

Wstęp do Optyki i Fizyki Materii Skondensowanej

Jacek.Szczytko@fuw.edu.pl
http://www.fuw.edu.pl/~szczytko/NT

Wojciech.Wasilewski@fuw.edu.pl



Uniwersytet Warszawski

2010

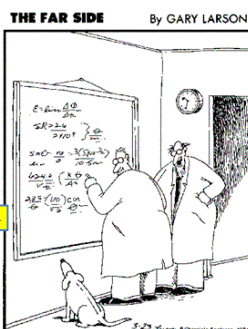
Wstęp do Optyki i Fizyki Materii Skondensowanej

Proponowane podręczniki:

P. W. Atkins, *Chemia fizyczna*, Wydawnictwa Naukowe PWN, Warszawa 2001.
R. Bacewicz, *Optyka ciała stałego*, Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, Warszawa 1995.
W. Demtröder, *Spektroskopia laserowa*, Wydawnictwa Naukowe PWN, Warszawa 1993.
H. A. Enge, M. R. Wehr, J. A. Richards, *Wstęp do fizyki atomowej*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1983.
J. Ginter, *Wstęp do fizyki atomu, cząsteczki i ciała stałego*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1979.
Gołębiewski, *elementy mechaniki i chemii kwantowej*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1982.
H. Haken, H. C. Wolf, *Fizyka molekularna z elementami chemii kwantowej*, Wydawnictwa Naukowe PWN, Warszawa 1998.
H. Haken, H. C. Wolf, *Atomy i kwanty*, Wydawnictwa Naukowe PWN, Warszawa 1997.
Hennel, W. Szuszkiewicz, *Zadania z fizyki atomu, cząsteczki i ciała stałego*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1985.
H. Ibach, M. Lüthi, *Fizyka Ciała Stałego*, Wydawnictwa Naukowe PWN, Warszawa 1996.
F. Kaczmarek, *Wstęp do fizyki laserów*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1986.
C. Kittel, *Wstęp do fizyki ciała stałego*, Wydawnictwo Naukowe PWN, Warszawa 1999.
Kopystyńska, *Wykłady z fizyki atomu*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1989.
P. Kowalczyk, *Fizyka cząsteczek*, Wydawnictwa Naukowe PWN, Warszawa 2000.
T. Stacewicz, A. Witowski, J. Ginter, *Wstęp do optyki i fizyki ciała stałego*, Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2002.
A. Twardowski, *Wstęp do fizyki atomu, cząsteczki i ciała stałego*, Wydawnictwa Uniwersytetu Warszawskiego, Warszawa 2002.
G. K. Woodgate, *Struktura atomu*, Państwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1974.

GryPlan

- Oddziaływanie fali e-m z materia
- Atomy (ze spinem), przejścia optyczne
- Propagacja fali e-m przez ośrodki 1 ½
- Molekuły i cząsteczki, przejścia optyczne 2+1
- Materia skondensowana 1
- Ciało stałe, struktura pasmowa, przejścia optyczne 4

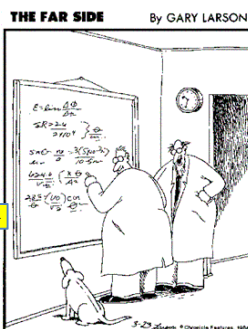


"Ohhhhhhh... Look at that, Schuster... Dogs are so cute when they try to comprehend quantum mechanics."

GryPlan

GryPlan

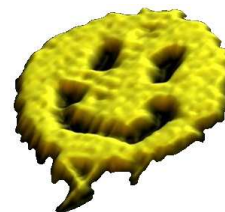
- Oddziaływanie fali e-m z materia
- Atomy (ze spinem), przejścia optyczne
- Propagacja fali e-m przez ośrodki 1 ½
- Molekuły i cząsteczki, przejścia optyczne 2+1
- Materia skondensowana 1
- Ciało stałe, struktura pasmowa, przejścia optyczne 4



"Ohhhhhhh... Look at that, Schuster... Dogs are so cute when they try to comprehend quantum mechanics."

Optyka - powtórzenie

- Propagacja fali elektromagnetycznej.
- Natężenie fali.
- Oddziaływanie fali e-m z ośrodkiem,
- Odbicie plazmowe,
- klasyczny współczynnik załamania,
- kształt linii widmowych, poszerzenia.

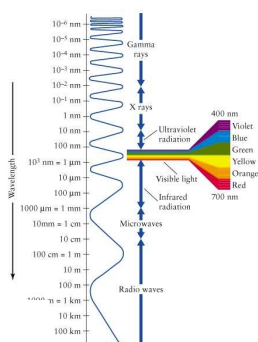


Jacek.Szczytko@fuw.edu.pl
http://www.fuw.edu.pl/~szczytko/NT

Optyka - powtórzenie

Równania Maxwella:

$$\begin{aligned} \epsilon_0 \operatorname{div} \vec{E} &= \rho \\ \operatorname{rot} \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \\ \operatorname{rot} \vec{B} &= \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \mu_0 \vec{j} \\ \operatorname{div} \vec{B} &= 0 \end{aligned}$$



