

ANYAG ÉS ELEKTROMÁGNESES SUGÁRZÁS KÖLCSÖNHATÁSAI

Kezdeti kísérleti eredményekből levont következtetések:

- egy atom spektrumvonalai sorozatokba rendezhetők (sugárzás ill. elnyelés)
- a sorozatok kifejezhetők két term – azaz elektronállapoti energia – különbségével.
- diszperzió: - a beeső em. hullámok terjedési tulajdonságai frekvenciafüggőek.
- a frekvenciafüggés mértéke a közeg anyagi minőségére jellemző.

1. Az atomi sugárzás klasszikus tárgyalása

1.1. Dipólussugárzás (emisszió)

Egy z irányban z_0 amplitúdóval ω_0 körfrekvenciával rezgő $-e$ töltést. Ennek a kezdetben szabadon rezgő töltés időben változó dipól momentuma

$$p = p_0 \cos \omega_0 t = -e z_0 \cos(\omega_0 t) . \quad (1.1)$$

Tegyük fel, hogy az oszcilláció amplitúdója jóval kisebb, mint a rezgés hullámhossza, azaz

$$z_0 \ll \lambda_0 = \frac{2\pi c}{\omega_0} .$$

A klasszikus elektrodinamika szerint a mozgó dipólus által kisugárzott elektromos térerősség és mágneses indukció nagysága a dipólustól nagy távolságban ($r \gg \lambda_0$) a

$$F(r,t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \cdot \frac{\ddot{p}\left(t - \frac{r}{c}\right) \cdot \sin \theta}{r \cdot c^2} \quad (1.2a)$$

és

$$B(r,t) = \frac{\mu_0}{4\pi} \cdot \frac{\ddot{p}\left(t - \frac{r}{c}\right) \cdot \sin \theta}{r \cdot c} \quad (1.2b)$$

egyenletek írják le. Az egységnyi felületen adott irányba kisugárzott energiát a Poynting vektor

$$\bar{S} = \frac{1}{\mu_0} \bar{F} \times \bar{B} \quad (1.3)$$

adja meg, mely nagyságát az (1.2) behelyettesítésével és a

$$\epsilon_0 \mu_0 = \frac{1}{c^2}$$

Maxwell-reláció figyelembe vételével a

$$S = |\bar{S}| = \frac{1}{(4\pi)^2 \epsilon_0} \cdot \frac{\ddot{p}^2 \sin^2 \vartheta}{r^2 c^3} \quad (1.4)$$

alakban adhatjuk meg.

Feltevésünk szerint a dipólus az optikai frekvenciák tartományában ($\sim 100\text{THz}$) rezeg, következésképpen az elektromágneses tér oszcillációja is olyan gyors, hogy a detektorunk csak a sugárzás időbeli átlagát

$$\langle S \rangle = \frac{1}{(4\pi)^2 \epsilon_0} \frac{\langle \ddot{p}^2 \rangle \cdot \sin \theta}{r^2 c^3} \quad (1.5)$$

észleli. A teljes kisugárzott energiát az r sugarú gömbfelületre való integrálással nyerjük:

$$-\frac{dW}{dt} = \oint \langle S \rangle df = \frac{\langle \ddot{p}^2 \rangle}{6\pi\epsilon_0 c^3} \cdot \quad (1.6)$$

Mivel (1.1) alapján $\langle \ddot{p}^2 \rangle = \frac{1}{2} e^2 z_0^2 \omega_0^4$, így

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{1}{2} \frac{e^2 \omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} z_0^2 \omega_0^2 \cdot \quad (1.7)$$

Ugyanakkor ismert, hogy az m tömegű oszcillátor energiáját a klasszikus mechanika szerint

$$W = \frac{1}{2} m v_{\max}^2 = \frac{1}{2} m z_0^2 \omega_0^2 \quad (1.8)$$

adja. (1.8)-at (1.7) jobb oldalába való behelyettesítve a dipólus által kisugárzott energia időbeli változása

$$-\frac{dW}{dt} = \frac{e^2 \omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 m c^3} W \quad (1.9)$$

A már korábbi tanulmányokban is előfordult differenciálegyenlet megoldását, azaz a dipólus energiájának időfüggését a

$$W(t) = W_0 \exp(-\gamma_0 t) \quad (1.10)$$

alakba írhatjuk, ahol γ_0 az úgynevezett *csillapítási tényező*

$$\gamma_0 = \frac{e^2 \omega_0^2}{6\pi\epsilon_0 m c^3} = \frac{2}{3} \frac{r_c}{c} \omega_0^2 \quad (1.11)$$

és

$$r_c = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m c^2} \quad (= 2.818 \times 10^{-15} \text{ m}) \quad (1.12)$$

az elektron *klasszikus sugara*.

