$ (немає об'ємн. заряду); $\mathrm{div}\, H = 0$

$$\begin{cases} \dfrac{d(2)}{dt} \equiv \dfrac{d}{dt}\mathrm{rot}\, H \equiv \mathrm{rot}\, \dot{H} = \dfrac{\varepsilon}{c}\dfrac{\partial^2 E}{\partial t^2} + \dfrac{4\pi}{c}\sigma\dfrac{\partial E}{\partial t} \quad (3) \\ \mathrm{rot}\,(1) \equiv \mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\, E = -\dfrac{\mu}{c}\mathrm{rot}\, \dot{H} \Rightarrow \end{cases}$$

$\Rightarrow \mathrm{grad}\,\mathrm{div}\, E - \Delta E = -\frac{\mu}{c}\mathrm{rot}\, \dot{H}$

Якщо $\mathrm{div}\, E = 0$, то і $\mathrm{grad}\,\mathrm{div}\, E = 0$.

Тоді $\Delta E = \frac{\mu}{c}\mathrm{rot}\, \dot{H}$ (4)

$\mathrm{rot}\,\mathrm{rot}\, E = \mathrm{grad}\,\mathrm{div}\, E - \Delta E$

$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2}$

$$(4) \to (3): \quad \Delta E - \frac{\varepsilon\mu}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} - \frac{4\pi}{c^2}\mu\sigma\frac{\partial E}{\partial t} = 0 \quad \text{хвильове рівнян.}$$

$$\frac{1}{v^2} = \frac{\mu\varepsilon}{c^2} - \frac{4\pi i\sigma\mu}{c^2 \cdot \omega}$$

Аналогічне хвильове рівняння можна отримати і для H.

Для спрощення розрахунків розглянемо плоску хвилю і тільки компоненту ел. поля вздовж Ox.

Розв'язок хвил. рівняння шукаємо у вигляді

$$E = E_0 e^{i\omega(t - r/v)} \qquad (r \to x)$$

$$\begin{cases} \dfrac{\partial E}{\partial t} = i\omega E \\ \dfrac{\partial^2 E}{\partial t^2} = -i\omega^2 E \end{cases} \qquad \begin{aligned} \frac{\partial E}{\partial x} &= -\frac{i\omega}{v}E \\ \frac{\partial^2 E}{\partial x^2} &= -\frac{\omega^2}{v^2}E \end{aligned} \quad \Big| \to \text{хвильове рівняння}$$

$$-\frac{\omega^2}{v^2}+\frac{\varepsilon\mu}{c^2}\omega^2-\frac{4\pi}{c^2}\mu\sigma i\omega=0$$

$$\frac{c^2}{v^2}=\varepsilon\mu-\frac{4\pi\mu\sigma}{\omega}\cdot i$$

Компл. показн. заломл.
$n^*=n-i\chi$
n – дійсний показн. заломл.
χ – показник поглинання

$$(5)\quad n^{*2}=\frac{c^2}{v^2}=\mu\varepsilon-\frac{4\pi i\sigma}{\omega}\cdot\mu$$

$n^*=n-i\chi \rightarrow$ (6) $n^{*2}=n^2-2ni\chi-\chi^2$. Порівняємо (5) і (6):

(7) $\boxed{n^2-\chi^2=\varepsilon\mu}$ і $\boxed{2n\chi=\frac{4\pi\sigma\mu}{\omega}}$ (7′)

Фізичний сенс показника поглинання:

Рівняння хвилі $E=E_0 e^{i\omega(t-\frac{z}{c}n)}\cdot e^{-i\omega\frac{z}{c}(-i\chi)}=$

$$=\underbrace{E_0 e^{-\frac{\omega z\chi}{c}}}_{\text{амплітуда хвилі}} e^{i\omega(t-\frac{z}{c}n)}$$

Ампл. хвилі затухає при збільшенні χ. Це відповідає поглинанню світла. Отже, відповідальним за поглинання світла у середовищі є його провідність σ. Якщо $\sigma=0$, то і $\chi=0$.

$$\left.\begin{aligned}2n^2&=\varepsilon\left[\left(1+\frac{16\pi^2\sigma^2}{\omega^2\cdot\varepsilon^2}\right)^{1/2}+1\right]\\2\chi^2&=\varepsilon\left[\left(1+\frac{16\pi^2\sigma^2}{\omega^2\varepsilon^2}\right)^{1/2}-1\right]\end{aligned}\right\}$$

$$J\sim E^2\Rightarrow J=J_0 e^{-\frac{2\omega\chi}{c}\cdot x}=J_0 e^{-Kx}$$ Закон Бугера-Ламбарта