Optyka - powtórzenie

Równanie falowe:

$$\operatorname{rot}(\operatorname{rot} \vec{E}) = -\frac{\partial(\operatorname{rot} \vec{B})}{\partial t} = -\mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} - \mu_0 \frac{\partial \vec{j}}{\partial t}$$

$$\Delta \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} \quad \Delta \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}$$

$$c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$$

Optyka - powtórzenie

Równanie falowe:

Natężenie fali – czyli moc przenoszona na jednostkę powierzchni wyraża się przez wektor Poyntinga [W/m²]:

$$\vec{S} = \frac{1}{2\mu_0} \vec{E}_0 \times \vec{B}_0$$

DC Power flow in a concentric cable
Independent E and B fields
http://en.wikipedia.org/wiki/Poynting_vector

Optyka - powtórzenie

Fala elektromagnetyczna w próżni	Fala elektromagnetyczna w dielektryku
Równania Maxwella: $\nabla \times \vec{E} = \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ $\nabla \times \vec{B} = \operatorname{rot} \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$	Równania Maxwella: $\nabla \times \vec{E} = \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ $\nabla \times \vec{B} = \operatorname{rot} \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \mu \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$
Równania falowe: $\Delta \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$ $\Delta \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}$	Równania falowe: $\Delta \vec{E} = \mu_0 \epsilon_0 \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}$ $\Delta \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}$
Prędkość fali elektromagnetycznej: $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad c \approx 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	Prędkość fali elektromagnetycznej: $v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \mu \epsilon}} = \frac{c}{n}$
Współczynnik załamania: $n = 1 \quad k = \frac{\omega}{c}$	Współczynnik załamania: $n = \frac{c}{v} = \sqrt{\mu \epsilon} \quad k = \frac{n\omega}{c}$

Optyka - powtórzenie

Fala elektromagnetyczna w próżni	Fala elektromagnetyczna w dielektryku
Równania Maxwella: $\nabla \times \vec{E} = \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ $\nabla \times \vec{B} = \operatorname{rot} \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$	Równania Maxwella: $\nabla \times \vec{E} = \operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$ $\nabla \times \vec{B} = \operatorname{rot} \vec{B} = \epsilon_0 \mu_0 \mu \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$
<p>Ale w jaki sposób ośrodek oddziałuje z falą elektromagnetyczną? Czy ϵ (a więc n) jest stałe?</p>	
$\Delta \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}$	$\Delta \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \mu \epsilon \frac{\partial^2 \vec{B}}{\partial t^2}$
Prędkość fali elektromagnetycznej: $c = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}} \quad c \approx 3 \cdot 10^8 \frac{\text{m}}{\text{s}}$	Prędkość fali elektromagnetycznej: $v = \frac{1}{\sqrt{\mu_0 \epsilon_0 \mu \epsilon}} = \frac{c}{n}$
Współczynnik załamania: $n = 1 \quad k = \frac{\omega}{c}$	Współczynnik załamania: $n = \frac{c}{v} = \sqrt{\mu \epsilon} \quad k = \frac{n\omega}{c}$

Klasyczny model współczynnika załamania



Klasyczny model współczynnika załamania

Równania Blocha z relaksacją Wojtek Wasilewski

$$\frac{d\vec{x}_r}{dt} = \vec{x}_r \times \begin{bmatrix} \Re\Omega_r \\ \Im\Omega_r \\ \Delta \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} x_1/T_2 \\ x_2/T_2 \\ (x_3 + 1)/T_1 \end{bmatrix}$$

Klasyczny model współczynnika załamania

Równania Blocha z relaksacją Wojtek Wasilewski

Stan stacjonarny

$$0 = \vec{x}_r \times \begin{bmatrix} \Re\Omega_r \\ \Im\Omega_r \\ \Delta \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} x_1/T_2 \\ x_2/T_2 \\ (x_3 + 1)/T_1 \end{bmatrix}$$

Klasyczny model współczynnika załamania

Równania Blocha z relaksacją Wojtek Wasilewski

Stan stacjonarny

Stan stacjonarny

$$0 = \vec{x}_r \times \begin{bmatrix} \Re\Omega_r \\ \Im\Omega_r \\ \Delta \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} x_1/T_2 \\ x_2/T_2 \\ (x_3 + 1)/T_1 \end{bmatrix}$$

$$\vec{x}_r = \frac{1}{1/T_2^2 + \Delta^2 + \Omega T_1/T_2} \begin{bmatrix} \Omega\Delta \\ \Omega/T_2 \\ -(1/T_2^2 + \Delta^2) \end{bmatrix}$$

dla słabych pól $\vec{x}_r \simeq \frac{[\Omega\Delta, \Omega/T_2]}{1/T_2^2 + \Delta^2}$

Klasyczny model współczynnika załamania

Równania Blocha z relaksacją Wojtek Wasilewski

Stan stacjonarny

Polaryzacja atomowa

$$\langle d \rangle = \langle \hat{\sigma}_x \rangle \cos(\omega t) + \langle \hat{\sigma}_y \rangle \sin(\omega t)$$

Część dyspersyjna Część absorpcyjna $\vec{x}_r \simeq \frac{[\Omega\Delta, \Omega/T_2]}{1/T_2^2 + \Delta^2}$