A kezdeti (1.8) mozgási rezgési energiával rendelkező magára hagyott dipólus az oszcillációja során elektromágneses sugárzást bocsát ki, mely az (1.10) egyenlettel leírt energiavesztést eredményezi. Az energiavesztés következtében azonban az oszcillátor oszcillátor csillapított mozgást végez

$$\tau_0 = \frac{1}{\gamma_0} \quad (1.13)$$

időállandóval. A klasszikus mechanikában megszokottak szerint τ_0 -t az oszcillátor *élettartamának* is nevezzük. Ugyanakkor az oszcillátor csillapított mozgása következtében a rezgés amplitúdója és vele együtt a dipólus nagysága is időben csökken. Ennek eredményeképpen a dipólus által kisugárzott elektromágneses tér amplitúdója is csökken, és a tér időfüggését így az

$$F(t) = F_0 \exp\left[-\frac{1}{2} \gamma_0 t\right] \cdot \cos(\omega_0 t) \quad (1.14)$$

egyenlet adja.

Az (1.14) eredmény legfontosabb következménye, hogy a kisugárzott fény *nem* lesz többé monokromatikus. Jóllehet a dipólus $t=0$ -ban az ω_0 frekvencián kezd el rezegni, azonban $t>0$ -ra a detektorunk által felfogott intenzitás a tér amplitúdójának csökkenése miatt

$$I(t) \propto |E(t)|^2 \text{ és } I(t) \propto -\frac{dW}{dt} \quad (1.15)$$

szerint változik. Az amplitúdó idő- és spektrális kifejezése között a Fourier-transzformáció teremt kapcsolatot (lásd többek között a *Hullámtan és optika* előadást). A spektrális amplitúdó tehát

$$F(\omega) = \mathcal{FT}\{F(t)\} \propto \left[\frac{1}{i(\omega + \omega_0) - (\gamma_0/2)} + \frac{1}{i(\omega - \omega_0) - (\gamma_0/2)} \right],$$

a spektrális intenzitás pedig a

$$I(\omega) = |F(\omega)|^2 = I_0 \frac{\gamma_0}{2\pi (\omega - \omega_0)^2 + (\gamma_0/2)^2} \quad (1.16)$$

alakban írható fel. Az (1.16) kiszámításánál a lassan változó amplitúdó közelítést alkalmaztuk, azaz az optikai frekvenciák tartománya ($\omega_0 \ll \gamma_0$) miatt kihasználtuk, hogy dipólus amplitúdója – az ω_0 -hoz képest – lassan változik. A sugárzás fentebb említett "nem-monokromatikuság"-mértékének jellemzésére a spektrális intenzitáseloszlásából számítható (illetve mérhető) úgynevezett spektrális félértékszélességet szokás megadni a következő módon. Körfrekvencia egységben

$$\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1, \text{ ahol } I(\omega_1) = I(\omega_2) = \frac{1}{2} I_{\max}(\omega) \text{ és } \omega_2 > \omega_1,$$

vagy hullámhossz egységben

$$\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1, \text{ ahol } I(\lambda_1) = I(\lambda_2) = \frac{1}{2} I_{\max}(\lambda) \text{ és } \lambda_2 > \lambda_1.$$

Természetesen elegendő az egyik egységben megmérni (vagy kiszámítani) a félértékszélességet, hiszen a két mennyiség közt a könnyen levezethető

$$\Delta\omega = \frac{2\pi c}{\lambda_0^2} \Delta\lambda \text{ és } \Delta\lambda = \frac{2\pi c}{\omega_0^2} \Delta\omega \quad (1.17)$$

teremt kapcsolatot.

