FOTONIKA

Delovna verzija

Martin ČOPIČ
Andrej PETELIN
Mojca VILFAN

Recenzenti: ***

Lektor: ***

Risbe in diagrami: Mojca Vilfan in Andrej Petelin

Naslovne fotografije poglavij: Mojca Vilfan, Martin Rigler in Irena Drevenšek

©*Kopiranje in razmnoževanje besedila ali njegovih delov ter slik je dovoljeno samo z odobritvijo avtorjev knjige.*

LJUBLJANA, *** 2017

Kazalo

1 Elektromagnetno valovanje 9
1.1 Maxwellove enačbe 9
1.2 Valovna enačba in Poyntingov vektor 10
1.3 Monokromatski elektromagnetni val 11
1.4 Ravni val 12
1.5 Polarizacija EM valovanja 13
1.6 Lom in odboj EM valovanja 15
1.7 Uklon svetlobe 17
1.8 EM valovanje v anizotropnih snoveh 21

2 Koherenca 25
2.1 Youngov poskus 25
2.2 Koherenca navadnih svetil 26
2.3 Časovna koherenca 27
2.4 Zveza med avtokorelacijsko funkcijo in spektrom 29
2.5 Prostorska koherenca 32

3 Koherentni snopi svetlobe 37
3.1 Omejen snop svetlobe 37
3.2 Obosna valovna enačba 38
3.3 Osnovni Gaussov snop 39
3.4 Snopi višjega reda 43
3.5 Besslov snop 45
3.6 Transformacije snopov z lečami 46
3.7 Matrične (ABCD) preslikave v geometrijski optiki 49
3.8 Linearne racionalne transformacije kompleksnega krivinskega radija 51

4 Optični resonatorji 53
4.1 Odprti resonatorji 53
4.2 Gaussovi snopi v resonatorjih 56
4.3 Stabilnostni kriterij z ABCD formalizmom 59

4.4 Resonančne frekvence 60
4.5 Izgube v resonatorjih 62
4.6 *Obravnava z uklonskim integralom 64

5 Interakcija svetlobe s snovjo 67
5.1 Kvantizacija elektromagnetnega polja 67
5.2 Sevanje črnega telesa 69
5.3 Absorpcija, spontano in stimulirano sevanje 70
5.4 Absorpcijski koeficient 74
5.5 Nasičenje absorpcije 75
5.6 Optično ojačevanje 76
5.7 Optično črpanje trinivojskega sistema 77
5.8 Homogena in nehomogena razširitev spektralne črte 80
5.9 *Nasičenje nehomogeno razširjene absorpcijske črte 81
5.10 *Izpeljava verjetnosti za prehod 84

6 Laser 87
6.1 Zasedbene enačbe 89
6.2 Spektralna širina enega laserskega nihanja 92
6.3 Primerjava laserjev in običajnih svetil 94
6.4 Mnogofrekvenčni laser 95
6.5 Relaksacijske oscilacije 97
6.6 Delovanje v sunkih s preklopom dobrote 99
6.7 Uklepanje faz 101
6.8 *Stabilizacija frekvence laserja na nasičeno absorpcijo 103
6.9 *Absolutna meritev frekvence laserja in definicija metra 106
6.10 *Semiklasični model laserja 108

7 Primeri laserjev 113
7.1 Laserski sistemi 113
7.2 He-Ne laser 114
7.3 Argonski ionski laser 116
7.4 Laser na ogljikov dioksid 117
7.5 Ekscimerni laser 119
7.6 Neodimov laser 120
7.6.1 Nd:YAG 120
7.6.2 Nd:steklo 122
7.7 Titan-safirni laser 122

7.8 Laserji na organska barvila 123
7.9 Vlakenski laserji 124
7.10 Polprevodniški laserji 124

8 Nelinearna optika 125
8.1 Nelinearna susceptibilnost 125
8.2 Nelinearni optični pojavi drugega reda 127
8.3 Optično frekvenčno podvajanje 129
8.4 Frekvenčno podvajanje Gaussovih snopov 135
8.5 *Račun podvajanja Gaussovih snopov 136
8.6 Optično parametrično ojačevanje 138
8.7 Optično usmerjanje in teraherčno valovanje 141
8.8 Nelinearni pojavi tretjega reda 143
8.9 Optični Kerrov pojav 143
8.10 Samozbiranje in krajevni solitoni 145
8.11 *Izpeljava krajevnih solitonov 147
8.12 Optični solitoni 150
8.13 *Izpeljava optičnih solitonov 151
8.14 Optična fazna konjugacija 153
8.15 *Izpeljava optične fazne konjugacije 155

9 Modulacija svetlobe 159
9.1 Elektro-optični pojav 159
9.2 Longitudinalna modulacija 162
9.3 Transverzalna modulacija 164
9.4 Amplitudna modulacija 166
9.5 Fazna in frekvenčna modulacija 167
9.6 Elasto-optični in akusto-optični pojav 169
9.7 Uklon svetlobe na zvočnem valovanju 171
9.8 *Račun akusto-optičnega pojava 174
9.9 Modulacija s tekočimi kristali 178
9.10 *Račun prehoda svetlobe skozi zasukan nematik 181
9.11 Račun preklopa v tekočem kristalu – Frederiksov prehod 184

10 Optična vlakna 187
10.1 Planparalelni vodnik 187
10.2 Račun lastnih rodov v planparalelnem vodniku 189

10.3 Cilindrično vlakno 193
10.4 Disperzija 200
10.5 *Potovanje kratkega sunka po enorodovnem vlaknu 204
10.6 Izgube in ojačanje v optičnih vlaknih 208
10.7 Sklopitev svetlobe v vlakna 213
10.8 *Vpliv spremembe lomnega količnika vlakna na potovanje svetlobe 217

11 Detektorji svetlobe 219
11.1 Osnovne karakteristike detektorjev 219
11.2 Termični detektorji 220
11.3 Fotoefekt 224
11.4 Vakuumska fotodioda (fotocelica) in fotopomnoževalka 225
11.5 Fotoprevodni detektorji 227
11.6 Polprevodniške fotodiode 229
11.7 Plazovne fotodiode 234
11.8 CCD in CMOS detektorji 234
11.9 Šum pri optični detekciji 235

Predgovor

Fotonika je veda o svetlobi. Obsega izredno široka področja nastanka svetlobe in svetlobnih virov, uporabe svetlobe v različne namene, širjenja optičnih signalov in zaznavanja svetlobe. V zadnjih desetletjih je zato fotonika doživela izreden razcvet v raziskavah in tehnološki uporabi.

V pričujoči knjigi bomo obravnavali osnove fotonike. Po kratki ponovitvi splošne optike bomo spoznali delovanje laserjev in lastnosti laserske svetlobe, nadaljevali z nelinearnimi optičnimi pojavi in modulacijo svetlobe ter zaključili s prenosom in detekcijo laserskih signalov. Učbenik je zato primeren predvsem za študente II. stopnje fizike, ki že imajo znanje optike in zahtevanih matematičnih prijemov, ga pa priporočamo vsakemu, ki ga področje fotonike zanima. Bralcu v razmislek smo dodali nekaj preprostih nalog, zahtevnejša podpoglavja pa so označena z zvezdico.

Prvotno gradivo za učbenik je nastalo po zapiskih za predavanja pri predmetu Elektrooptika. Gradivo smo dopolnili, posodobili in prilagodili obravnavani snovi pri predmetih Fotonika in Fizika laserjev. Za pomoč pri pripravi se najlepše zahvaljujemo prof. dr. Ireni Drevenšek Olenik
***

Avtorji

Priporočena dodatna literatura

- A. Yariv in P. Yeh, Photonics, Sixth Edition, Oxford University Press, 2007.
- B. E. A. Saleh in M. C. Teich, Fundamentals of Photonics, 2nd Edition, Wiley, New Jersey, 2007.
- G. A. Reider, Photonics, An Introducion, Springer, Berlin, 2016.
- W. T. Silfvast, Laser Fundamentals, Second Edition, Cambridge University Press, 2008.
- C. C. Davis, Lasers and Electro-Optics, Cambridge University Press, 2006.
- O. Svelto, Principles of Lasers, Fifth Edition, Springer, New York, 2010
- K. F. Renk, Basics of Laser Physics, Second Edition, Springer, Berlin, 2017.
- J. W. Goodman, Statistical Optics, Second Edition, Wiley, New Jersey, 2015.
- W. Demtröder, Laser Spectroscopy, Fifth Edition, Springer, Berlin, 2014.
- G. New, Introduction to Nonlinear Optics, Cambridge University Press, 2011.
- R. W. Boyd, Nonlinear Optics, Third Edition, Academic Press, 2008.

1. Elektromagnetno valovanje

Za začetek osvežimo osnove teorije elektromagnetnega polja in elektromagnetnega valovanja. Obnovili bomo zapis Maxwellovih enačb, opisali osnovne pojave valovanja (lom, odboj in uklon) in si ogledali razširjanje svetlobe v anizotropnih snoveh.

1.1 Maxwellove enačbe

Elektromagnetno polje v praznem prostoru opišemo z dvema vektorskima poljema, električnim in magnetnim, ki sta v splošnem funkciji prostora in časa. Vsaki točki v prostoru lahko priredimo jakost električnega polja $\mathbf{E}(\mathbf{r},t)$ in jakost magnetnega polja $\mathbf{H}(\mathbf{r},t)$. Za opis elektromagnetnega polja v snovi vpeljemo dva dodatna vektorja polja. To sta gostota električnega polja $\mathbf{D}(\mathbf{r},t)$ in gostota magnetnega polja $\mathbf{B}(\mathbf{r},t)$. Vsa ta polja povezujejo Maxwellove enačbe[1]

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} + \mathbf{j}_e \tag{1.1}$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \tag{1.2}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{D} = \rho_e \tag{1.3}$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0. \tag{1.4}$$

Pri zapisu enačb smo upoštevali tudi izvore polj, to je gostoto električnega toka $\mathbf{j}_e(\mathbf{r},t)$ in gostoto naboja $\rho_e(\mathbf{r},t)$, ki pa ju bomo v nadaljevanju izpuščali.

Poleg Maxwellovih enačb veljata za vektorski polji zvezi

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \mathbf{E} + \mathbf{P} \quad \text{in} \tag{1.5}$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{H} + \mu_0 \mathbf{M}, \tag{1.6}$$

kjer $\mathbf{P}$ označuje električno polarizacijo, to je gostoto električnih dipolov, $\mathbf{M}$ pa magnetizacijo, to je gostoto magnetnega momenta. Polarizacija in magnetizacija sta odvisni od zunanjih polj $\mathbf{E}$ in $\mathbf{H}$. V splošnem sta njuni odvisnosti zelo zapleteni, v izotropnih in linearnih snoveh[2] pa se zvezi poenostavita v

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi_e \mathbf{E} = \varepsilon_0 (\varepsilon - 1)\mathbf{E} \qquad \text{in} \qquad \mathbf{M} = \chi_m \mathbf{H} = (\mu - 1)\mathbf{H}. \tag{1.7}$$

Vpeljali smo električno (χ_e) in magnetno (χ_m) susceptibilnost ter dielektričnost ε in magnetno permeabilnost μ. Ko združimo gornje enačbe, lahko zapišemo dve konstitutivni relaciji

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E} \quad \text{in} \tag{1.8}$$

$$\mathbf{B} = \mu_0 \mu \mathbf{H}. \tag{1.9}$$

V linearnih anizotropnih snoveh moramo namesto skalarnih vrednosti ε in μ zapisati tenzorje.