Polaryzacja $n(d) = \chi_{\text{re}} E$

$$\left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) E = \frac{1}{c^2 \epsilon_0} \frac{\partial^2 P}{\partial t^2}$$

$$E = \Re\{E_0 e^{-i\omega t + ik \cdot r}\} \quad k = \sqrt{1 + \chi \frac{\omega^2}{c^2}}$$

Klasyczny model współczynnika załamania

Równania Blocha z relaksacją Wojtek Wasilewski

Stan stacjonarny

Stan stacjonarny

Polaryzacja atomowa

Profil Lorentza

Część absorpcyjna $\langle \sigma_y \rangle = \Omega T_2 \frac{1}{1 + \Delta^2 T_2^2}$

Część dyspersyjna $\langle \sigma_x \rangle = \frac{\Omega}{\Delta} \frac{\Delta^2 T_2^2}{1 + \Delta^2 T_2^2}$

Klasyczny model współczynnika załamania

Zjawisko Mossbauera

The Nobel Prize in Physics 1961

Rudolf Ludwig Mössbauer
ur. 1929

“Explain it! The most important thing is, that you are able to explain it! You will have exams, there you have to explain it. Eventually, you pass them, you get your diploma and you think, that's it! – No, the whole life is an exam, you'll have to write applications, you'll have to discuss with peers... So learn to explain it! You can train this by explaining to another student, a colleague. If they are not available, explain it to your mother – or to your cat!”

Za Wikipedią

Klasyczny model współczynnika załamania

Fala w ośrodku wypełnionym oscylatorami (model Lorentza):

Dielektryk:

Klasyczny model współczynnika załamania

Fala w ośrodku wypełnionym oscylatorami (model Lorentza):

Dielektryk:

\vec{P} polaryzacja ośrodka

$\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$

$\vec{p} = q\vec{x}$ moment dipolowy atomu (cząsteczki)

Klasyczny model współczynnika załamania

Fala w ośrodku wypełnionym oscylatorami (model Lorentza):

Rozważamy

- przestrzeń wypełnioną oscylatorami o częstotliwości rezonansowej ω_0 i współczynniku tłumienia γ
- oscylatory mają masę m , ładunek q
- są poruszane przez oscylujące pole elektryczne E .

$\vec{p} = q\vec{x}$ moment dipolowy atomu (cząsteczki)

polaryzacja ośrodka $\vec{P} = N\vec{p} = N(q\vec{x}) = \epsilon_0 \chi \vec{E}$

polaryzowalność χ podatność dielektryczna

Klasyczny model współczynnika załamania

Fala w ośrodku wypełnionym oscylatorami (model Lorentza):

Rozważamy

- przestrzeń wypełnioną oscylatorami o częstotliwości rezonansowej ω_0 i współczynniku tłumienia γ
- oscylatory mają masę m , ładunek q
- są poruszane przez oscylujące pole elektryczne E .

Tego szukamy: $n^2 = \epsilon = 1 + \chi$

stąd $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P} = \epsilon_0 (1 + \chi) \vec{E} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$

$\vec{P}(t) = N\vec{p}(t) = Nq\vec{x}(t) = \epsilon_0 \chi \vec{E}(t)$

Musimy wyznaczyć $\vec{x}(t)$!

Klasyczny model współczynnika załamania

Fala w ośrodku wypełnionym oscylatorami (model Lorentza):

Rozważamy

- przestrzeń wypełnioną oscylatorami o częstotliwości rezonansowej ω_0 i współczynniku tłumienia γ
- oscylatory mają masę m , ładunek q
- są poruszane przez oscylujące pole elektryczne E .

$\frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} + \gamma \frac{d\vec{x}}{dt} + \omega_0^2 \vec{x} = \frac{q}{m} \vec{E} e^{i\omega t}$

tłumienie γ siła sprężysta ω_0^2 siła wymuszająca $\frac{q}{m} \vec{E} e^{i\omega t}$

Rozwiązanie dla stanu ustalonego: $\vec{x} = \vec{x}_0 e^{i\omega t}$

Klasyczny model współczynnika załamania

Fala w ośrodku wypełnionym oscylatorami (model Lorentza):

Rozwiązanie dla stanu ustalonego:

$\vec{x} = \vec{x}_0 \exp(i\omega t)$

Podstawiamy:

$(-\omega^2 + i\gamma\omega + \omega_0^2) \vec{x}_0 = \frac{q\vec{E}}{m}$

Amplituda:

$\vec{x}_0 = \frac{q\vec{E}}{m(\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)}$

Klasyczny model współczynnika załamania

Fala w ośrodku wypełnionym oscylatorami (model Lorentza):

Dostajemy:

$$n^2 = \epsilon = \epsilon_L + \frac{Nqx}{\epsilon_0 E} = \epsilon_L + \frac{Nq^2}{\epsilon_0 m (\omega_0^2 - \omega^2 + i\gamma\omega)}$$

$$n = n' - i\kappa$$

ϵ_L Dla jednej częstości oscylatora ω_0 $\epsilon_L=1$, ale dla wielu jest to w przybliżeniu stała suma wkładów od pozostałych.

$$\kappa = \frac{Nq^2}{2\epsilon_0 m} \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}$$

$$n' = \epsilon_L + \frac{Nq^2}{2\epsilon_0 m} \frac{\omega_0^2 - \omega^2}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}$$