K – коеф. поглинання; J_0 – інтенс. світла для $x=0$

$$\boxed{K=\frac{2\omega\chi}{c}=\frac{4\pi}{c\cdot n}\sigma=\frac{4\pi\chi}{\lambda}}\quad(8).$$

Із (7) випливає, що взагалі $n\neq\sqrt{\varepsilon}$. Тому слід мати на увазі, що швидк. поширення світла у середовищі v дорівнює $\frac{c}{n}$, а не $\frac{c}{\sqrt{\varepsilon}}$.

Глибина проникнення світла у середовище з провідністю

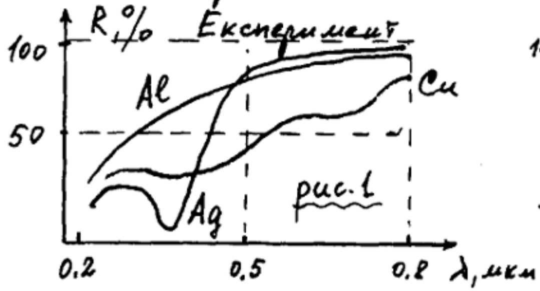
Нехай показник exp в законі Бугера $\frac{2\omega\chi}{c}x = 1 \Rightarrow$

$d = \frac{c}{2\omega\chi}$ – це глибина (d), на якій інтенсивність світла зменшується в e разів: d – товщина скін-шару. Наприклад, для міді

λ	1000 Å (УФ)	10 мкм (ІЧ)	10 см (НВЧ)
d	6.2 Å	62 Å	6200 Å

3 (8) : при проходженні світла через шар металу товщиною $x = \lambda$ потік енергії послаблюється в $e^{4\pi\chi}$ разів. Для більшості металів $\chi = 1.5 - 5$.

Відбиття світла від металів



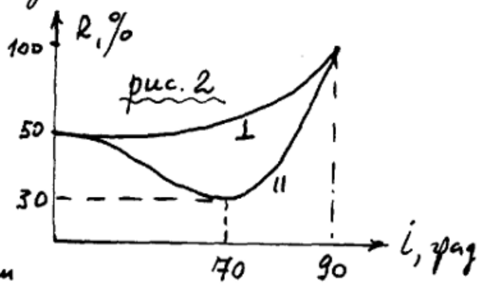


Рис. 2 якісно схожий на подібну залежність для діелектрика (скла). Відміни: 1) велике значення R при нормальному падінні світла на поверхню металу; 2) значення R не досягає нуля в min („$i = i_Б$"); 3) при відбитті між „p" та „s" компонентами виникає різниця фаз. Лінійно поляриз. світло при відбитті від металу стає еліптично поляризованим.

$$R = \frac{E_{відб} \cdot E^*_{відб}}{E_{пад} \cdot E^*_{пад}} = \frac{(n - i\chi - 1)(n + i\chi - 1)}{(n - i\chi + 1)(n + i\chi + 1)} = \frac{(n-1)^2 + \chi^2}{(n+1)^2 + \chi^2}$$

Нагадаємо, що для діелектриків $R = \left(\frac{n-1}{n+1}\right)^2$

Для металів $\boxed{R = \frac{(n-1)^2+\chi^2}{(n+1)^2+\chi^2}}$ (А)

Є така наука – еліпсометрія. Значення R в ній визначається експериментально. Це – I рівняння.

Друге рівняння – для знаходження n та χ – рівняння стану поляризації (еліптичної поляризації). Параметри еліпсу: мала напіввісь, велика напіввісь, азимут.

Амплітудний коеф. відбиття $r = \frac{E_{відб}}{E_{пад}}$

Для нормального падіння світла із повітря на проводяще середовище: $r = -\frac{n^*-1}{n^*+1}$

Введемо комплексний показн. заломлення (n^*):

$$① = -\frac{n-(i\chi+1)}{(n+1)-i\chi}\cdot\frac{n+(i\chi+1)}{(n+1)+i\chi} =$$

$$r = -\frac{n-i\chi-1}{n-i\chi+1}\cdot\frac{n+i\chi+1}{n+i\chi+1} \overset{①}{=} -\frac{n^2+\chi^2-2i\chi-1}{(n+1)^2+\chi^2} = a+ib$$

$$a = \frac{1-n^2-\chi^2}{(n+1)^2+\chi^2}; \quad b = \frac{2\chi}{(n+1)^2+\chi^2}$$

Зсув по фазі між амплітудами пад. та відб. хвиль – $\Delta\varphi$:

$$tg\,\Delta\varphi = \frac{a}{b}$$

$$\boxed{tg\,\Delta\varphi = \frac{1-n^2-\chi^2}{2\chi}} \quad (Б)$$

Для лін. поляриз. світла $\delta_{\parallel}-\delta_{\perp}=0 \Rightarrow tg\,\delta = 0$

Для еліптично поляриз. світла знаходять $\delta = \delta(n,\chi)$ та $R = R(n,\chi)$.