[1] Škotski fizik James Clerk Maxwell, 1831–1879.

[2] Med nelinearne snovi, za katere napisani zvezi ne veljata, sodijo na primer feroelektriki in feromagneti.

Robni pogoji

Navedene Maxwellove enačbe zadoščajo za opis elektromagnetnega polja v neomejeni snovi, kjer so vse komponente polj zvezne funkcije. Za obravnavo v omejeni snovi moramo vedeti tudi, kaj se z elektromagnetnim poljem zgodi na meji dveh sredstev. Pri prehodu iz enega dielektrika v drugega se ohranjata normalni komponenti gostote električnega in magnetnega polja ter tangentni komponenti jakosti električnega in magnetnega polja (slika 1.1)

$$D_{1n} = D_{2n} \tag{1.10}$$
$$B_{1n} = B_{2n} \tag{1.11}$$
$$E_{1t} = E_{2t} \tag{1.12}$$
$$H_{1t} = H_{2t}. \tag{1.13}$$

Privzeli smo, da na meji med dielektrikoma ni površinskih tokov ali nabojev, sicer bi morali robna pogoja za D_n in H_t ustrezno popraviti. Na meji dielektrika z idealnim prevodnikom (kovino, zrcalom) so robni pogoji drugačni. Za magnetno polje jih ne moremo preprosto zapisati, za električno polje pa velja, da mora biti tangentna komponenta jakosti električnega polja enaka nič. Posledica tega pogoja je, da se pri pravokotnem vpadu na zrcalo faza valovanja spremeni za π.

Slika 1.1: Na meji med dvema dielektrikoma brez površinskih tokov in nabojev so tangentna komponenta jakosti električnega in magnetnega polja ter normalna komponenta gostote električnega in magnetnega polja zvezne količine.

1.2 Valovna enačba in Poyntingov vektor

Večinoma bomo obravnavali elektromagnetna valovanja v izotropnih, homogenih in linearnih snoveh brez zunanjih izvorov in nosilcev naboja ($\mathbf{j}_e = 0$ in $\rho_e = 0$). Iz Maxwellovih enačb (enačbe 1.1–1.4) izpeljemo valovno enačbo za jakost električnega ali magnetnega polja

$$\nabla^2\mathbf{E} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{E}}{\partial t^2} = 0 \quad \text{in} \quad \nabla^2\mathbf{H} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2\mathbf{H}}{\partial t^2} = 0. \tag{1.14}$$

Pri tem je hitrost valovanja v snovi enaka

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}} = \frac{c_0}{n}. \tag{1.15}$$

Magnetne in dielektrične lastnosti snovi smo pospravili v lomni količnik, ki pove, kolikokrat je hitrost svetlobe v snovi manjša od hitrosti svetlobe v praznem prostoru.

$$n = \frac{c_0}{c} = \sqrt{\varepsilon\mu}. \tag{1.16}$$

Za izotropno in nemagnetno snov ($\mu = 1$) je lomni količnik $n = \sqrt{\varepsilon}$.

Vpeljimo še vektor gostote energijskega toka, to je Poyntingov vektor[3] $\mathbf{S}$

$$\mathbf{S} = \mathbf{E} \times \mathbf{H}. \tag{1.17}$$

Kot vidimo, je smer energijskega toka vedno pravokotna na smeri $\mathbf{E}$ in $\mathbf{H}$. Gostoto energijskega toka j, to je količino energije, ki v danem časovnem intervalu preteče skozi dano ploskev z normalo $\hat{\mathbf{n}}$, izračunamo kot časovno povprečje projekcije Poyntingovega vektorja

$$j = \langle \mathbf{S} \cdot \hat{\mathbf{n}} \rangle . \tag{1.18}$$

Gostoti energijskega toka, predvsem gostoti svetlobnega toka, pravimo tudi intenziteta .

Naloga 1.2.1 — Poyntingov teorem. Iz Maxwellovih enačb izpelji kontinuitetno enačbo v odsotnosti električnih tokov

$$-\nabla \cdot \mathbf{S} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\frac{1}{2}\varepsilon_0 \mathbf{E}^2 + \frac{1}{2}\mu_0 \mathbf{H}^2\right) + \mathbf{E} \cdot \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} + \mu_0 \mathbf{H} \cdot \frac{\partial \mathbf{M}}{\partial t}. \tag{1.19}$$

Pomagaj si z zvezo $\nabla \cdot (\mathbf{E} \times \mathbf{H}) = (\nabla \times \mathbf{E}) \cdot \mathbf{H} - (\nabla \times \mathbf{H}) \cdot \mathbf{E}$.

Opazimo, da predstavlja Poyntingov teorem izrek o ohranitvi energije. Prvi in drugi člen na desni strani Poyntingovega teorema (enačba 1.19) opišeta gostoto energije, shranjene v električnem in magnetnem polju, medtem ko tretji in četrti člen opišeta energijo, ki je shranjena v snovi (električnih in magnetnih dipolih). Za valovanje v homogeni izotropni snovi tako velja

$$\nabla \cdot \mathbf{S} = -\frac{\partial w}{\partial t}, \tag{1.20}$$

kjer je w celotna gostota energije elektromagnetnega polja. Zapišemo jo kot

$$w = \frac{1}{2}\varepsilon_0 \varepsilon \mathbf{E}^2 + \frac{1}{2}\mu_0 \mu \mathbf{H}^2. \tag{1.21}$$

Valovno enačbo in ohranitvene zakone lahko zapišemo tudi za anizotropne, nehomogene ali nelinearne snovi. Nekaj teh primerov bomo srečali v nadaljevanju in jih bomo obravnavali sproti.

1.3 Monokromatski elektromagnetni val

Reševanje valovne enačbe si navadno poenostavimo z vpeljavo kompleksnega zapisa jakosti električnega in magnetnega polja. Račun si oglejmo na primeru monokromatskega elektromagnetnega vala. Nastavek za monokromatski val s krožno frekvenco ω naj bo

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \Re(\mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}) \qquad \text{in} \qquad \mathbf{H}(\mathbf{r},t) = \Re(\mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t}), \tag{1.22}$$

kjer sta $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ in $\mathbf{H}(\mathbf{r})$ časovno neodvisna vektorja jakosti električnega in magnetnega polja s kompleksno amplitudo. Podobno lahko vpeljemo tudi kompleksne vektorje $\mathbf{P}$, $\mathbf{M}$, $\mathbf{D}$ in $\mathbf{B}$, ki opisujejo realne količine (polarizacijo, magnetizacijo, gostoto električnega in gostoto magnetnega polja). V nadaljevanju bomo večinoma pisali polja v kompleksni obliki, pri čemer se bomo držali gornje definicije. Zavedati pa se moramo, da je uporaba kompleksnega zapisa zgolj računski pripomoček, na koncu je treba rezultate vedno izraziti z realnimi količinami.

[3] Angleški fizik John Henry Poynting, 1852–1914.

Če vstavimo gornji nastavek za monokromatski val v valovno enačbo (enačba 1.14), dobimo Helmholtzevi enačbi[4] za kompleksna vektorja jakosti električnega in magnetnega polja. V homogenem in izotropnem sredstvu ju zapišemo kot

$$\nabla^2\mathbf{E}(\mathbf{r}) + k^2\mathbf{E}(\mathbf{r}) = 0 \tag{1.23}$$

$$\nabla^2\mathbf{H}(\mathbf{r}) + k^2\mathbf{H}(\mathbf{r}) = 0, \tag{1.24}$$

kjer je $k = nk_0 = n\omega/c_0$ valovno število.

Vpeljimo še kompleksni Poyntingov vektor

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}) = \frac{1}{2}\mathbf{E}\times\mathbf{H}^*. \tag{1.25}$$

Naloga 1.3.1 Upoštevajoč izraz za Poyntingov vektor $\mathbf{S}$ (enačba 1.17) pokaži, da lahko intenziteto valovanja j (oziroma povprečje projekcije Poyntingovega vektorja) izrazimo s kompleksnim Poyntingovim vektorjem $\mathbf{S}(\mathbf{r})$

$$j = \langle \mathbf{S}\cdot\hat{\mathbf{n}}\rangle = \frac{1}{4}(\mathbf{E}\times\mathbf{H}^* + \mathbf{E}^*\times\mathbf{H}) = \Re(\mathbf{S}(\mathbf{r})). \tag{1.26}$$

1.4 Ravni val

Osnovna rešitev valovne enačbe je ravni val. Nastavek, ki predstavlja ravni val in hkrati reši Helmholtzevo enačbo (enačba 1.23), je oblike

$$\mathbf{E}(\mathbf{r},t) = \mathbf{E}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} = \mathbf{E}_0 e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-i\omega t} \tag{1.27}$$

in podobno za magnetno polje

$$\mathbf{H}(\mathbf{r},t) = \mathbf{H}(\mathbf{r})e^{-i\omega t} = \mathbf{H}_0 e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}-i\omega t}, \tag{1.28}$$

pri čemer sta vektorja $\mathbf{E}_0$ ter $\mathbf{H}_0$ od kraja in časa neodvisna. Velikost valovnega vektorja $\mathbf{k}$ je valovno število $k = nk_0$, pri čemer je n lomni količnik izotropne in homogene snovi.

Vektorja jakosti električnega in magnetnega polja zadostujeta Maxwellovim enačbam (enačbe 1.1–1.4), iz česar sledi, da sta polji vedno medsebojno pravokotni, hkrati pa pravokotni na valovni vektor $\mathbf{k}$. Elektromagnetno valovanje je torej transverzalno valovanje.

Naloga 1.4.1 Pokaži, da za ravni val vedno velja $\mathbf{D}\perp\mathbf{k}$ in $\mathbf{B}\perp\mathbf{k}$. Izpelji še pravokotnost polj in valovnega vektorja v izotropni snovi

$$\mathbf{k}\times\mathbf{H}_0 = -\omega\varepsilon\varepsilon_0\mathbf{E}_0 \quad \text{in} \tag{1.29}$$

$$\mathbf{k}\times\mathbf{E}_0 = \omega\mu\mu_0\mathbf{H}_0. \tag{1.30}$$

Zaradi enolične zveze med električnim in magnetnim poljem zadošča za opis ravnega vala le eno polje, navadno se odločimo za električno.

[4] Nemški zdravnik in fizik Hermann Ludwig Ferdinand von Helmholtz, 1821–1894.