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - k_n z)] = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - kn'z + i\kappa z)] = \vec{E}_0 \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda} \kappa z\right) \exp[i(\omega t - kn'z)]$$

Klasyczny model współczynnika załamania

Fala w ośrodku wypełnionym oscylatorami (model Lorentza):

Dostajemy:

związki dyspersyjne Kramersa - Kroniga

Obszar dyspersji anomalnej

$$\kappa = \frac{Nq^2}{2\epsilon_0 m} \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}$$

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

Klasyczny model współczynnika załamania

Fala w ośrodku wypełnionym oscylatorami:

- **Część rzeczywista** opisuje zmianę wektora falowego czynnika oscylującego fali elektromagnetycznej, - **rzeczywisty współczynnik załamania ośrodka**.
- Jeżeli przez ośrodek fala propaguje się bez absorpcji, to $n=n'$.
- **Część urojona** współczynnika załamania κ charakteryzuje **absorpcję ośrodka**.
- Wielkość $\frac{dn'}{d\omega}$ nazywana jest **dyspersją** ośrodka.

Poza rezonansem jest ona funkcją dodatnią - **dyspersja normalna**.

- Dla częstości bliskich częstości rezonansowej dyspersja ma znak ujemny - **dyspersja anomalna**.

Klasyczny model współczynnika załamania

Fala w ośrodku wypełnionym oscylatorami:

Przykład wody:

V. M. Zolotarev and A. V. Demin, "Optical Constants of Water over a Broad Range of Wavelengths, 0.1 Å-1 m," *Opt. Spectrosc. (U.S.S.R.)* 43(2):157 (Aug. 1977).

Klasyczny model współczynnika załamania

Fala w ośrodku wypełnionym oscylatorami:

Kilka rezonansów w ośrodku:

H_2O

Klasyczny model współczynnika załamania

Prawo Lamberta-Beera :

Pole elektryczne fali przechodzącej przez ośrodek:

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \exp[i(\omega t - kn'z + i\kappa z)] = \vec{E}_0 \exp\left(-\frac{2\pi}{\lambda} \kappa z\right) \exp[i(\omega t - kn'z)]$$

Natężenie $I \propto |\vec{E}|^2 = E_0^2 \exp\left(-\frac{4\pi}{\lambda} \kappa z\right)$

$I(z) = I_0 \exp(-\alpha z)$

Współczynnik absorpcji $\alpha = 2\kappa k_0$

Klasyczny model współczynnika załamania

Fala w ośrodku wypełnionym oscylatorami (model Lorentza):

$$\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} + \gamma \frac{d\vec{x}}{dt} + \omega_0^2 \vec{x} = \frac{q\vec{E}}{m} e^{i\alpha t}$$

Rozważamy

- przestrzeń wypełnioną oscylatorami o częstotliwości rezonansowej ω_0 i współczynniku tłumienia γ ;
- oscylatory mają masę m , ładunek q
- są poruszane przez oscylujące pole elektryczne E.

Rozwiązanie dla stanu ustalonego typu:

$$\vec{x} = \vec{x}_0 e^{i\alpha t}$$

Klasyczny model współczynnika załamania

Fala w ośrodku wypełnionym oscylatorami (model Lorentza):

$$\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} + \gamma \frac{d\vec{x}}{dt} + \omega_0^2 \vec{x} = \frac{q\vec{E}}{m} e^{i\alpha t}$$

Rozważamy

- przestrzeń wypełnioną oscylatorami o częstotliwości rezonansowej ω_0 i współczynniku tłumienia γ ;
- oscylatory mają masę m , ładunek q
- są poruszane przez oscylujące pole elektryczne E.

Rozwiązanie dla stanu ustalonego typu:

$$\vec{x} = \vec{x}_0 e^{i\alpha t}$$

Klasyczny model współczynnika załamania

Fala w ośrodku (różnym):

$$\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} + \gamma \frac{d\vec{x}}{dt} + \omega_0^2 \vec{x} = \frac{q\vec{E}}{m} e^{i\alpha t}$$

Model Lorentza

$$\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} + \gamma \frac{d\vec{x}}{dt} + \omega_0^2 \vec{x} = 0$$

Widmo emisji

$$\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} + 0 + 0 = \frac{q\vec{E}}{m} e^{i\alpha t}$$

Fala w plazmie

Rozwiązanie dla stanu ustalonego typu:

$$\vec{x} = \vec{x}_0 e^{i\alpha t}$$

Klasyczny model współczynnika załamania

Np. kształt i szerokość linii emisyjnych

Przejście między dwoma poziomami układu kwantowego może być z dobrym przybliżeniem opisane za pomocą modelu oscylatora harmonicznego:

$$\frac{d^2\vec{x}}{dt^2} + \gamma \frac{d\vec{x}}{dt} + \omega_0^2 \vec{x} = 0$$

Widmo emisji

Tym razem atomy (cząsteczki) zostały (jakoś) pobudzone do drgań i starają się powrócić do swojej równowagi tracąc energię na emisję promieniowania elektromagnetycznego („tłumienie”).

$$\vec{P}(t) = N \vec{p}(t) = Nq\vec{x}(t) = \epsilon_0 \chi \vec{E}(t)$$

$\vec{p}(t) = q\vec{x}(t)$
moment dipolowy atomu (cząsteczki)

Klasyczny model współczynnika załamania

Np. kształt i szerokość linii emisyjnych

Analiza tego „tłumienia” oscylacji daje wgląd w mikroskopowe zjawiska zachodzące podczas (i w okolicach) emisji promieniowania elektromagnetycznego! Charakter zaniku promieniowania w czasie ma wpływ na jego **widmo** (w domenie częstotliwości).