Az (1.16) egyenlettel leírt Lorentz-spektrum félértékszélességére egyszerűen a

$$\Delta\omega = \gamma_0 \quad (1.18)$$

adódik. Ez összhangban van az eddigiekkel, hiszen egy nagyobb csillapítású, azaz erősen lassuló oszcillációt végző dipólus nagyobb frekvenciatartományban sugároz. Csillapítás hiányában viszont monokromatikus sugárzást kapnánk.

Összefoglalva tehát az *emisszióra* vonatkozó, klasszikus fizikai eszközökkel megkapott (1.16) eredményünk azt jelenti, hogy ha egy atom külső elektronját valamilyen módon kitérítjük és aztán magára hagyjuk, akkor a keletkezett dipólus oszcillációja során időben csillapodó, következésképpen nem monokromatikus elektromágneses sugárzást bocsát ki. Így módon tehát azt állíthatjuk, hogy a természetben szigorúan véve monokromatikus sugárzás nem létezik. A kibocsátott sugárzás - a spektrumvonal - *természetes alakja* a (1.16) un. Lorentz-alak, félértékszélessége pedig az (1.18) *természetes vonalszélesség*.

Ebben a klasszikus fizikai közelítésben is felfedezhetjük az elektron atomtörzshöz való valamiféle "kötöttségét", melyre az elektron csillapodásának mértéke a jellemző. Azt mondhatjuk tehát, hogy egy anyag emissziós spektrumvonalának félértékszélességéből tulajdonképpen az anyagot felépítő atomok (molekulák) szerkezetére, még pontosabban elektronjainak kötöttségére következtethetünk. Az (1.13) alapján Ezzel egyenértékű információ nyerhető, ha a sugárzás időbeli lefutásából az élettartamot határozzuk meg.

Megjegyezzük, hogy a félértékszélességet (1.17) alapján hullámhossz egységekben kifejezve a

$$\Delta\lambda = \frac{e^2}{3\varepsilon_0 c^2 m} \approx 1.18 \cdot 10^{-5} \text{ nm} \quad (1.19)$$

meglepő eredményt kapjunk, hiszen a hullámhosszban kifejezett sávszélesség eszerint az oszcillátor (az anyag) tulajdonságaitól független, egyetemes állandó. Mindez nincs ellentmondásban a $\Delta\omega$ kapcsán fentebb állítottakkal - lásd az (1.17) egyenletet és a "Bevezető" fejezetben írtakat.

Példa.

A klasszikus elmélet jóságának határát bemutató tekintsünk két atomi átmenetet:

^{11}Na dublett (589 nm):

$$\gamma_0 = 6.4 \times 10^7 \text{ s}^{-1} \Rightarrow \tau_0 = 15.6 \text{ ns}$$

kísérleti érték: $\tau_0 = 15.9 \text{ ns}$ - jó egyezés.

^{80}Hg ($\lambda = 254 \text{ nm}$):

$$\gamma_0 = 3.45 \times 10^8 \text{ s}^{-1} \Rightarrow \tau_0 = 2.9 \text{ ns}$$

kísérleti érték: $\tau_0 = 120 \text{ ns}$ - nincs egyezés.

Azaz viszonylag könnyű atomokra illetve ionokra (1.18) jó nagyságrendi közelítést ad, viszont sokelektronos atomokra már nem alkalmazható.

1.2. A Lorentz-féle modell (abszorpció, diszperzió)

A dipólsugárzás segítségével értelmeztük az emissziót, most az abszorpciót (szórást) és diszperziót kíséreljük meg leírni.

