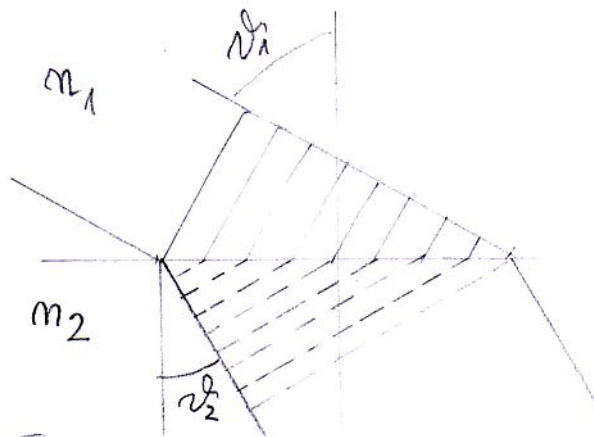


9. Širenje elektromagnetskih valova u tvarima

Kao što je upravo indicirano gore, elektromagnetski valovi se u sredstvima kreću brzinama različitim od one u vakuumu. Elementarna posljedica toga jest pojava promjene smjera širenja valne fronte elektromagnetskog vala, pri prijelazu među različitim optičkim sredstvima, nazvana lomom svjetlosti. Kako lom u biti ovisi o valnoj dužini elektromagnetskog vala, to se u disperzivnim sredstvima u kojima frekvencija titranja vala i njegov valni broj nisu proporcionalni, javlja rasap smjerova širenja svjetla po frekvencijama. Student je mnogo puta morao vidjeti taj efekt pri ulasku bijele svjetlosti u, na primjer, staklenu prizmu. U ovom poglavlju ćemo obraditi najprije fenomenološki a potom i malo bolje obadva fenomena.

9.1 Lom svjetla i Snellov zakon

Pretpostavimo da paralelan snop svjetla pada pod nekim kutom na kontakt dva prozorna sredstva. Očekuje se da je student familijaran s činjenicom da su valne fronte širenja svjetla (mjesto identične faze u titranju) okomite na smjer širenja svjetla. Stoga su na primjer pozicije maksimuma titranja razmaknute za valnu duljinu λ . No u raznim sredstvima vrijednosti λ su različite.



Na slici imamo oznake: indeksa lomova za prvo i drugo sredstvo n_1 i n_2 gdje je

$$v = \frac{c}{n} = \lambda \nu \quad (9.1)$$

definicija indeksa loma n preko faze brzine v . Time je dobivena i veza valne duljine λ u sredstvu s λ_{vakuum} :

$$\lambda = \frac{1}{n} \frac{c}{\nu} = \frac{1}{n} \lambda_{\text{vakuum}} \quad (9.2)$$

Upadni kut (mjereno od okomice na granicu sredstava) označavamo s ϑ_1 a izlazni s ϑ_2 . Koncentrirajući se samo na one valne fronte koje prema crtežu prelaze iz sredstva u sredstvo i čiji broj je isti u obadva sredstva imamo:

$$\sin \vartheta_1 = \frac{m \lambda_1}{l} = \frac{m}{l} \frac{c}{n_1 \nu} \quad \text{to jest} \quad n_1 \sin \vartheta_1 = \frac{m}{l} c \nu \quad (9.3)$$

Kako identični rezultat možemo dobiti i u sredstvu 2, slijedi Snell-ov zakon:

$$n_1 \sin \vartheta_1 = n_2 \sin \vartheta_2 \quad (9.4)$$

POKUS

9.2 Disperzija svjetlosti

POKUS

Već u djetinjstvu studenti su vidjeli fenomen duginih boja koje je najlakše objasniti na prolazu višebojne svjetlosti kroz prizmu. Geometrija prizme je bitna ; da su površine ulaza i izlaza svjetla paralelne, rasap svjetla koji se dešava unutar sredstva (na primjer stakla) bi se pri izlasku kompenzirao i sve bi boje izašle pod istim kutom. Pri ulasku u gušće sredstvo (veći n), plava se svjetlost lomi jače od crvene. Pri izlasku se fenomen ne kompenzira jer se izlazna površina i ulazna sijeku pod kutem prizme. To pak povlači činjenicu da su pri izlasku kutevi pada na kontaktnu površinu različiti od onih nastalih za slomljene zrake pri ulasku, što uzrokuje različitost kutova raznih boja pri izlasku.

Ovo razdvajanje svjetlosti na boje posljedica je ovisnosti fazne brzine o valnoj duljini. Tako je fenomen: $v = \frac{\omega}{k} \neq const.$ iz optike prešao i u druga valna područja. Praktičke potankosti funkcioniranja prizme u razlaganju svjetla ćemo načiniti u poglavlju o geometrijskoj optici.