Tym razem atomy (cząsteczki) zostały (jakoś) pobudzone do drgań i starają się powrócić do swojej równowagi tracąc energię na emisję promieniowania elektromagnetycznego („tłumienie”).

Klasyczny model współczynnika załamania

Np. kształt i szerokość linii emisyjnych

Widmo - transformata Fouriera:

Szerokość połówkowa linii:

- drgania tłumione (naturalna szerokość linii)
- poszerzenie ciśnieniowe
- poszerzenie dopplerowskie (profil Voigta)

Klasyczny model współczynnika załamania

Np. kształt i szerokość linii emisyjnych

Widmo - transformata Fouriera:

Szerokość połówkowa linii: γ

Full Width Half Maximum

$$I(\omega) = I_0 \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2}$$

Klasyczny model współczynnika załamania

Np. kształt i szerokość linii emisyjnych

Widmo - transformata Fouriera:

Szerokość połówkowa linii: γ

Full Width Half Maximum

Zadanie 5 do domu!

$$I(\omega) = I_0 \frac{1}{(\omega - \omega_0)^2 + (\gamma/2)^2}$$

Klasyczny model współczynnika załamania

Np. propagacja fali w plazmie:

$$\frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} + 0 + 0 = \frac{q\vec{E}}{m} e^{i\alpha t}$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

swobodne ładunki

- zjonizowane gazy, (np. w lampach gazowych, w atmosferach gwiazd i jonosferach planet),
- plazma,
- plazma w ciele stałym - czyli gaz swobodnych nośników znajdujący się w metalach lub półprzewodnikach,
- ciecze - jak elektrolity czy roztopione przewodniki.

Rozwiązanie dla stanu ustalonego:

$$\vec{x} = \vec{x}_0 e^{i\alpha t}$$

Klasyczny model współczynnika załamania

Np. propagacja fali w plazmie:

$$\frac{d^2 \vec{x}}{dt^2} + 0 + 0 = \frac{q\vec{E}}{m} e^{i\alpha t}$$

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}$$

swobodne ładunki

- zjonizowane gazy, (np. w lampach gazowych, w atmosferach gwiazd i jonosferach planet),
- plazma,
- plazma w ciele stałym - czyli gaz swobodnych nośników znajdujący się w metalach lub półprzewodnikach,
- ciecze - jak elektrolity czy roztopione przewodniki.

Rozwiązanie dla stanu ustalonego:

$$\vec{x} = \vec{x}_0 e^{i\alpha t}$$

Na ćwiczeniach!

Klasyczny model współczynnika załamania

Kształt linii absorpcyjnej

Prawo Lamberta-Beera: $I(z, \omega) = I_0(\omega) \exp[-\alpha(\omega)z]$

gdzie absorbcja $\alpha(\omega) = 2\kappa(\omega)k(\omega)$

a współczynnik absorpcji (w przypadku kształtu lorencowskiego):

$$\kappa(\omega) = \frac{Nq^2}{2\epsilon_0 m} \frac{\gamma\omega}{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2\omega^2}$$

Gdy jesteśmy blisko rezonansu, gdy $\omega \approx \omega_0$, współczynnik absorpcji upraszcza się do postaci opisywanej kształtem Lorentza.

$$\kappa(\omega) = \frac{Nq^2}{8\epsilon_0 m\omega_0} \frac{\gamma}{(\omega_0 - \omega)^2 + (\gamma/2)^2}$$

Prof. T. Świąciewicz

Klasyczny model współczynnika załamania

Efekt Dopplera

Relatywistyczny efekt Dopplera (dla światła):

$$V_{\text{obserw.}} = V_{\text{źródła}} \sqrt{\frac{1+v/c}{1-v/c}} \approx V_{\text{źródła}} (1+v/c)$$

$v > 0$ gdy źródło się zbliża.

Prof. T. Świąciewicz

Klasyczny model współczynnika załamania

Efekt Dopplera

Wizja artysty przedstawia planety orbitujące wokół PSR 1257+12
Wikipedia



Aleksander Wolszczan

Klasyczny model współczynnika załamania

Efekt Dopplera

Wolszczan, A., & Frail, D. A. "A Planetary System around the Millisecond Pulsar PSR 1257+12" 1992, *Nature*, 355, 145.