Az elektronok csillapított kényszermozgást végeznek az atommag körül, melyet a

$$\ddot{z} = -\gamma \dot{z} - \omega_0^2 z - \frac{e}{m} F \quad (1.20)$$

mozgásegyenlet ír le. Itt γ a csillapítási tényező, ω_0 az oszcillátor saját frekvenciája és E a külső tér z irányú komponense. A kis intenzitású terek esetén szokásos klasszikus elektrodinamikai feltevással élünk, azaz az elektromágneses tér mágneses komponensének hatásától eltekintünk. Tekintsük a legegyszerűbb esetet, mikor a külső tér ω egy körfrekvenciájú, x irányba haladó síkhullám, azaz¹

$$F = F_0 \exp\{i\omega(t - x/c)\}. \quad (1.21)$$

A mozgásegyenlet megoldása

$$z = z_0 e^{i\omega t} = -\frac{e}{m} \frac{F_0}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} e^{i\omega t},$$

amivel az indukált dipólusmomentum nagysága a

$$p = -ez = \frac{e^2}{m} \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} \cdot F_0 e^{i\omega t} \quad (1.22)$$

¹ Az elektromágneses hullámok transzverzálitása (lásd: elektrodinamika) miatt az (1.21) egyenlettel leírt x irányban terjedő síkhullám elektromos tere a terjedésre merőleges irány(ok)ban rezeg. Az y irányban lineárisan polarizált hullám speciális esetétől eltekintve az általános esetben tehát mindig van az elektromos térnek z irányú komponense, amely az oszcillátorok (dipólusok) z irányú gerjesztéséért felelős. Ez visszafelé is igaz, azaz a z irányban rezgő dipólus által keltett időben változó elektromágneses térnek mindig van x irányba terjedő komponense.

alakba írható.

Tegyük fel, hogy a vizsgált anyag atomok kis sűrűségű halmaza, olyan, melyben az atomok illetve elektronok egymásra gyakorolt hatása elhanyagolható. Az ilyen kis sűrűségű gázban a külső tér kölcsönhatása eredményeképpen térfogategységenként N dipólus keletkezik (azaz térfogategységenként N db polarizálható atom van), azaz gáz polarizációja

$$\bar{P} = N \bar{p} . \quad (1.23)$$

Az elektrodinamikából ismert fenomenológikus összefüggések és elnevezések:

Szuszeptibilitás (χ):

$$\bar{P} = \chi \epsilon_0 \bar{F} \quad (1.24a)$$

Eltolódási (dielektromos) tér ($\bar{D}$)

$$\bar{D} = \epsilon \epsilon_0 \bar{F} = \epsilon_0 \bar{F} + \bar{P} \quad (1.24b)$$

A dielektrikus állandó (ϵ):

$$\epsilon = 1 + \chi \quad (1.24c)$$

A törésmutató (n):

$$n^2 = \epsilon \mu \quad (1.24d)$$

A kis sűrűségű gáz-modell teljesülése esetén a mágneses permeabilitásra és a szuszeptibilitásra igaz

$$\mu \cong 1 \text{ és } \chi \ll 1 . \quad (1.25)$$

Az (1.22)-(1.25) egyenletek összevetéséből egyszerű számítás után a *komplex törésmutatóra* a

$$n \cong 1 + \frac{1}{2} \chi = 1 + \frac{Ne^2}{2\epsilon_0 m} \cdot \frac{1}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega} \quad (1.26)$$

formulát kapjuk, amit az

$$n = n' - i\kappa \quad (1.27)$$

alakba írva a törésmutató valós

$$n' = 1 + \frac{Ne^2}{2\epsilon_0 m} \cdot \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad (1.28)$$

és képzetes

$$\kappa = \frac{Ne^2}{2\epsilon_0 m} \cdot \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2} \quad (1.29)$$

részét nyerjük.

Fenomenológiailag szintén ismert, hogy az elektromos hullám valamely közegben való terjedésekor a közegre jellemző törésmutató a hullám fázisát módosítja. A vizsgált, (1.26) komplex törésmutatójú közegben tehát a (1.21) síkhullámot a

$$F = F_0 \exp\left\{i\omega\left(t - \frac{nx}{c}\right)\right\} = F_0 \exp\left\{-\frac{\omega\kappa}{c}x\right\} \exp\left\{i\omega\left(t - \frac{n'x}{c}\right)\right\} \quad (1.30)$$

írja le, ahol a második exponenciális függvény kitevője képzetes lévén az áthaladás során fellépő tiszta fázisváltozással kapcsolatos. Az első exponenciális függvény kitevője viszont valós, azaz eszerint az áthaladó hullám amplitúdója csökken, hiszen általában igaz: $\kappa > 0$.