Energijski tok je pri ravnem valu v izotropni snovi vedno v smeri valovnega vektorja, pravokotno na valovne fronte. Iz definicije za gostoto svetlobnega toka (enačbi 1.26) ter Maxwellovih enačb (enačbe 1.1–1.4) sledi

$$j = \Re\left(\frac{1}{4}E_0H_0^* + \frac{1}{4}E_0^*H_0\right) = \frac{1}{2}c\varepsilon\varepsilon_0\left|E_0\right|^2 = \frac{1}{2}c_0n\varepsilon_0\left|E_0\right|^2. \tag{1.31}$$

Gostota svetlobnega toka (intenziteta svetlobe) je torej sorazmerna s kvadratom amplitude jakosti električnega polja. Poglejmo nekaj primerov. Gostoti toka $j = 1\ \mathrm{kW/m^2}$ (približna gostota svetlobnega toka s Sonca na Zemljinem površju) tako v praznem prostoru ustreza jakost električnega polja $E_0 = 868\ \mathrm{V/m}$, gostoti $j = 1\ \mathrm{W/\mu m^2}$ (intenziteta močno fokusiranega laserskega žarka) pa $E_0 = 27\ \mathrm{MV/m}$.

Zapišimo še povprečno gostoto energije valovanja. K energiji prispevata tako magnetno kot električno polje. Oba prispevka sta enaka, zato velja

$$\langle w\rangle = \frac{1}{4}\varepsilon\varepsilon_0\left|E_0\right|^2 + \frac{1}{4}\mu\mu_0\left|H_0\right|^2 = \frac{1}{2}\varepsilon\varepsilon_0\left|E_0\right|^2. \tag{1.32}$$

Povprečna gostota energije w, pomnožena s hitrostjo svetlobe v snovi, da gostoto energijskega toka j oziroma intenziteto svetlobe

$$j = cw. \tag{1.33}$$

Gornji izraz nazorno kaže, da je intenziteta svetlobe pravzaprav pretok energije. To si lahko predstavljamo, če vzamemo valj s prečnim presekom S in dolžino $c\Delta t$. V volumnu $Sc\Delta t$ je potem shranjene $wSc\Delta t$ energije. Energija, ki preteče skozi presek S v času Δt, je ravno cw.

Intenziteta ravnega vala je neodvisna od kraja in časa, iz česar sledi, da je povsod po prostoru enaka. Če bi hoteli izračunati energijo, ki jo nosi ravni val, bi opazili, da je ta energija neskončna. To seveda ni mogoče, zato se je vedno treba zavedati, da je ravni val le idealiziran, a nazoren in praktičen približek elektromagnetnega vala.

1.5 Polarizacija EM valovanja

Jakost električnega polja elektromagnetnega valovanja je v izotropnem sredstvu pravokotna na smer valovnega vektorja[5]. Vektor $\mathbf{E}$ torej leži v ravnini, pravokotni na smer valovnega vektorja, njegovo smer pa opiše polarizacija.

V splošnem je ravni val eliptično polariziran. Takrat vektor $\mathbf{E}$ v ravnini, pravokotni na valovni vektor, oriše elipso. Obe komponenti vektorja $\mathbf{E}(\mathbf{r})$ nihata sinusno z enako frekvenco, lahko pa se razlikujeta v amplitudi in fazi. Kadar je elipsa izrojena v daljico, govorimo o linearno polariziranem valovanju, kadar pa je krog, govorimo o cirkularno polariziranem valu. Poljubno polarizacijo lahko vedno zapišemo kot vsoto dveh linearno ali dveh cirkularno polariziranih valovanj.

Polarizacijo valovanja lahko zapišemo s kompleksnim Jonesovim vektorjem[6] $\mathbf{J}$. Za monokromatski ravni val, ki se širi v smeri z in ima komponenti E_x in E_y je Jonesov vektor

$$\mathbf{J} = \frac{1}{|E_0|}\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix}. \tag{1.34}$$

[5] V splošnem velja $\mathbf{E} \perp \mathbf{S}$ (enačba 1.17) in $\mathbf{D} \perp \mathbf{k}$ (naloga 1.4.1). To velja tudi v anizotropnih sredstvih, vendar je tam $\mathbf{E} \nparallel \mathbf{D}$ in $\mathbf{k} \nparallel \mathbf{S}$.

[6] Ameriški fizik Robert Clark Jones, 1916–2004.

Dodali smo normalizacijski faktor $|E_0| = \sqrt{|E_x|^2 + |E_y|^2}$, da je Jonesov vektor normaliziran in $\mathbf{J} \cdot \mathbf{J}^* = 1$. Ravni val, linearno polariziran v smeri x, tako zapišemo kot $\mathbf{J} = (1,0)$, val, ki je linearno polariziran pod kotom 45° glede na osi x in y, pa je $\mathbf{J} = (1,1)/\sqrt{2}$. Za zapis cirkularno polariziranega valovanja ni enotnega dogovora, tukaj zapišimo desno cirkularno polarizirano valovanje kot $\mathbf{J} = (1,-i)/\sqrt{2}$, levo cirkularno polarizirano pa z $\mathbf{J} = (1,i)/\sqrt{2}$. V našem zapisu je desno polariziran val tisti val, pri katerem se električna poljska jakost na danem mestu vrti v desno, če gledamo proti izvoru valovanja.

Zapis z Jonesovim vektorjem je prikladen, saj omogoča preprost izračun prehoda ravnega vala skozi optične elemente, ki spreminjajo polarizacijo, a ohranjajo obliko ravnega vala. V splošnem se pri prehodu skozi sredstvo spremeni kompleksna amplituda $\mathbf{E}_1 = (E_{1x}, E_{1y})$

$$E_{2x} = A_{11}E_{1x} + A_{12}E_{1y} \tag{1.35}$$

$$E_{2y} = A_{21}E_{1x} + A_{22}E_{1y}, \tag{1.36}$$

pri čemer so komponente A_{ij} odvisne od lastnosti sredstva. Enačbi zapišemo v matrični obliki

$$\mathbf{E}_2 = A \cdot \mathbf{E}_1, \tag{1.37}$$

kjer sta $\mathbf{E}_1$ in $\mathbf{E}_2$ vstopni in izstopni val, A pa je Jonesova matrika. Jonesova matrika za prehod skozi linearni polarizator, ki polarizira v smeri x, je

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 0 \end{bmatrix}. \tag{1.38}$$

Oglejmo si še dva zanimiva primera optičnih komponent. Jonesova matrika za ploščico $\lambda/2$, ki spremeni desno cirkularno polariziran val v levo polariziran in obratno, je

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix}. \tag{1.39}$$

Jonesova matrika za ploščico $\lambda/4$ pa je

$$A = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & i \end{bmatrix}. \tag{1.40}$$

Ta optični element linearno polarizirano valovanje z Jonesovim vektorjem $(1,1)/\sqrt{2}$ spremeni v levo cirkularno polarizirano valovanje, cirkularno polarizirano valovanje pa nazaj v linearno.

Naloga 1.5.1 Pokaži, da je Jonesova matrika za polarizator, ki prepušča polarizacijo pod kotom ϑ glede na os x, podana s spodnjo matriko. Namig: matriko A', ki predstavlja polarizator v smeri x, zapiši v zavrtenem koordinatnem sistemu $A = R(\vartheta) \cdot A' \cdot R(\vartheta)^{\mathrm{A}}$, kjer je $R(\vartheta)$ rotacijska matrika.

$$A = \begin{bmatrix} \cos^2\vartheta & \sin\vartheta\cos\vartheta \\ \sin\vartheta\cos\vartheta & \sin^2\vartheta \end{bmatrix}. \tag{1.41}$$

1.6 Lom in odboj EM valovanja

Na ravni meji med dvema izotropnima dielektrikoma se del svetlobe odbije po odbojnem zakonu, ki pravi, da je odbojni kot enak vpadnemu, del pa lomi po lomnem zakonu

$$n_1 \sin \vartheta_1 = n_2 \sin \vartheta_2. \tag{1.42}$$

S kotoma $\vartheta_1$in ϑ_2 smo označili vpadni in lomni kot, $n_1$in n_2 pa sta lomna količnika prve in druge snovi. Poglejmo, kaj se pri lomu in odboju zgodi s polarizacijo valovanja (slika 1.2). Dogovorimo se, da valovanje, pri katerem je električna poljska jakost vzporedna z mejno ravnino in pravokotna na vpadno ravnino, imenujemo transverzalno električno (TE) valovanje. Kadar leži v mejni ravnini jakost magnetnega polja, govorimo o transverzalnem magnetnem valovanju (TM).

Slika 1.2: Lom elektromagnetnega valovanja na meji dveh izotropnih dielektrikov. Levo: transverzalno električno (TE) valovanje. Desno: transverzalno magnetno (TM) valovanje.

Z E_1 označimo amplitudo jakosti električnega polja vpadnega valovanja, z E_2 prepuščenega in z E_3 odbitega. Nato vpeljemo prepustnost t in odbojnost r, ki pa sta odvisni od vpadne polarizacije. Zapišemo

$$E_{2\mathrm{TE}} = t_{\mathrm{TE}} E_{1\mathrm{TE}} \qquad E_{3\mathrm{TE}} = r_{\mathrm{TE}} E_{1\mathrm{TE}} \tag{1.43}$$

$$E_{2\mathrm{TM}} = t_{\mathrm{TM}} E_{1\mathrm{TM}} \qquad E_{3\mathrm{TM}} = r_{\mathrm{TM}} E_{1\mathrm{TM}}. \tag{1.44}$$

Iz robnih pogojev (enačbe 1.10–1.13) izračunamo koeficiente r in t s Fresnelovimi enačbami[7]

$$r_{\mathrm{TE}} = \frac{n_1 \cos \vartheta_1 - n_2 \cos \vartheta_2}{n_1 \cos \vartheta_1 + n_2 \cos \vartheta_2}, \qquad t_{\mathrm{TE}} = 1 + r_{\mathrm{TE}} = \frac{2 n_1 \cos \vartheta_1}{n_1 \cos \vartheta_1 + n_2 \cos \vartheta_2} \tag{1.45}$$

in

$$r_{\mathrm{TM}} = \frac{n_1 \cos \vartheta_2 - n_2 \cos \vartheta_1}{n_2 \cos \vartheta_1 + n_1 \cos \vartheta_2}, \qquad t_{\mathrm{TM}} = (1 + r_{\mathrm{TM}}) \frac{\cos \vartheta_1}{\cos \vartheta_2} = \frac{2 n_1 \cos \vartheta_1}{n_1 \cos \vartheta_2 + n_2 \cos \vartheta_1}. \tag{1.46}$$

V splošnem sta odbojnost r in prepustnost t kompleksni količini, saj iz lomnega zakona sledi, da je $\cos \vartheta_2 = \sqrt{1 - (n_1/n_2)^2 \sin^2 \vartheta_1}$ lahko kompleksen. Velikost števila $|r|$ tako predstavlja odbojnost, argument $\arg\{r\}$ pa spremembo faze pri odboju.

[7] Francoski fizik Augustin-Jean Fresnel, 1788–1827.