A planetary system around the millisecond pulsar PSR 1257+12
 A. Wolszczan* & D. A. Frail†
* National Astronomy and Ionosphere Center, Cornell University, Ithaca, New York 14853, USA
 † National Radio Astronomy Observatory, Socorro, New Mexico 87801, USA

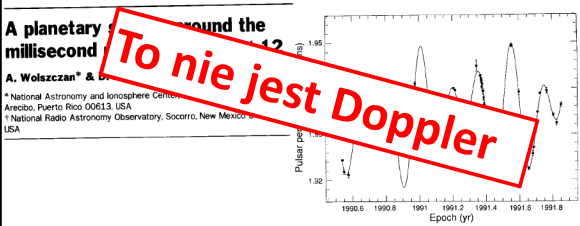
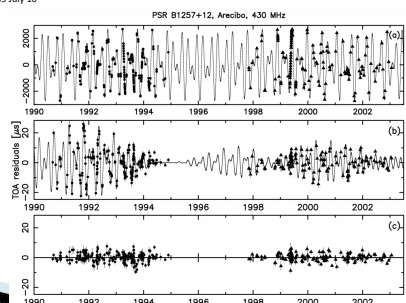


FIG. 3. Period variations of PSR1257+12. Each period measurement is based on observations made on at least two consecutive days. The solid line denotes changes in period predicted by a two-planet model of the 1257+12 system.

Klasyczny model współczynnika załamania

Efekt Dopplera

Masses and Orbital Inclinations of Planets in the PSR B1257+12 System
 Maciej Konacki and Alex Wolszczan
The Astrophysical Journal, 591:L147-L150, 2003 July 10



Best-fit daily averaged time-of-arrival residuals for three timing models of PSR B1257+12 observed at 430 MHz.

Klasyczny model współczynnika załamania

Efekt Dopplera

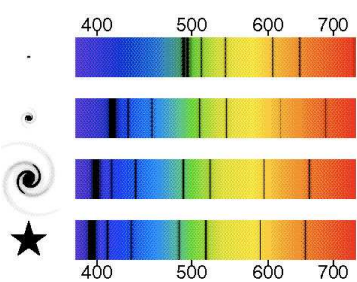
Przesunięcie ku czerwieni linii spektralnych w zakresie światła widzialnego supergromady odległych galaktyk (po prawej) w porównaniu do Słońca (po lewej)



Wikipedia

Klasyczny model współczynnika załamania

Kształt linii absorpcyjnej



<http://www.webenhits.org/causeofcolor/18A.html>

Klasyczny model współczynnika załamania

Poszerzenie dopplerowskie

Na skutek efektu Dopplera poruszający się obiekt absorbuje lub promieniuje falę o częstotliwości przesuniętej względem częstotliwości własnej obiektu spoczywającego:

$$\omega_A = \omega_0(1 + V_z/c)$$

V_z jest składową prędkości wzdłuż kierunku rozchodzenia się promieniowania

W temperaturze T zależność między liczbą cząstek o masie m a prędkością V_z jest opisywana przez rozkład Maxwella:

$$n_i(V_z)dV_z = \frac{N_i}{V_p \sqrt{\pi}} \exp[-(V_z/V_p)^2] dV_z$$

Ten opis jest słuszny dla układu w równowadze termodynamicznej. W przypadku gdy rozkład prędkości nie jest termiczny (np. w wiązkach atomowych) należy zastosować inną funkcję, właściwą dla danego układu

$$V_p = \sqrt{\frac{2kT}{m}}$$

Prof. T. Szafraniec

Klasyczny model współczynnika załamania

Poszerzenie dopplerowskie

Po podstawieniu poprzedniego równania otrzymujemy rozkład liczby cząstek promieniujących z daną częstotliwością ω :

$$n_i(\omega)d\omega = \frac{N_i c / \omega_0}{V_p \sqrt{\pi}} e^{-[(c/V_p)(\omega_0 - \omega)/\omega_0]^2} d\omega$$

Ponieważ natężenie promieniowania jest proporcjonalne do ilości promieniujących cząstek, mamy **gaussowski kształt linii spektralnej**. Po unormowaniu powyższej funkcji:

$$I(\omega) = I_0 \exp\left[-\left(\frac{c(\omega - \omega_0)}{\omega_0 V_p}\right)^2\right]$$

Szerokość linii dopplerowskiej wynosi

$$\delta\omega_D = 2\sqrt{\ln 2} \omega_0 \frac{V_p}{c} = \frac{\omega_0}{c} \sqrt{\frac{8kT \ln 2}{m}}$$

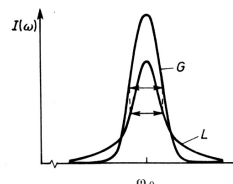
Prof. T. Starewicz

Klasyczny model współczynnika załamania

Poszerzenie dopplerowskie

W gazach atomowych i molekularnych:

- naturalne szerokości linii wynoszą od kilku do kilkunastu megaherców,
- na skutek ruchów cieplnych cząstek linie te ulegają poszerzeniu kilkadziesiąt do kilkuset razy.



Prof. T. Starewicz

Klasyczny model współczynnika załamania

Poszerzenie dopplerowskie

Kształt linii dopplerowskiej jest gaussowski tylko przy założeniu, że naturalna szerokość linii jest bardzo mała (ściślej, że jest detlą Diraca).

Jeśli weźmiemy pod uwagę szerokość naturalną linii widmowej (np. w bardzo chłodnych gazach) otrzymamy **profil Voigta**.

Klasyczny model współczynnika załamania

Profil Voigta

Rozważmy układ oscylatorów tłumionych.