A közegbe beeső elektromágneses hullám tehát a közegen áthaladva gyengül: az energia elnyelődik az oszcillátorokban, amelyek azt egyrészt közvetlen kisugározzák,

másrészt – a csillapítás miatt – elnyelik. (A csillapítást úgy is értelmezhetjük, hogy a részecskék szórnak: a kisugárzott energia egy része esik csak az eredeti irányba.). Az újra-kisugárzás miatt a beeső és a kisugárzott tér „szuperpozíciója” a vákuumbeli terjedéshez képest a hullám késéséhez - pontosabban szólva *fáziskéséshez* vezet, ami miatt a közegben vett fázisterjedés sebessége - a fázissebesség - általában a vákuumbeli sebességnél kisebb.

Abszorpció

Az L hosszú közegbeli terjedés után a (kilépő) hullám intenzitása (1.15) bal oldala és (1.30) felhasználásával

$$I = I_0 \exp\left\{-\frac{\omega\kappa}{c}L\right\} \quad (1.31)$$

lesz. Az elnyelést ugyanakkor a Beer-Lambert- törvény

$$I = I_0 \exp\{-\alpha L\} \quad (1.32)$$

írja le. A (1.31) és (1.32) összevetéséből a fenomenológikus α abszorpciós együtthatóra eképpen

$$\alpha = \frac{2\omega}{c} \kappa = \frac{Ne^2}{\epsilon_0 mc} \frac{\gamma\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2} \quad (1.33)$$

adódik.

Abszorpciós hatáskeresztmetszet

Vegyük észre, hogy eddigi egyenleteink – n és α – függnek az N részecskesűrűségtől. Ezért célszerű egyetlen részecskére eső fajlagos elnyelést, azaz *abszorpciós* (vagy rezonancia) *hatáskeresztmetszetet* definiálni, ami kicsit talán erőltetettnek tűnik, de igen hasznos! Az egységnyi úton egy részecske által elnyelt sugárzás (1.33)-ból

$$\sigma = \frac{\alpha}{N} = -\frac{1}{NI} \cdot \frac{dI}{dx}, \quad (1.34)$$

azaz

$$\sigma = \frac{e^2}{\epsilon_0 mc} \cdot \frac{\gamma\omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}. \quad (1.35)$$

Optikai frekvenciák esetén $|\omega - \omega_0| \ll \omega$, így a klasszikus abszorpciós hatáskeresztmetszet

$$\sigma(\omega) = \frac{e^2}{4\epsilon_0 mc} \frac{\gamma}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\gamma/2)^2}, \quad (1.36)$$

és maximális értéke

$$\sigma_{\max} = \frac{e^2}{\epsilon_0 mc\gamma}, \quad (1.37)$$

míg az abszorpciós spektrum területe (1.18), (1.36) és (1.37) felhasználásával

$$\int_0^\infty \sigma(\omega) d\omega = \frac{1}{2} \gamma \cdot \sigma_{\max} \left[\frac{\pi}{2} - \arctg \frac{2\omega_0}{\gamma} \right] \approx \frac{1}{4} \frac{e^2}{\epsilon_0 mc}. \quad (1.38)$$

Az *abszorpciós spektrum területe* tehát mind γ -tól, mind pedig ω_0 -tól *független*! Ez hasonló jelentőségű eredmény, mint (1.19) volt. Ez az eredmény érvényes (a felhasznált közelítések

mellett) bármely gázkeverékre is, ahol csak rezonancia-frekvencia létezik, feltéve, hogy minden atomban csak egyetlen elektron felelős a szórás kialakításáért.

Az abszorpció spektrális függése

Tekintsük most az elnyelt energia spektrális függését! Az x irányban haladó síkhullám L hosszúságban kölcsönhat az N oszcillátor-sűrűségű anyaggal. A hullámban az ω , $\omega+d\omega$ közé eső intenzitás $I_\omega d\omega$. Legyen az L távolság akkora, hogy a teljes elnyelés kicsiny maradjon, vagyis $N\sigma L \ll 1$ és így

$$e^{-N\sigma x} \approx 1 - N\sigma x \quad (1.39)$$

A $d\omega$ frekvenciasávba eső elnyelt sugárzás:

$$dI_{\text{abs}} = N\sigma L I_\omega d\omega \quad (1.40)$$

Feltehetjük, hogy azon tartományban, ahol $\sigma(\omega) \neq 0$, I_ω csak kicsit változik, azaz közel állandónak tekinthetjük. A teljes elnyelt sugárzás tehát

$$I_{\text{abs}} = N L I_\omega \int_0^\infty \sigma(\omega) d\omega \approx \frac{\pi e^2}{2\epsilon_0 m c} \cdot N L I_\omega \quad (1.41)$$