Схема еліпсометра

Значення n та χ розраховують по формулах, вимірюючи на еліпсометрі параметри еліптично поляриз. світла, відбитого від металу, (А) та (Б) – основні формули для розрахунків.

Наведеними в таблицях довідників значеннями ε та σ для розрахунків n та χ не можна користуватись, бо вони стосуються статичних полів!

Виміряні методами еліпсометрії величини n, χ та r наведені в таблиці 1 (для $\lambda = 0.589$ мкм):

Метал	χ	n	r, %
залізо	1.63	1.51	32.6
мідь	4.26	2.06	70.1
золото	2.82	0.37	85.1
срібло	3.64	0.18	95.0
натрій	2.61	0.005	99,7

Аналіз таблиці:

1) для деяких металів $n < 1$. На таку можливість вказувалось при розгляді теми „Дисперсія світла".

2) Теоретично див. (7): $n \cdot \chi = \frac{2\sigma}{\nu}$. Це співвідношення добре виконується в далекій ІЧ обл. Для видимого діапазону – сильне розходження. Одна з причин, пояснююча це, полягає у тому, що при падінні на метал видимого світла помітну роль грають не тільки вільні електрони, але і зв'язані електрони.

Повернемось до моделі Лоренца, яка дозволяє обчислити компл. діел. проникність матеріалу за рахунок взаємодії ел.м. хвилі із електронами середовища.

Вже отримували, що при нехтуванні затуханням електронних коливань ($\gamma = 0$), $\varepsilon(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2$

де ω_p – плазмова частота $\omega_p = \sqrt{\frac{4\pi N e^2}{m}}$.

ω_p – плазмова, або ленгмюрівська частота

При $N = 10^{22}$ см$^{-3}$ величина ω_p відповідає $\lambda_p = 0.3$ мкм.

Для оптичного діапазону $\omega < \omega_p$ величина $\varepsilon(\omega)$ виявляється від'ємною ($\varepsilon < 0$), а комплексний показник заломл. $n^* = \sqrt{\varepsilon}$ тоді є чисто уявним.

Тобто: $Re\sqrt{\varepsilon} = 0 \Rightarrow n = 0$.

Тому компл. показник заломл. метала $n^* = i\chi$, де χ – дійсна величина.

Тоді при нормальному падінні світла $R = \left|\frac{\sqrt{\varepsilon_1} - \sqrt{\varepsilon_2}}{\sqrt{\varepsilon_1} + \sqrt{\varepsilon_2}}\right|^2$.
Для границі повітря–метал: $\sqrt{\varepsilon_1} = 1$, $\sqrt{\varepsilon_2} = i\chi_2$. Тому $R = 1$, тобто метал повинен повністю відбивати світло: „металевий блиск".

Чим нижче частота (чим більша λ) при $\omega < \omega_p$, тим краще відбиття. Ось чому майже всі метали при $\lambda \sim 10$ мкм мають $R \sim 100\%$.

Для деяких металів ω_p лежить у видимому діапазоні. Оскільки для $\omega > \omega_p$ величина R помітно падає, поверхня металу в цьому випадку виглядає не білою, а має колір. Так, наприклад, золото має $\lambda_p = 0.6$ мкм, тому воно слабо відбиває синьо-зелене світло і добре – жовте. Для Al величина λ_p лежить в УФ. Тому Al добре відбиває видиме світло і виглядає білим.

Зауваження: 1) Закон дисперсії $\varepsilon(\omega) = 1 - \left(\frac{\omega_p}{\omega}\right)^2$ виправдовується як для металів, так і для дійсно плазми, що складається із вільних електронів та іонів.

2) При проходженні плазмової частоти ω_p (при нормальному падінні світла на поверхню металу) коеф. відбиття R повинен (принаймні, теоретично!) змінюватись стрибком від 0 до 1.