- każdy z nich charakteryzuje się widmem Lorentza, którego szerokość nie może być zaniedbana.
- na skutek ruchu cieplnego i efektu Dopplera częstość centralna ω_0 każdego oscylatora ulega przesunięciu do wartości ω_0' .

Wypadkowe natężenie promieniowania jest sumą natężeń pochodzących od poszczególnych oscylatorów:

$$I(\omega) = \sum_i I_{0i} \frac{1}{(\omega - \omega_{0i})^2 + (\gamma/2)^2}$$

która w przypadku ciągłego, maxwellowskiego rozkładu prędkości przechodzi w całkę, dając splot funkcji Gaussa i Lorentza

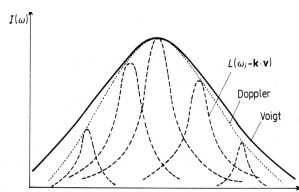
$$I(\omega) = C \int_0^\infty \frac{e^{-(c/V_p)(\omega_0 - \omega')/\omega_0} \Gamma}{(\omega - \omega')^2 + (\gamma/2)^2} d\omega'$$

$$C = \frac{\gamma N_i c}{2V_p \pi^{3/2} \omega_0}$$

Prof. T. Starewicz

Klasyczny model współczynnika załamania

Profil Voigta



Prof. T. Starewicz

Klasyczny model współczynnika załamania

Zjawisko Mossbauera



The Nobel Prize in Physics 1961


"for his researches concerning the resonance absorption of gamma radiation and his discovery in this connection of the effect which bears his name"




Rudolf Ludwig Mössbauer
ur. 1929

Klasyyczny model współczynnika załamania

Zjawisko Mossbauera

 The Nobel Prize in Physics 1961

"Explain it! The most important thing is, that you are able to explain it! You will have exams, there you have to explain it. Eventually, you pass them, you get your diploma and you think, that's it! – No, the whole life is an exam, you'll have to write applications, you'll have to discuss with peers... So learn to explain it! You can train this by explaining to another student, a colleague. If they are not available, explain it to your mother – or to your cat!"



Rudolf Ludwig Mössbauer
ur. 1929

Za Wikipedią

Klasyyczny model współczynnika załamania

Zjawisko Mossbauera

Jądro (a więc cały atom) emitując fotony o energii E doznaje pewnego odrzutu. Jego energię można wyznaczyć z prawa zachowania pędu:

odrzut atomu $E_R = \frac{p^2}{2M} = \frac{E\gamma^2}{2Mc^2}$


masa atomu

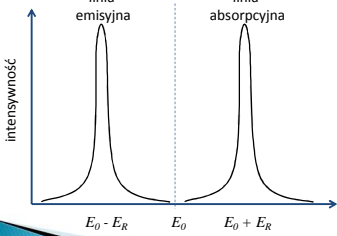
$E_\gamma = pc$

Zgodnie z zasadą zachowania energii emitowany foton ma energię mniejszą o E_R od energii wzbudzenia jądra E_0 , gdyż ta część energii zostaje zużyta na odrzut. Z kolei w trakcie absorpcji jądro pochłania foton, czego skutkiem jest również odrzut. Wynika stąd, iż niedopasowanie energetyczne między fotonami emitowanymi a absorbowanymi wynosi $2E_R$

Klasyyczny model współczynnika załamania

Zjawisko Mossbauera

 The Nobel Prize in Physics 1961




intensywność

linia emisyjna

linia absorpcyjna

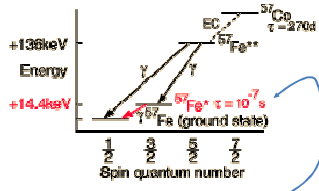
$E_0 - E_R$ E_0 $E_0 + E_R$



Rudolf Ludwig Mössbauer
ur. 1929

Klasyyczny model współczynnika załamania

Zjawisko Mossbauera



$E_0 \approx 14,4 \text{ keV}$

$\tau \approx 10^{-7} \text{ s}$

$\Gamma = \frac{\hbar}{\tau} \approx 10^{-8} \text{ eV}$

$\frac{\Gamma}{E_0} \approx 10^{-12}$

To przejście jest odpowiednio wąskie (czyli długościowe)

$E_R = \frac{p^2}{2M} = \frac{E\gamma^2}{2Mc^2} \approx 0,002 \text{ eV}$

ALE: w przypadku kryształu pęd przejmuje CAŁA sieć, więc można przyjąć, że absorpcja jest bezodrztowa

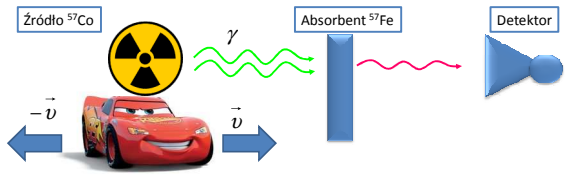
<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/Nuclear/mosbauer.html>

Klasyyczny model współczynnika załamania

Zjawisko Mossbauera

Efekt Dopplera:

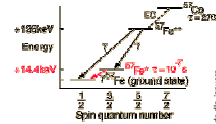
$\Delta v = v_{\text{obserw.}} - v_{\text{źródła}} \approx v/c$