Ha a sugárzás valamely A keresztmetszeten esik be, akkor az elnyelt energia azon AL térfogatrészben, melyben $\bar{N} = NAL$ számú oszcillátor van:

$$-\frac{dW}{dt} = A I_{\text{abs}} = \frac{\pi e^2}{2\epsilon_0 m c} \cdot \bar{N} I_\omega = \frac{\pi e^2}{2\epsilon_0 m} \bar{N} \cdot \rho_\omega \quad (1.42)$$

Ahol ρ_ω az elektromágneses mező spektrális energiasűrűség függvénye

$$\rho_\omega = \frac{I_\omega}{\text{terjedési sebesség}} = \frac{I_\omega}{c/n'} \quad (1.43)$$

Megjegyzendő, hogy a (1.43) kifejezés csak kis sűrűségű gázok esetén ad jó közelítést, ahol $n' \approx 1$, így a sugárzott energia közelítőleg c -vel terjed¹.

Diszperzió

Diszperzió alatt legáltalánosabban azt értjük, mikor valamely az adott anyag valamely fizikai tulajdonsága függ a rá eső elektromágneses vagy mechanikai hullám (vagy rezgés) frekvenciájától. A spektroszkópiai gyakorlatban azonban a diszperziót szűkebb értelemben használjuk, és rajta kizárólagosan az adott anyag optikai (valós) törésmutatójának frekvencia- (vagy hullámhossz-) függését értjük. Normálisnak nevezzük a diszperziót, ha $n'(\omega)$ monoton nő, anómális, ha monoton csökken.

Kis sűrűségű gázok diszperziójára egyszerű modellünk az (1.28) formulát szolgáltatja. A normál állapotú gázok, folyadékok és szilárd testek esetén hasonló megfontolásokkal rezonancia jellegű törésmutató formulákat vezettek be, az ún. Selmeier-egyenleteket². Ezek hozzávetőleges alakja

$$n^2 = 1 + \sum_i \frac{a_i}{\lambda^2 - b_i} \quad (1.44)$$

¹ Az (1.43) egyenletben teljesen korrekt módon "fázissebesség"-et kellene írni, hiszen a terjedési sebesség alatt szigorúan a csoportsebességet értjük.

² Történelmileg Seilmeier használt hasonló formulát 1871-ben a diszperzió szemi-empírikus magyarázatára. Az ő (és Maxwell) feltételezése szerint az atomok (a korabeli ismeretekkel: a részecskék) valamilyen természetes rezonancia-hellyel rendelkeznek. Az elméletet később Lorentz tette egzakttá - ahogy láttuk.

ahol a tagok számát és a konstansokat a mérések adta diszperziós görbe kívánt illesztési pontossága szabja meg.

Összefoglalásul megállapíthatjuk, hogy a klasszikus Lorentz-modell segítségével közvetlen kifejezést nyertünk valamely "kontinuum" fenomenologikus jellemzői, azaz az abszorpció és a törésmutató valamint a mikroszkopikus mennyiségek között. Ennek alapján például a viszonylag könnyen mérhető törésmutató illetve abszorpció meghatározásából közvetlenül következtetni tudunk egy atom külső ("optikai") elektronjának "klasszikus kötöttségére", azaz rúgóállandójára, csillapítására illetve sajátfrekvenciájára. Vegyük észre, hogy a modellünk a fentiekén túl közvetlen kapcsolatot is teremt a diszperzió (1.28) és az abszorpció (1.29) között: a rezonanciahely közelében ($\omega \approx \omega_0$) az abszorpció megnövekszik, az anyag diszperziója pedig anomálisból normálisba megy át. Ez megegyezik a tapasztalattal (példa: Na dublett vonala).