Prepustnost r in odbojnost t povesta, kako se spremeni kompleksna amplituda jakosti električnega polja. Razmerje med intenziteto odbite in vpadne svetlobe $\mathscr{R}$ oziroma razmerje med intenziteto prepuščene in vpadne svetlobe $\mathscr{T}$ izračunamo kot

$$\mathscr{R} = |r|^2 \qquad \text{in} \qquad \mathscr{T} = 1 - \mathscr{R}. \tag{1.47}$$

Slednja enačba sledi iz ohranitve energije. V splošnem $\mathscr{T}$ ni enak $|t|^2$, saj energijski tok potuje po različnih snoveh in v različnih smereh. Velja zveza

$$\mathscr{T} = \frac{n_2 \cos \vartheta_2}{n_1 \cos \vartheta_1} |t|^2 . \tag{1.48}$$

Zanimiva je odvisnost odbojnosti od vpadnega kota. Pri nekem kotu, imenujemo ga Brewsterjev kot[8], odbojnost za TM polarizirano valovanje enaka nič. Brewsterjeva okna (steklene ploščice, postavljene pod Brewsterjevim kotom) uporabljamo v resonatorjih laserjev za povečanje izgub TE in zmanjšanje izgub TM polariziranega valovanja.

Slika 1.3: Odbojnost r za obe vpadni polarizaciji (zgoraj) in razmerje med intenziteto odbite in vpadne svetlobe $\mathscr{R}$ (spodaj) v odvisnosti od vpadnega kota. Za primer na levi velja $n_1 < n_2$, za primer na desni pa $n_1 > n_2$. Pri Brewsterjevem vpadnem kotu ϑ_B je odbojnost TM polariziranega valovanja enaka nič, pri kotih nad $\vartheta_T = \arcsin(n_2/n_1)$ pa pride do totalnega odboja.

Naloga 1.6.1 — Brewsterjev kot. Pokaži, da Brewsterjev kot izračunamo kot

$$\vartheta_B = \arctan\left(\frac{n_2}{n_1}\right). \tag{1.49}$$

★ Pri prehodu skozi optične elemente se – razen TM polariziranega valovanja pri Brewsterjevem kotu – vedno nekaj svetlobe odbije. Da zmanjšamo te izgube, optične elemente navadno prekrijemo z antirefleksno plastjo, to je nanosom ene ali več primerno izbranih debelin plasti dielektrikov z ustreznimi lomnimi količniki. Zaradi destruktivne interference se količina odbite svetlobe z izbrano valovno dolžino občutno zmanjša. Ker imamo v fiziki laserjev opraviti s koherentnimi izvori s točno določeno valovno dolžino, za zmanjšanje izgub, na primer v resonatorju laserja, vedno uporabljamo optične elemente (leče, kristale, akusto-optične modulatorje ...) z ustrezno antirefleksno plastjo.

[8] Škotski fizik in znanstvenik Sir David Brewster, 1781–1868.

1.7 Uklon svetlobe

Kadar svetloba vpade na oviro, za oviro nastane senca. Nastala senca ni ostra, ampak ima zaradi uklona zabrisane robove. Obravnave uklona svetlobe na odprtinah ali zaslonkah se lotimo z uporabo skalarnega približka teorije elektromagnetnega polja. To pomeni, da vpliva polarizacije ne upoštevamo. Ta je pomemben zgolj pri zelo majhnih odprtinah, kjer je velikost odprtine po velikosti podobna valovni dolžini svetlobe $a \sim \lambda$. Vendar so tudi v tem primeru uklonske slike za različne polarizacije podobne, razlikujejo pa se po intenziteti prepuščene svetlobe.

Žičnati polarizatorji

Primer, kjer skalarni približek ne da pravih rezultatov, je uklon na mrežici, narejeni iz zelo tankih prevodnih žic. Takšna mrežica deluje kot polarizator za vpadno elektromagnetno valovanje. Elektromagnetni val s polarizacijo, ki je vzporedna žicam, pri prečkanju v žicah inducira tok in val se delno odbije in delno absorbira. Za valovanje, ki je polarizirano pravokotno na žice, je ta inducirani tok bistveno manjši, saj je smer toka omejena vzdolž žice. Posledično je prepustnost velika le za eno polarizacijo. Takšni polarizatorji se večinoma uporabljajo v mikrovalovni tehniki, vendar se v zadnjih letih z razvojem in izboljšavo litografskih postopkov vse pogosteje uporabljajo tudi v bližnjem infrardečem področju svetlobe.

Pri velikostih odprtin $a \gg \lambda$ torej uporabimo skalarno obliko valovne enačbe (enačba 1.14)

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = 0. \tag{1.50}$$

Zapisana valovna enačba velja za vse komponente električne E in tudi magnetne poljske jakosti H. Časovna odvisnost polja E je harmonična funkcija in je sorazmerna z $e^{-i\omega t}$. Z uporabo Greenovega teorema lahko jakost polja E_P v točki P izrazimo s poljem na poljubni ploskvi, ki obkroža točko P (slika 1.4). Zvezo opisuje Kirchhoffov integral[9]

$$E_P = -\frac{1}{4\pi}\oint \left(E\,\mathbf{n}\cdot\nabla\frac{e^{ikr}}{r} - \frac{e^{ikr}}{r}\mathbf{n}\cdot\nabla E \right) dS, \tag{1.51}$$

kjer je $\mathbf{n}$ normala na ploskev, po kateri teče integral, r pa je oddaljenost od točke P do ploskve dS. Kirchhoffov integral velja splošno za katerokoli harmonično funkcijo, ki reši valovno enačbo (enačba 1.50), ne samo E, in torej ni vezan na obravnavo uklona svetlobe.

Vzemimo točkast izvor v točki S. Svetloba iz njega vpada na zaslon, z odprtino poljubne oblike. Izračunajmo skalarno polje v točki P na drugi strani zaslona. Vpadno svetlobo zapišemo kot

$$E = A\frac{e^{ikr'}}{r'}, \tag{1.52}$$

kjer je r' razdalja od izvora do točke na zaslonu, A pa zaradi ohranitve energije konstanta. Integracijska ploskev je lahko poljubna sklenjena ploskev, ki objema točko P. Izberemo tako, ki zajema odprtino na zaslonu, poleg tega pa naredimo še dva približka:

1. Jakost polja E in njen gradient doprineseta k integralu le na odprtini, na preostanku ploskve pa sta njuna prispevka zanemarljivo majhna.

2. Vrednost E in njen gradient sta na odprtini takšna, kot da zaslona ne bi bilo.

[9] Nemški fizik Gustav Kirchhoff, 1824–1887.

Slika 1.4: Integracijska ploskev v Kirchhoffovem integralu zajema odprtino in objema točko P.

Gornja približka sta precej groba, vendar se izkaže, da se kljub temu dobro ujemata z eksperimentalno določeno uklonsko sliko, s čimer upravičimo njuno uporabo.

Kirchhoffov integral za primer točkastega izvora svetlobe se potem zapiše kot integral, pri čemer integriramo zgolj po odprtini

$$E_P = -\frac{ikAe^{-i\omega t}}{4\pi}\int \frac{e^{ik(r+r')}}{rr'}\left[\cos(\mathbf{n},\mathbf{r}) - \cos(\mathbf{n},\mathbf{r}')\right] dS. \tag{1.53}$$

V literaturi ga pogosto imenujejo Fresnel-Kirchhoffov uklonski integral.

Naloga 1.7.1 Uporabi Kirchhoffov integral (enačba 1.51) in pokaži, da za primer krožnega vpadnega vala (enačba 1.52) polje v točki P zapišemo s Fresnel-Kirchhoffovim integralom (enačba 1.53). Pri tem privzemi, da je oddaljenost točke P od odprtine $r \gg \lambda$.

Oglejmo si poseben primer, ko leži točkast izvor svetlobe na osi okrogle odprtine. Razdalja r' je potem konstantna in polje v točki P izračunamo kot

$$E_P = -\frac{ik}{4\pi}\int E_S \frac{e^{ikr-i\omega t}}{r}\left[\cos(\mathbf{n},\mathbf{r}) + 1\right] dS, \tag{1.54}$$

pri čemer E_S predstavlja kompleksno amplitudo vpadnega polja v odprtini

$$E_S = A\frac{e^{ikr'}}{r'}. \tag{1.55}$$

Zgornja oblika Fresnel-Kirchhoffovega integrala ni pravzaprav nič drugega kot matematičen zapis Huygensovega načela[10]. Spomnimo se, da Huygensovo načelo pravi, da lahko vsako točko valovne fronte obravnavamo kot izvor novega krogelnega vala. Točno to je zapisano tudi v gornjem integralu. Vpadni val E_S v vsakem od elementov dS odprtine vzbudi krogelno valovanje s kompleksno amplitudo

$$E = A_0\frac{e^{ikr}}{r}, \tag{1.56}$$

polje v izbrani točki P pa je vsota prispevkov posameznih krogelnih valovanj.

[10] Nizozemski znanstvenik Christiaan Huygens, 1629–1695.

Za razliko od osnovnega Huygensovega načela, v Fresnel-Kirchhoffovem integralu (enačba 1.53) nastopa še faktor $[\cos(\mathbf{n},\mathbf{r})+1]$, ki poskrbi, da ni valovanja v smeri nazaj proti izvoru. Tudi faktor $-i$ manjka v osnovnem Huygensovem načelu, pomeni pa, da je uklonjeno valovanje fazno zakasnjeno za $\pi/2$ glede na osnovno valovanje E_S.

Uporabna razširitev Fresnel-Kirchhoffovega uklona je z uporabo prepustnostne funkcije odprtine T. Z njo v splošnem popišemo amplitudne in fazne spremembe, do katerih lahko pride na raznih odprtinah, lečah, uklonskih mrežicah ... Razširjen uklonski integral zapišemo kot

$$E_P = -\frac{ik}{4\pi}\int T(r)E_S(r)\frac{e^{ikr-i\omega t}}{r}\left[\cos(\mathbf{n},\mathbf{r})+1\right]dS, \tag{1.57}$$

pri čemer smo upoštevali tudi splošno obliko vpadnega vala $E_S(r)$.

Fraunhoferjev in Fresnelov približek

Izračun Fresnel-Kirchhoffovega integrala je v splošnem zelo zapleten, zato se pogosto poslužujemo dveh približkov: Fraunhoferjevega[11] in Fresnelovega. Fraunhoferjeva uklonska slika velja za daljno polje, kadar lahko vpadni in uklonjeni val zapišemo kot ravna valova. Bolj zapleteno Fresnelovo uklonsko sliko pa moramo uporabiti, kadar obravnavamo primer bližnjega polja in ukrivljene valovne fronte.

Slika 1.5: V Fraunhoferjevem približku valovanji obravnavamo kot ravna valova in dobimo znano uklonsko sliko (levo). Fresnelov približek moramo uporabiti za obravnavno uklona v primeru bližnjega polja (desno).

Mejo med daljnim in bližnjim poljem kvalitativno določa Fresnelovo število

$$F = \frac{a^2}{L\lambda}. \tag{1.58}$$

Pri tem je a karakteristična dimenzija odprtine, L tipična oddaljenost od odprtine ter λ valovna dolžina. V grobem velja, da lahko Fraunhoferjev približek uporabimo, kadar je $F < 1$ in je odstopanje faze od ravnega vala znotraj odprtine majhno. Sicer moramo uklon obravnavati v Fresnelovem približku ali celo v polni obliki.

[11] Nemški fizik Joseph von Fraunhofer, 1787–1826.