Źródło ^{57}Co

Absorbent ^{57}Fe

Detektor



$E_0 = 14,4 \text{ keV}$

$\tau = 10^{-7} \text{ s}$

$\Gamma = 10^{-8} \text{ eV}$

$\frac{\Gamma}{E_0} = 10^{-12}$

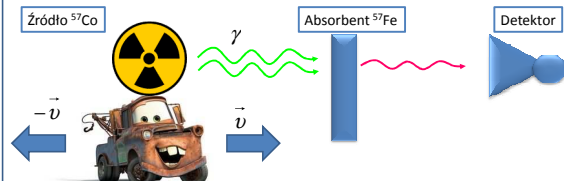
<http://cc.sabotz.pl/121781/efekt-mossbauera-efekt-dopplera-oglowienie-dla-janusza>

Klasyyczny model współczynnika załamania

Zjawisko Mossbauera

Efekt Dopplera:

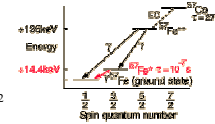
$\Delta v = v_{\text{obserw.}} - v_{\text{źródła}} \approx v/c \approx 6,67 \times 10^{-12}$



Źródło ^{57}Co

Absorbent ^{57}Fe

Detektor



$E_0 = 14,4 \text{ keV}$

$\tau = 10^{-7} \text{ s}$

$\Gamma = 10^{-8} \text{ eV}$

$\frac{\Gamma}{E_0} = 10^{-12}$

<http://cc.sabotz.pl/121781/efekt-mossbauera-efekt-dopplera-oglowienie-dla-janusza>

Klasyczny model współczynnika załamania

Zjawisko Mossbauera

Spitit i Opportunity

http://www.nasa.gov/pdf/150000main/rover/sect19/sect19_13a.html

Klasyczny model współczynnika załamania

Zjawisko Mossbauera

Spitit i Opportunity

Mössbauer Spectrum of Clovis (200 - 220K)

http://www.nasa.gov/pdf/150000main/rover/sect19/sect19_13a.html

Klasyczny model współczynnika załamania

Zjawisko Mossbauera

Relative transmission

Velocity (mm/s)

- α -Fe (bcc)
- Fe_3C
- γ -Fe (fcc)
- γ -Fe(C) (fcc)

Rozszczepienie poziomów energetycznych jądra ^{57}Fe na skutek efektu Zeemana.

Klasyczny model współczynnika załamania

Zjawisko Mossbauera

Test Ogólnej Teorii Względności „Harvard Tower Experiment”

OTW - 1916

http://prl.aps.org/abstract/PRL/v3/i9/p439_1

<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/relativ/gratim.html>

Klasyczny model współczynnika załamania

Zjawisko Mossbauera

http://prl.aps.org/abstract/PRL/v3/i9/p439_1

$v_{\text{observed}} = v_{\text{źródła}} \left[1 + \frac{gh}{c^2} \right]$ Przesunięcie ku czerwieni spowodowane polem grawitacyjnym Ziemi (Ogólna Teoria Względności)

$\Delta v / v \approx 4,92 \times 10^{-15}$

$\Delta E = mgh = \frac{E}{c^2} gh = \frac{14,4\text{keV}}{c^2} g \times 22,6\text{m} \approx 3,5 \times 10^{-11}\text{eV}$ Zysk energii „spadającego” fotonu

$\left(\frac{\Delta E}{E} \right)_{\text{down}} - \left(\frac{\Delta E}{E} \right)_{\text{up}} = \frac{2(3,5 \times 10^{-11}\text{eV})}{14,4\text{keV}} = 4,9 \times 10^{-15}$

$\left(\frac{\Delta E}{E} \right)_{\text{down}} - \left(\frac{\Delta E}{E} \right)_{\text{up}} = (5,1 \pm 0,5) \times 10^{-15}$ Wynik pomiaru

<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/relativ/gratim.html>

Klasyczny model współczynnika załamania

Zjawisko Mossbauera

1960

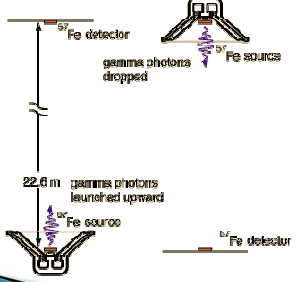
<http://focus.aps.org/story/v16/s1>

Robert Pound, stationed at the top of a tower in a Harvard physics building (top), communicated by phone with **Glen Rebka** in the basement during calibrations for their experiment. The team verified Einstein's prediction that gravity can change light's frequency.

Klasyczny model współczynnika załamania


Zjawisko Mossbauera

Test Ogólnej Teorii Względności „Harvard Tower Experiment”



22.6 m
gamma photons
sent/received upward

Fe detector
gamma photons
dropped
Fe source



OTW - 1916

http://prl.aps.org/abstract/PRL/v3/i9/p439_1

<http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/relativ/gratim.html>

Inżynieria
nanostruktur

Jacek.Szczytko@fuw.edu.pl
<http://www.fuw.edu.pl/~szczytko/NT>

Nanotechnologie i struktury niskowymiarowe

- Półprzewodniki
- Nanotechnologia w kulturze
- Nanotechnologia na co dzień
- Studnie, druty, kropki kwantowe
- Top-down
- Bottom-up
- bio/med nano
- Zagrożenia