9.3 Modeliranje funkcionalne zavisnosti indeksa loma o frekvenciji elastično vezanim elektronom

Glavnina zavisnosti indeksa loma o frekvenciji potječe od faktora ε_r iz izraza

$$v_{sredstvo} = \frac{c}{n} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}} \quad (9.5)$$

Ponašanje ε_r možemo modelirati prema našem znanju o ponašanju dielektrika iz prošlog semestra. Pretpostavit ćemo da vanjsko titrajuće električno polje prisiljava elektron na titranje, dok elektron sam ima s teškom molekulom, čiji je dio, interakciju elastičnom silom čija je „konstanta opruge“ K . To rezultira u slijedećoj jednažbi prisilnog titranja:

$$m \ddot{\psi} = -K\psi - m\Gamma \dot{\psi} + E_0 \cos \omega t \quad (9.6)$$

Strukturu (9.6) poznajemo kao i stacionarno rješenje u obliku:

$$\psi(t) = a \sin \omega t + b \cos \omega t \quad (9.7)$$

U transparentnim tvarima je atenuacija svjetla minimalna stoga ćemo za početak zanemariti gušenje i konstantu γ . Time se titranje svodi na

$$\psi(t) = b \cos \omega t = \frac{qE_0}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \cos \omega t = \frac{qE(t)}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (9.8)$$

Našli smo, dakle, da je elektronovo odstupanje od ravnotežnog položaja $\rightarrow \psi$ proporcionalno i sinkrono s prisilom; električnim poljem. Iz Prošlog semestra možemo iskoristiti vezu ε_r s električnim poljem i polarizacijom kada su polje i polarizacija paralelni:

$$\varepsilon_r = 1 + \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{P(t)}{E(t)} \quad (9.9)$$

Za dipol naboja q i razmaka naboja ψ dipolni moment je $q\psi$ a polarizacija je:

$$P(t) = Nq\psi(t) \quad (9.10)$$

gdje je N prostorna gustoća broja molekula .

Time je indeks loma n moguće izraziti kombiniranjem (9.5), (9.9) i (9.10):

$$n^2 = \varepsilon_r = 1 + \frac{Nq^2}{\varepsilon_0 m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (9.11)$$

Preko makroskopskih veličina: naboja i mase elektrona te elektronove vlastite frekvencije titranja u molekuli! Kako su elektronove vlastite frekvencije duboko u ultraljubičastom području, za vidljivu svjetlost frekvencije ω to znači $\omega \ll \omega_0$. Indeks loma u „normalnoj“ disperziji svjetla raste s frekvencijom. To je u skladu s eksperimentalnom činjenicom da se plava svjetlost lomi jače od crvene. Naša razmatranja možemo proširiti i u nevidljivo područje ultraljubičaste svjetlosti pa i iza rezonancija a na temelju našeg poznavanja oblika apsorptivne i elastične amplitude iz poglavlja 6. posebno promatrajući izraze (6.38) i (6.39) . U području u kojem elastična amplituda raste s frekvencijom (normalna disperzija) imamo uobičajeno ponašanje indeksa loma s frekvencijom. Kada se približimo rezonanciji vrlo blizu, kako frekvencija raste , indeks loma pada. To je fenomen anomalne disperzije. Istovremeno apsorpcijska amplituda nadjačava i svjetlost više ne može putovati medijem jer se u njemu apsorbira. Nakon što smo prošli rezonanciju postoji neprozirno područje (vidi izraz (9.11)) u kojem je kvadrat indeksa loma negativan. Očito imamo neprozirnost. Nakon izlaska n^2 iz tog negativnog dijela indeks loma ponovno raste i mi smo opet u području normalne disperzije. Može nas doduše zabrinjavati pojava $n < 1$, što znači da je fazna brzina veća od c ! Kasnije ćemo pokazati da je grupna brzina, brzina kojom se šalju informacije i koja ima kauzalni smisao, ipak prema našim očekivanjima to jest manja od brzine svjetla u vakuumu. Za ovu apsurdnu situaciju ilustrirat će se studentima kako se isto stanje titranja može jednostavno realizirati duž prostora na način koji nije kauzalna propagacija signala nego na primjer lukava „konspiracija“ okolnosti brzinom koja je proizvoljno velika!

Također vidimo da je faza titranja elektrona u tom području frekvencija suprotna fazi titranja uzbuđenog vala što ima poznate posljedice za niz oscilatora!

POKUSI

Uz poglavlje 9 demonstrira se pokuse s graničnim kutom; ako iz optički gušćeg sredstva zraka upada na kontaktnu površinu pod kutom (s obzirom na normalu) većim

od $\sin \vartheta_2 = \frac{n_1}{n_2}$, ona se reflektira natrag u sredstvo 2. Na tom su se principu temeljili

svjetlovodi za različite svrhe. Danas je na tome utemeljena tehnologija optičkih vlakana kroz koje se transmitira laserske modulirane signale zahvaljujući upravo činjenici da svjetlost ne može izaći iz vlakna ako se reflektira pod kutom većim od graničnog!