Zapišimo uklonske integrale za oba približka. Izhajajmo iz Fresnel-Kirchhoffovega integrala za točkast izvor (enačba 1.53) in zapišimo razdaljo r s koordinatama na zaslonu x', y' ter lego točke P s koordinatami x, y, z (slika 1.6). Privzamemo, da je oddaljenost do zaslona bistveno večja od prečnih dimenzij.

Slika 1.6: K izračunu Fraunhoferjevega in Fresnelovega uklona. Zaslon, kjer opazujemo uklonsko sliko, je od odprtine oddaljen za z.

Zapišemo

$$r = \sqrt{(x-x')^2 + (y-y')^2 + z^2} \tag{1.59}$$

in razvijemo

$$r \approx z + \frac{(x-x')^2}{2z} + \frac{(y-y')^2}{2z}. \tag{1.60}$$

V Fraunhoferjevem približku zadošča uporaba le linearnih členov v gornjem izrazu in za Fraunhoferjev uklonski integral dobimo

$$E_P = \frac{1}{i\lambda z} e^{ik(z+(x^2+y^2)/2z)} \int\int E_S e^{-ik(xx'+yy')/z} dx'dy', \tag{1.61}$$

kar ni nič drugega kot Fouriereva transformacija polja E_S.

V Fresnelovem približku upoštevamo tudi kvadratne člene v razvoju in dobimo

$$E_P = \frac{1}{i\lambda z} e^{ikz} \int\int E_S e^{-ik((x-x')^2+(y-y')^2)/2z} dx'dy'. \tag{1.62}$$

Naloga 1.7.2 Pokaži, da je v Fraunhoferjevi uklonski sliki uklon na okrogli odprtini s premerom a podan z

$$I_P = I_0 \frac{4J_1(\pi a\rho/\lambda z)}{\pi a\rho/\lambda z}, \tag{1.63}$$

kjer je $\rho = \sqrt{x^2+y^2}$.

1.8 EM valovanje v anizotropnih snoveh

Do zdaj smo obravnavali elektromagnetno valovanje v izotropnih snoveh, v katerih je dielektričnost skalar in hitrost širjenja valovanja neodvisna od njegove smeri. V splošnem so snovi anizotropne, dielektričnost je tenzor, hitrost potovanja svetlobe skozi snov pa je odvisna od smeri razširjanja in od polarizacije valovanja.

Gostoto električnega polja v anizotropni snovi zapišemo kot

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \underline{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{bmatrix} \mathbf{E}, \tag{1.64}$$

kjer je $\underline{\varepsilon}$ tenzor drugega reda in ima v splošnem devet komponent. V dielektričnih snoveh, v katerih ne pride do optične aktivnosti ali absorpcije, je tenzor realen in simetričen $\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}^*$. Tak tenzor lahko vedno diagonaliziramo, torej poiščemo koordinatni sistem, v katerem je diagonalen. V takem koordinatnem sistemu velja

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0 \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{bmatrix} \mathbf{E} \tag{1.65}$$

in

$$\begin{aligned} D_1 &= \varepsilon_0 \varepsilon_1 E_1 \\ D_2 &= \varepsilon_0 \varepsilon_2 E_2 \\ D_3 &= \varepsilon_0 \varepsilon_3 E_3. \end{aligned} \tag{1.66}$$

Glavne osi sistema določajo smeri, vzdolž katerih sta jakost in gostota električnega polja vzporedni, lastne vrednosti pa ustrezajo trem lomnim količnikom $\varepsilon_i = \sqrt{n_i}$. Snovi, za katere so vse tri vrednosti n_i različne, imenujemo optično dvoosne snovi, medtem ko sta v optično enoosnih snoveh dve lastni vrednosti enaki $n_1 = n_2$. Če so enake vse tri lastne vrednosti, je snov izotropna.

Elipsoid lomnega količnika

Poglejmo, kako se v anizotropnih snoveh širi valovanje v odvisnosti od njegove smeri in polarizacije. Preprost primer je valovanje, ki se širi vzdolž lastne osi z, polarizirano pa je vzdolž lastne osi x. Pri prehodu skozi kristal se polarizacija valovanja ohrani, lomni količnik za tak val pa je n_1. Podobno velja za val, polariziran v smeri y, za katerega je lomni količnik enak n_2. Če se valovanje širi vzdolž lastne osi z, vendar njegova polarizacija ne sovpada z lastnima osema x ali y, nastane po prehodu skozi kristal iz vpadnega linearno polariziranega valovanja v splošnem eliptično valovanje. Lastni komponenti namreč potujeta z različnima hitrostma, zato pride med njima do faznega zamika.

Za poljubno smer širjenja valovanja ter poljubno polarizacijo je račun bolj zapleten in je treba lomne količnike še izračunati. Pri tem si pomagamo z grafično upodobitvijo, s tako imenovanim elipsoidom lomnega količnika oziroma optično indikatriso.

Slika 1.7: Elipsoid lomnega količnika oziroma optična indikatrisa. Glavne osi elipsoida sovpadajo z glavnimi osmi tenzorja ε, polosi elipsoida pa so enake lomnim količnikom n_i. V primeru optično enoosnega kristala je indikatrisa rotacijski elipsoid, v primeru izotropne snovi pa je optična indikatrisa krogla.

Optična indikatrisa je elipsoid, podan z enačbo

$$\frac{x^2}{n_1^2} + \frac{y^2}{n_2^2} + \frac{z^2}{n_3^2} = 1. \tag{1.67}$$

Glavne osi elipsoida sovpadajo z glavnimi osmi tenzorja ε, polosi elipsoida pa so n_1, n_2 in n_3. Lomne količnike za val, ki se širi z valovnim vektorjem $\mathbf{k}$, skozi izhodišče narišemo ravnino, pravokotno na smer valovnega vektorja (slika 1.7). Presečišče ravnine in elipsoida je elipsa, katere glavni osi podata vrednosti lomnih količnikov n_a in n_b za obe lastni polarizaciji, njuni smeri pa predstavljata lastni smeri gostote električnega polja. Ker sta to lastni osi, smer jakosti električnega polja izračunamo z enačbo (1.66).

Optično enoosni kristali

V optično enoosnih kristalih sta dve lastni vrednosti enaki in indikatrisa je rotacijski elipsoid. Po dogovoru izberemo lastne vrednosti tako, da velja $n_1 = n_2 \neq n_3$. Za valovanje, ki se razširja v smeri z, sta lomna količnika za obe polarizaciji enaka in os z imenujemo optična os. Hitrost valovanja, ki se širi vzdolž optične osi, je torej neodvisna od njegove polarizacije. Navadno vpeljemo tudi nove oznake: $n_1 = n_2 = n_o = n_\perp$, ki označuje redni (*ordinary*) lomni količnik, $n_3 = n_e = n_\parallel$ pa izredni (*extraordinary*) lomni količnik.

Za lažjo predstavo skiciramo ploskev valovnega vektorja, ki jo zaradi simetrije v tem primeru lahko upodobimo kar ravninsko (slika 1.8). Smer valovnega vektorja določa le kot ϑ med valovnim vektorjem $\mathbf{k}$ in optično osjo z. Dvema lastnima polarizacijama pa pripadata dva različna lomna količnika. Lomni količnik za žarek, ki je polariziran pravokotno na vpadno ravnino, je enak n_o in neodvisen od ϑ, zato narišemo krožnico. Takemu žarku pravimo redni žarek. Žarek, ki je polariziran v vpadni ravnini, je izredni žarek. Pripadajoč lomni količnik je odvisen od kota ϑ in ga izračunamo iz sledeče enačbe elipse s polosema n_o in n_e:

$$\frac{1}{n^2(\vartheta)} = \frac{\cos^2\vartheta}{n_o^2} + \frac{\sin^2\vartheta}{n_e^2}. \tag{1.68}$$

Opazimo, da se krožnica in elipsa dotikata ravno na osi z. Takrat se valovanje širi vzdolž optične osi in lomna količnika sta za obe polarizaciji enaka n_o.

Snov	n_o	n_e
$CaCO_3$ (kalcit)	1,6557	1,4849
$BaTiO_3$	2,4042	2,3605
$LiNbO_3$	2,2864	2,2022
KH_2PO_4	1,5074	1,4669
tekoči kristal 5CB (25 °C)	1,5319	1,7060
telur ($\lambda = 10$ µm)	4,7969	6,2455

Tabela 1.1: Redni in izredni lomni količnik za nekaj izbranih kristalov. Razen v primeru telurja veljajo vrednosti za svetlobo z valovno dolžino 633 nm.

Slika 1.8: V optično enoosnih kristalih je lomni količnik odvisen od smeri valovnega vektorja in njegove polarizacije. a) primer pozitivno anizotropne snovi ($n_e > n_o$). b) Redni žarek je polariziran pravokotno na vpadno ravnino. Zanj velja, da je $\mathbf{D} \parallel \mathbf{E}$ in $\mathbf{S} \parallel \mathbf{k}$. Izredni žarek je polariziran v vpadni ravnini. Smer širjenja žarka $\mathbf{S}$ ni vzporedna z valovnim vektorjem $\mathbf{k}$, prav tako valovne fronte niso pravokotne nanjo. c) Primer negativno anizotropne snovi ($n_e < n_o$).

Navadno sta pri ravnem valu vektorja $\mathbf{E}$ in $\mathbf{D}$ vzporedna, prav tako $\mathbf{k}$ in $\mathbf{S}$. Žarek se širi v smeri valovnega vektorja, valovne fronte pa so pravokotne nanj. To velja tudi za redni žarek v anizotropnih snoveh. Izredni žarek pa ima, kot že ime nakazuje, "izredne" lastnosti. Vektorja $\mathbf{E}$ in $\mathbf{D}$ nista vzporedna, zato tudi valovni vektor $\mathbf{k}$ ni vzporeden toku energije oziroma Poyntingovemu vektorju $\mathbf{S}$ (slika 1.8 b). Žarek, ki ga vidimo, tako potuje v smeri, ki ni enaka smeri valovnega vektorja. Smer Poyntingovega vektorja določimo kot normalo na elipso pri kotu ϑ.

Dvojni lom

Ko vpade žarek na anizotropno snov, se lomi. Privzemimo, da je lomni količnik snovi, iz katere valovanje prehaja v anizotropen kristal, enak 1. Vemo, da je hitrost valovanja v snovi – in s tem tudi kot, pod katerim se lomi – odvisna od polarizacije valovanja. V splošnem se v anizotropnih snoveh pojavita dva lomljena žarka z različnima polarizacijama, kar da ime pojavu: dvolomnost (slika 1.9). Da zadostimo ohranitvi faze pri prehodu, moramo popraviti tudi lomni zakon (enačba 1.42).

Za redni val s TE polarizacijo (pravokotno na vpadno ravnino) velja navadni lomni zakon, pri čemer je lomni količnik snovi enak rednemu lomnemu količniku n_o

$$\sin\vartheta_1 = n_o \sin\vartheta_o. \tag{1.69}$$

Slika 1.9: Dvojni lom. a) Pri poševnem vpadu na anizotropno snov se valovanje loči na dva različno polarizirana žarka. b) Tudi pri pravokotnem vpadu se žarka ločita, če je optična os pod poljubnim kotom glede na normalo mejne ravnine. Valovni vektorji so v tem primeru kolinearni, Poyntingovi vektorji pa imajo različne smeri.

Za izredni val s TM polarizacijo (električna poljska jakost leži v vpadni ravnini) pa velja

$$\sin\vartheta_1 = n(\vartheta_e)\sin\vartheta_e, \tag{1.70}$$

pri čemer $n(\vartheta_e)$ izračunamo iz enačbe (1.68).

Kadar vpada valovanje pravokotno na izotropno snov, se žarek ne lomi. V dvolomnih snoveh pa lahko tudi pri pravokotnem vpadu pride do razklona žarkov (slika 1.9 b). Kadar je optična os nagnjena glede na vpadnico, sta valovna vektorja obeh prepuščenih žarkov sicer vzporedna valovnemu vektorju vpadnega žarka ($\mathbf{k}_1 \parallel \mathbf{k}_o \parallel \mathbf{k}_e$), razlikujejo pa se smeri Poyntingovih vektorjev ($\mathbf{S}_1 \parallel \mathbf{S}_o \nparallel \mathbf{S}_e$). Ob prehodu skozi plast anizotropne snovi tako nastaneta dva vzporedna, a razmaknjena žarka z medsebojno pravokotnimi polarizacijami. Enoosne kristale, odrezane pod primernim kotom in prave dolžine, zato lahko uporabimo kot polarizacijski delilnik žarkov.

Slika 1.10: Dvojni lom v kristalu kalcita (islandski dvolomec). Z linearnimi polarizatorji pokažemo, da sta lomljena žarka različnih polarizacij.

2. Koherenca

V tem poglavju bomo spoznali koherenco. To je lastnost valovanja, ki je tesno povezana s pojavom interference. Ohlapno pravimo, da je koherentno tisto valovanje, s katerim se posrečijo interferenčni poskusi.

2.1 Youngov poskus

Interferenčnih pojavov ni mogoče opazovati z vsakim svetlobnim izvorom. Da bi to razumeli, si oglejmo interferenco valovanja, ki vpada na dve ozki reži (tako imenovani Youngov poskus[1]). Navadno predpostavimo, da sta obe reži osvetljeni z istim ravnim valom. Delni valovanji, ki izhajata iz rež, imata tako ves čas poskusa enako polarizacijo, enako frekvenco in enako fazno razliko. Zaradi različnih dolžin poti obeh delnih valovanj od reže do dane točke na zaslonu nastane na oddaljenem zaslonu interferenčni vzorec (slika 2.1). Vendar se interferenca pojavi le v primeru, ko je faza valovanja, ki vpada na reži, konstantna. Svetloba s konstantno fazo je koherentna in nastane, na primer, v kvalitetnem laserju. Svetloba iz običajnih svetil ne da interferenčnega vzorca, zato zanjo pravimo, da ni koherentna.

Slika 2.1: Youngov poskus na dveh režah. Le če je vpadno valovanje koherentno (levo), se pojavi na zaslonu interferenčni vzorec. Nekoherentno valovanje s spremenljivo fazo (desno) ne da interferenčnega vzorca.

Svetloba navadnih svetil, na primer plinskih razelektritvenih cevi, je zaradi vrste nastanka kaotične narave. Atomi sevajo neodvisno, zato se faza izsevanega valovanja spreminja. Približno konstantna je le znotraj nekega karakterističnega časa. Če je pri interferenčnem poskusu karakteristični čas spreminjanja faze krajši od zakasnitve med valovanjema, ki nastane zaradi različno dolgih poti, pride na danem mestu zaslona do izmenično konstruktivne in destruktivne interference. Ker je čas spreminjanja praviloma bistveno krajši od časa opazovanja interference, utripanje svetlobe na zaslonu ni vidno. Interferenčni poskus se ne posreči zaradi majhne časovne koherence, karakterističnemu času spreminjanja faze pa rečemo koherenčni čas t_c. Časovno koherenco bomo natančneje obravnavali v razdelku (2.3), zaenkrat povejmo le, da je časovna koherenca vezana na fazno razliko med dvema točkama, ki ležita vzdolž smeri širjenja valovanja.

[1] Angleški znanstvenik Thomas Young, 1773–1829.

Poleg časovne koherence na interferenčno sliko pomembno vpliva tudi prostorska koherenca, ki je posledica končne dimenzije svetila. Svetloba, ki vpada na reži z različnih delov svetila, ima namreč različno fazo zaradi različnih dolžin poti od svetila do rež. Ta faza se prišteje fazni razliki zaradi različno dolgih poti od rež do zaslona, zaradi česar se na zaslonu interferenčne proge nekoliko premaknejo. Če je fazna razlika žarkov iz različnih delov svetila večja od fazne razlike za režami, se celotna interferenčna slika na zaslonu izpovpreči. Interferenca se pri Youngovem poskusu pojavi, kadar sta reži razmaknjeni le toliko, da je povprečna fazna razlika manjša od 2π. Največjemu prečnemu razmiku, ki še da interferenco, rečemo prečna koherenčna razdalja d_c. Prostorska koherenca, ki jo bomo podrobneje spoznali v razdelku (2.5), je torej vezana na fazno razliko med dvema točkama, ki ležita prečno na smer širjenja valovanja.

Poudarimo še enkrat, da je pojem koherence statističen. Če je koherenčni čas t_c dolg v primerjavi s časom opazovanja, se vedno seštevajo amplitude valovanj in pojavi se interferenčna slika. Ta se slučajno spreminja z značilnim časom t_c. Če pa so razlike poti večje od ct_c ali razmik rež večji od d_c, gledamo le povprečno sliko in interferenčne proge izginejo.

2.2 Koherenca navadnih svetil

Obravnavajmo plinsko razelektritveno cev in z ustreznim filtrom izberimo eno samo spektralno črto. Ta črta naj ima osrednjo frekvenco ν_0 in končno frekvenčno širino $\delta\nu$, ki je kombinacija naravne širine in razširitve zaradi trkov med atomi ter Dopplerjevega pojava (glej poglavje 5.8). Privzemimo, da je glavni prispevek k razširitvi spektralne črte zaradi medatomskih trkov, razširitev, povezano z Dopplerjevim pojavom, pa zanemarimo.

Celotna izsevana svetloba je vsota delnih valov, ki izhajajo iz posameznih atomov in so med seboj neodvisni. Vsak delni val ohranja med trkoma konstantno fazo, to je v časovnem intervalu t_c. Valovni paket dolžine t_c mora tako vsebovati frekvence v pasu $\Delta\omega$, za katerega velja $t_c\Delta\omega \sim 1$. Koherenčni čas je torej kar reda velikosti obratne vrednosti spektralne širine svetlobe. Povsem monokromatsko valovanje bil imelo neskončen koherenčni čas in bi bilo popolno koherentno.

Zapišimo še izsevano polje takega svetila. Jakost električnega polja v izbrani točki prostora je vsota delnih valov, ki izvirajo iz raznih delov izvora. Vsak atom v izvoru, naj jih bo N, seva neodvisno, zato so tudi delna valovanja med seboj neodvisna. Posamična valovanja ohranjajo konstantno fazo v času med dvema trkoma atoma, t_c. Zaradi enostavnosti privzemimo, da so amplitude E_1 in polarizacije izsevanih polj posameznih atomov enake. Električno poljsko jakost E v izbrani točki prostora lahko zapišemo kot vsoto posameznih prispevkov

$$E = E_1 \sum_{n=1}^{N} e^{i\phi_n(t)}. \tag{2.1}$$

kjer se faza polja $\phi_n(t)$, ki ga izseva posamezni atom, naključno spremeni ob trku z drugim atomom. Povprečje vsote polj je nič, povprečni kvadrat skupnega polja, ki je sorazmeren z gostoto svetlobnega toka, pa je NE_1^2. Zaradi slučajnosti faz je slučajna tudi faza celotnega polja in se gotovo povsem spremeni v času, ko se spremeni faza posameznih prispevkov, to je t_c. S tako svetlobo bomo videli interferenco na režah, če bo razlika poti delnih valovanj manjša od ct_c.

Oglejmo si izračun na primeru. Imejmo $N = 100$ neodvisnih atomov, ki se jim faza naključno spreminja s karakterističnim časom $t_c = 10/\nu$, kjer je ν frekvenca valovanja. Na sliki (2.2) sta prikazana časovna poteka amplitude E (enačba 2.1) in $|E|^2$, ki je sorazmeren z intenziteto svetlobe. Za primerjavo je prikazan tudi ravni val $E = \sqrt{N}E_1 e^{-i\omega t}$ s konstantno fazo in njegova intenziteta. Intenziteta ravnega vala je konstantna, medtem ko je povprečna intenziteta svetlobe navadnega svetila približno konstantna le znotraj t_c.

Slika 2.2: Zgoraj: shematski prikaz električne poljske jakosti ravnega vala s konstantno fazo (rdeča črta) in električne poljske jakosti navadnega svetila (modra črta) kot funkcije časa. Faza polja se naključno spreminja s karakterističnim časom t_c. Spodaj: intenziteta ravnega vala (rdeča črta) in intenziteta svetlobe navadnega svetila (modra črta) kot funkciji časa. Modra črtkana črta je povprečna intenziteta $\frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2} E(t+t')E^*(t+t')dt'$ s časom integracije $T = t_c$.

2.3 Časovna koherenca

Časovno koherenco je najpreprosteje obravnavati z Michelsonovim interferometrom[2], ki je prikazan na sliki (2.3).

Slika 2.3: Michelsonov interferometer. Svetlobo iz izvora P usmerimo preko kolimacijske leče (L) na polprepustno zrcalo (PZ), s čimer jo razdelimo na dva snopa. S premikom enega zrcala (Z) en delni žarek zakasnimo. Interferenco opazujemo na detektorju.

[2] Ameriški fizik in nobelovec Albert Abraham Michelson, 1852–1931.

Valovanje iz točke P na polprepustnem zrcalu razdelimo na dva delna snopa, nato enega s premikanjem zrcala zakasnimo za $\tau = 2x/c$. S kolimacijsko lečo dosežemo, da je čim več žarkov, ki izhajajo iz P, vzporednih z osjo interferometra. Dokler je zakasnitev τ manjša od koherenčnega časa t_c, so na detektorju interferenčni vrhovi in doline. Pri zakasnitvah, ki so večje od koherenčnega časa, ni stalne fazne povezave, interferenčna slika se spreminja in v daljših časih izpovpreči. Zapišimo to ugotovitev še matematično.

Svetlobni tok na detektorju je sorazmeren s kvadratom električne poljske jakosti obeh delnih valovanj

$$|E_d(t)|^2 = |E(t) + E(t+\tau)|^2 = |E(t)|^2 + |E(t+\tau)|^2 + 2\Re E(t)E^*(t+\tau). \tag{2.2}$$

Zakasnitev τ je določena s premikom pomičnega zrcala, $\tau = 2x/c$. Navadno opazujemo v času T, ki je dolg v primerjavi s koherenčnim časom, zato povprečimo po času

$$\begin{aligned} \langle |E_d|^2 \rangle &= \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2} |E_d(t)|^2\, dt \\ &= 2\langle |E|^2 \rangle + 2\Re\langle E(0)E^*(\tau)\rangle = 2\langle |E|^2 \rangle + 2\Re G(\tau). \end{aligned} \tag{2.3}$$

Prvi člen je vsota povprečnih svetlobnih tokov obeh delnih snopov. Privzeli smo, da je polje v povprečju stacionarno in je zato povprečje neodvisno od izbire časovnega intervala. Drugi člen opisuje interferenco. Pri tem smo vpeljali časovno avtokorelacijsko funkcijo električnega polja

$$\boxed{G(\tau) = \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2} E(t)E^*(t+\tau)\, dt.} \tag{2.4}$$

Za majhne zakasnitve τ je $|G(\tau)| \approx |G(0)|$ in na detektorju zaznamo interferenco. Za zakasnitve τ, ki so precej večje od koherenčnega časa t_c, sta polji $E(0)$ in $E(\tau)$ statistično neodvisni in povprečje produkta je enako produktu povprečij. Ker je $\langle E(t)\rangle = 0$, pri velikih zakasnitvah τ interferenčni člen izgine in svetlobni tok je enak vsoti tokov posameznih delnih snopov.

Priročno je vpeljati normirano avtokorelacijsko funkcijo

$$g(\tau) = \frac{G(\tau)}{G(0)}. \tag{2.5}$$

Za povsem koherentno valovanje je $|g(\tau)| = 1$, za povsem nekoherentno valovanje je $|g(\tau)| = 0$, za delno koherentna pa $0 < |g(\tau)| < 1$. Praviloma se vrednost $|g(\tau)|$ z naraščajočim τ zmanjšuje, saj postaja valovanje za velike časovne zamike vedno manj korelirano. Ohlapno povedano je koherenčni čas zakasnitev, pri kateri postane vrednost avtokorelacijske funkcije majhna. Koherenčni čas t_c pa lahko tudi bolj natančno definiramo z normirano avtokorelacijsko funkcijo

$$\boxed{t_c = \int_{-\infty}^{\infty} |g(\tau)|^2\, d\tau.} \tag{2.6}$$

Zakasnitev delnih valov je pogosto posledica različno dolgih optičnih poti, zato namesto koherenčnega časa velikokrat uporabljamo koherenčno dolžino $l_c = ct_c$. Pri tem moramo paziti, da koherenčne dolžine, ki jo izpeljemo iz časovne koherence, ne zamešamo s prečno koherenčno razdaljo, o kateri bomo govorili kasneje.

Naloga 2.3.1 Pokaži, da v navedenih avtokorelacijskih funkcijah $g(\tau)$ spremenljivka t_c ustreza koherenčnemu času, kot je definiran v enačbi (2.6), in izračunaj $|g(t_c)|$ za oba primera.

$$g(\tau) = \begin{cases} \exp\left(i\omega_0\tau - |\tau|/t_c\right), \\ \exp\left(i\omega_0\tau - \pi\tau^2/2t_c^2\right), \end{cases} \tag{2.7}$$

V razdelku (5.8) bomo spoznali, da sta to avtokorelacijski funkciji za svetlobo z Lorentzovim spektrom (razširitev spektralne črte zaradi trkov) in Gaussovim spektrom (Dopplerjeva razširitev).

Poglejmo še nekaj značilnih koherenčnih dolžin. Koherenčna dolžina svetlobe, izsevane iz črnega telesa, je $l_c = ct_c \approx \hbar c/k_B T$ (glej nalogo 2.4.3). Svetloba s Sonca ($T \approx 6000$ K) ima tako koherenčno dolžino zgolj $\sim 0,4$ µm. Svetloba, izsevana iz LED sijalk, ima koherenčno dolžino $\sim$ 20–100 µm. Če želimo povečati koherenčno dolžino taki svetlobi, jo moramo usmeriti na ustrezne filtre in ji s tem zmanjšati spektralno območje. Ožje spektralno območje ima na primer živosrebrna svetilka, zato je koherenčna dolžina svetlobe za izbrano spektralno črto do okoli 50 cm. Koherenčna dolžina laserjev z ozko spektralno črto je tipično okoli 100 m, v nekaterih vlakenskih laserjih s širino spektralne črte nekaj kHz pa koherenčna dolžina presega 100 km.

2.4 Zveza med avtokorelacijsko funkcijo in spektrom

Spoznali smo, da je monokromatski ravni val povsem koherenten in njegov korelacijski čas neskončno velik. Oglejmo si še koherenco elektromagnetnega vala, ki traja čas T in je sestavljen iz več monokromatskih valov. Jakost električnega polja valovanja razvijemo v Fourierevo vrsto

$$E(t) = \sum_n A_n e^{-in\Delta\omega t}, \qquad \Delta\omega = \frac{2\pi}{T}, \tag{2.8}$$

kjer amplituda A_n označuje delež polja pri frekvenci $\omega = n\Delta\omega$. Čas T, ki označuje čas opazovanja svetlobnega polja, mora biti bistveno daljši od t_c. Pravzaprav bi morali napraviti limito $T \to \infty$, da bi rezultat ne bil odvisen od konkretnega vzorca svetlobnega polja. Izračunamo amplitude A_n

$$A_n = \frac{1}{T}\int_{-T/2}^{T/2} E(t)\, e^{in\Delta\omega t}\, dt. \tag{2.9}$$

Kvadrat $|A_n|^2$ je sorazmeren gostoti svetlobnega toka pri frekvenci $\omega = n\Delta\omega$. Zdaj lahko vpeljemo spekter, to je intenziteto svetlobnega toka pri frekvencah med ω in $\omega + \Delta\omega$. Spekter $S(\omega)$ torej izračunamo tako, da jakost svetlobnega toka pri ω delimo s frekvenčnim intervalom $\Delta\omega$. Spekter je potem[3]

$$S(\omega) = \frac{|A_n|^2}{\Delta\omega} = \frac{T}{2\pi}|A_n|^2. \tag{2.10}$$

Vstavimo zdaj še amplitudo A_n (enačba 2.9) in dobimo

$$S(\omega) = \frac{1}{2\pi T}\int\int_{-T/2}^{T/2} E(t)E^*(t')\, e^{-i\omega(t'-t)}\, dt\, dt' \tag{2.11}$$

$$= \frac{1}{2\pi T}\int_{-T/2}^{T/2} e^{-i\omega\tau} d\tau \int_{-T/2}^{T/2} E(t)E^*(t+\tau)\, dt, \tag{2.12}$$

[3] Gostota svetlobnega toka je $j = \varepsilon\varepsilon_0 c|E|^2/2$ z enotami W/m^2. Zaradi poenostavitve bomo namesto j pogosto pisali intenziteto $I = |E|^2$, konstantne člene pa dodali le, če bomo rabili točno numerično vrednost.

kjer smo uvedli novo spremenljivko $\tau = t' - t$. Integral po t da ravno korelacijsko funkcijo $G(\tau)$. Ker je $T \gg t_c$, je korelacijska funkcija na mejah integracije po τ nič, zato lahko meje raztegnemo do neskončnosti. S tem dobimo iskano zvezo, tako imenovani Wiener-Hinčinov teorem[4]

$$S(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} G(\tau)e^{-i\omega\tau}\,d\tau \iff G(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)e^{i\omega\tau}\,d\omega. \tag{2.13}$$

Spekter svetlobe je torej Fouriereva transformacija avtokorelacijske funkcije svetlobnega polja.

Vpeljemo lahko tudi normirani spekter

$$s(\omega) = \frac{S(\omega)}{\int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)d\omega} = \frac{S(\omega)}{G(0)}, \tag{2.14}$$

za katerega seveda velja

$$\int_{-\infty}^{\infty} s(\omega) = 1. \tag{2.15}$$

Sledi

$$s(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} g(\tau)e^{-i\omega\tau}\,d\tau \iff g(\tau) = \int_{-\infty}^{\infty} s(\omega)e^{i\omega\tau}\,d\omega. \tag{2.16}$$

Iz Wiener-Hinčinovega teorema (enačba 2.13) neposredno sledi, da je koherenca povezana s spektrom in koherenčni čas t_c s spektralno širino svetlobe. Spektralno širino vpeljemo kot

$$\gamma = \frac{1}{2\pi}\frac{\left|\int_{-\infty}^{\infty} S(\omega)\,d\omega\right|^2}{\int_{-\infty}^{\infty} |S(\omega)|^2\,d\omega} = \frac{1}{2\pi\int_{-\infty}^{\infty} |s(\omega)|^2\,d\omega}. \tag{2.17}$$

Iz gornje definicije za spektralno širino in definicije za koherenčni čas (enačba 2.6) sledi, da je spektralna širina ne glede na obliko spektra obratno sorazmerna s koherenčnim časom (glej nalogo 2.4.1)

$$\gamma = \frac{1}{t_c}. \tag{2.18}$$

Naloga 2.4.1 Iz definicij za spektralno širino γ (enačba 2.17) in koherenčni čas t_c (enačba 2.6) pokaži, da je spektralna širina obratno sorazmerna s koherenčnim časom (enačba 2.18) ne glede na obliko spektra. Namig: Uporabi Parsevalov teorem, ki pravi:

$$\int_{-\infty}^{\infty} |f(t)|^2\,dt = 2\pi\int_{-\infty}^{\infty} |F(\omega)|^2\,d\omega, \tag{2.19}$$

kjer je

$$F(\omega) = \frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty} f(t)e^{-i\omega\tau}\,d\tau \tag{2.20}$$

Fouriereva transformiranka funkcije $f(t)$.

---

[4] Ameriški matematik Norbert Wiener, 1894–1964, in ruski matematik Aleksander Jakovljevič Hinčin, 1894–1959.

Za zgled vzemimo konkreten primer, ki je predstavljen na sliki (2.2). Na sliki (2.4) sta prikazana pripadajoč spekter in ustrezna avtokorelacijska funkcija. Ker so trki med atomi naključni, je avtokorelacijska funkcija eksponentno pojemajoča

$$G(t) = G_0 e^{-i\omega_0 t} e^{-t/t_c}, \tag{2.21}$$

spekter take svetlobe pa je Lorentzove oblike (glej nalogo 2.4.2)

$$S(\omega) = G_0 \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2}, \tag{2.22}$$

kjer je $\gamma = 1/t_c$ spektralna širina in G_0 do konstante natančno intenziteta svetlobe. Točke na grafih predstavljajo spekter in izračunano avtokorelacijsko funkcijo za integracijski čas $T = 100 t_c$. Za primerjavo sta z rdečo krivuljo prikazana tudi pričakovan spekter in avtokorelacijska funkcija (enačba 2.22). Zaradi končnega časa T pri izračunu povprečja se izmerjeni spekter nekoliko razlikuje od pričakovane vrednosti.

Slika 2.4: Spekter in avtokorelacijska funkcija valovanja s slike (2.2)

Naloga 2.4.2 Imejmo dve vrsti svetlobe. Prva naj ima avtokorelacijsko funkcijo, ki je eksponentno pojemajoča, druga pa ima avtokorelacijsko funkcijo Gaussove oblike (enačbi 2.7). Pokaži, da sta njuna spektra oblike

$$s(\omega) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2} \quad \text{in} \quad s(\omega) = \frac{1}{\sqrt{2}\pi\gamma} \exp\Big(-\frac{(\omega - \omega_0)^2}{2\pi\gamma^2}\Big), \tag{2.23}$$

kjer je $\gamma = 1/t_c$ spektralna širina.

Spektralne črte atomov so pogosto Lorentzove oblike, kar je posledica eksponentnega razpada stanj (naravna širina). Dodatno se spektralne črte razširijo zaradi trkov med atomi, vendar tudi to vodi do Lorentzove oblike spektra. V plinih pa je pogosto prevladujoča razširitev črt zaradi Dopplerjevega pojava (glej razdelek 5.8). Spekter Dopplerjevo razširjene svetlobe je, kot bomo videli v nadaljevanju, Gaussove oblike. V tem primeru iz enačbe (2.13) sledi, da je tudi avtokorelacijska funkcija Gaussove oblike.

Naloga 2.4.3 Numerično pokaži, da je koherenčni čas svetlobe, ki jo oddaja črno telo s temperaturo T, približno enak $t_c \approx \hbar/k_B T$. Normaliziran spekter sevanja črnega telesa zapišemo kot Planckov spekter

$$s(\omega) = \frac{15}{\pi^4}\frac{\hbar^4\omega^3}{(kT)^4} / \left(e^{\hbar\omega/kT} - 1\right) \quad \text{za } \omega > 0, \text{ sicer } s(\omega) = 0. \tag{2.24}$$

Fouriereva spektroskopija

V prejšnjem razdelku smo videli, da časovno avtokorelacijsko funkcijo merimo z Michelsonovim interferometrom. Dobljena povezava med avtokorelacijo in spektrom je osnova za Fourierevo spektroskopijo, ki ima nekatere pomembne prednosti pred drugimi metodami in se danes precej uporablja, posebej v infrardečem področju.

2.5 Prostorska koherenca

Vrnimo se k Youngovem poskusu in obravnavi interference na dveh ozkih režah. Osvetljujmo zdaj reži s svetilom končnih razsežnosti. Svetilo naj sveti skoraj enobarvno svetlobo in naj bo na simetrali med režama, kot kaže slika (2.5).

Slika 2.5: Shema interferenčnega eksperimenta z razsežnim svetilom. Svetilo velikosti R postavimo v izhodišče koordinatnega sistema, na zaslonu B pa opazujemo sliko, ki nastane zaradi interference na dveh režah v ravnini A. Zaradi končne dimenzije svetila so interferenčne proge, ki jih tvorita robna žarka (označena s prekinjeno črto), premaknjene glede na proge centralnih žarkov (označena s polno črto). Če je razlika v poteh žarkov reda velikosti valovne dolžine λ, se celotna interferenčna slika na zaslonu B izpovpreči.

Žarka, ki izhajata iz sredine svetila (polna črta), opravita do rež v ravnini A enako dolgo pot in povzročita na zaslonu B interferenčne proge. Žarka, ki izhajata iz roba izvora (prekinjena črta), imata do rež različno dolgo pot, zato nastane med njima fazna razlika že do ravnine A, ki se prišteje fazni razliki do ravnine B. Interferenčne proge, ki jih tvorita robna žarka, so premaknjene glede na proge centralnih žarkov. Ker so žarki z roba pri našem svetilu statistično neodvisni od žarkov iz sredine, z njimi ne interferirajo. Celoten interferenčni vzorec je zato kar vsota interferenčnih vzorcev žarkov iz različnih delov svetila. Če je razlika poti za žarke z roba reda velikosti valovne dolžine λ, se celotna interferenčna slika na zaslonu B izpovpreči.

S slike razberemo, da velja za razdaljo med režama d, pri kateri interferenčne proge izginejo, približno

$$\delta s = d \sin\varphi \approx d\frac{R}{z} \sim \lambda \;\Rightarrow\; d_c \sim \frac{z\lambda}{R}, \tag{2.25}$$

kjer d_c imenujmo prečna koherenčna razdalja. Pogosto je v uporabi tudi pojem koherenčna ploskev, to je območje, v katerem je fazna razlika v povprečju konstantna. Velikost te ploskve je približno d_c^2. V območju koherenčne ploskve so tudi valovne fronte približno gladke.

Zapišimo gornje ugotovitve nekoliko bolj natančno. Na zaslonu B izmerimo gostoto svetlobnega toka, ki je sorazmerna povprečju kvadrata električne poljske jakosti valovanj, ki izhajata iz obeh odprtin

$$\begin{aligned}\langle |E_d|^2\rangle &= \langle |K_1E_1 + K_2E_2|^2\rangle \\ &= |K_1|^2\langle |E_1|^2\rangle + |K_2|^2\langle |E_2|^2\rangle + 2\Re K_1K_2^*\langle E_1(0)E_2^*(\tau)\rangle.\end{aligned} \tag{2.26}$$

Pri tem je je $\tau = d\sin\vartheta/c$ zakasnitev valovanja iz druge odprtine glede na valovanje iz prve. Faktorja K_1 in K_2 sta določena z uklonom na posameznih odprtinah. Interferenčna slika je vsebovana v podobnem členu kot pri Michelsonovem interferometru, le da nastopa v tem primeru namesto avtokorelacijske funkcije navzkrižna korelacijska funkcija polj E_1 in E_2 iz obeh odprtin.

Kako je interferenčni člen povezan z lastnostmi svetila, brez težav doženemo v izbranem primeru skoraj enobarvne svetlobe z osrednjo frekvenco ω. Tedaj lahko za zakasnitve τ, ki so krajše od koherenčnega časa, zapišemo

$$E_2(\tau) = E_2(0)\,e^{-i\omega\tau} \tag{2.27}$$

in

$$\langle E_1(0)E_2^*(\tau)\rangle = \langle E_1(0)E_2^*(0)\rangle e^{i\omega\tau} = J(P_1,P_2)\,e^{i\omega\tau}. \tag{2.28}$$

Zadnji člen $\Re e^{i\omega\tau} = \cos(\omega\tau) = \cos(kd\sin\vartheta)$ da interferenčne proge za koherentno osvetlitev zaslona A, povprečje produkta polj v odprtinah ob istem času $J(P_1,P_2) = \langle E(P_1,0)E^*(P_2,0)\rangle$ pa meri stopnjo prečne koherence med obema odprtinama. Od velikosti tega člena je odvisen kontrast interferenčnih prog. Izračunajmo ga.

Polje v posamezni odprtini je vsota prispevkov iz celega izvora.

$$E(P_j) = -\frac{i}{\lambda}\int E(\xi,\eta)\frac{e^{iks_j}}{s_j}\,d\xi\,d\eta. \tag{2.29}$$

Pri tem je s_j razdalja med točko (ξ,η) na izvoru in točko $P_j(x_j,y_j)$ na reži v ravnini A (glej sliko 2.5). Faktor pred integralom $-i/\lambda$ smo dobili iz uklonske teorije (enačba 1.53). Tako je

$$J(P_1,P_2) = \frac{1}{\lambda^2}\int\int\langle E(\xi,\eta)E^*(\xi',\eta')\rangle\frac{e^{ik(s_1-s_2')}}{s_1s_2'}\,d\xi\,d\eta\,d\xi'd\eta'. \tag{2.30}$$

V našem svetilu sevajo atomi neodvisno. Valovanji iz dveh točk svetila, ki sta razmaknjeni za več kot λ, sta tako neodvisni in povprečje njunega produkta je enako nič. Tako približno velja

$$\langle E(\xi,\eta)E^*(\xi',\eta')\rangle = \frac{\lambda^2}{\pi}\cdot\delta(\xi-\xi',\eta-\eta')\langle |E(\xi,\eta)|^2\rangle. \tag{2.31}$$

Faktor λ^2/π poskrbi za ustrezno normalizacijo. Naj bo oddaljenost svetila od zaslona A mnogo večja od dimenzije svetila ($z \gg R$), tako da lahko imenovalec pod integralom v izrazu (2.30) nadomestimo z z^2 in postavimo pred integral. Dobimo

$$J(P_1,P_2) = \frac{1}{\pi z^2}\int \langle |E(\xi,\eta)|^2\rangle e^{ik(s_1-s_2)}\,d\xi\,d\eta. \tag{2.32}$$

Dobljeni izraz lahko še nekoliko poenostavimo, če razvijemo s_1 in s_2 do drugega reda

$$s_j = \sqrt{z^2+(x_j-\xi)^2+(y_j-\eta)^2} \approx z + \frac{(x_j-\xi)^2+(y_j-\eta)^2}{2z}, \tag{2.33}$$

kjer sta (x_j,y_j) koordinati točke P_j. Pišimo še $\langle |E(\xi,\eta)|^2\rangle = I(\xi,\eta)$, ki je do konstante natančno enak intenziteti valovanja, ter $x_2-x_1=\Delta x$ in $y_2-y_1=\Delta y$. S tem dobimo znani rezultat, tako imenovani van Cittert-Zernikov teorem[5]

$$\boxed{J(\Delta x,\Delta y) = \frac{e^{-i\phi}}{\pi z^2}\int I(\xi,\eta)e^{ik\frac{\Delta x\xi+\Delta y\eta}{z}}\,d\xi\,d\eta.} \tag{2.34}$$

Faza

$$\phi = \frac{\pi}{\lambda z}[(x_2^2+y_2^2)-(x_1^2+y_1^2)] \tag{2.35}$$

meri skupni premik interferenčnih prog, do katerega pride, kadar svetilo ni na isti osi kot odprtini v zaslonu. Kadar ležijo svetilo in odprtini v zaslonu A simetrično na isti osi, je faza ϕ enaka nič.

Smiselno je vpeljati še normalizirano prečno prostorsko korelacijsko funkcijo

$$j(\Delta x,\Delta y) = \frac{J(\Delta x,\Delta y)}{J(0,0)} = \frac{e^{-i\phi}\int I(\xi,\eta)\exp[ik(\Delta x\xi+\Delta y\eta)/z]\,d\xi\,d\eta}{\int I(\xi,\eta)\,d\xi\,d\eta}. \tag{2.36}$$

Dobljeni rezultat si je vredno nekoliko ogledati. Prečno prostorsko korelacijsko funkcijo $J(P_1,P_2)$, ki določa kontrast interferenčnih prog, smo izrazili kot 2-D Fourierevo transformacijo intenzitete svetlobe na samem svetilu (enačba 2.34). Ob tem se spomnimo, da velja podobna zveza med električno poljsko jakostjo v osvetljeni odprtini in njeno Fraunhoferjevo uklonsko sliko (enačba 1.61), pri čemer so količine, ki nastopajo v obeh zvezah, povsem različne. Različna je tudi veljavnost obeh: medtem ko je Fraunhoferjeva uklonska formula veljavna le v veliki oddaljenosti, za bližje odprtine pa je treba uporabiti Fresnelov izraz (enačba 1.62), je rezultat za $J(P_1,P_2)$ veljaven v obeh območjih.

Ker je velikost svetila končna, $J(P_1,P_2)$ pri dovolj veliki razdalji med točkama P_1 in P_2 gotovo pade na nič. Največja razdalja, do katere je $J(P_1,P_2)$ še različna od nič, je ravno prečna koherenčna razdalja d_c, ustrezna ploskev pa je koherenčna ploskev S_c. Iz izraza za koherenčno razdaljo (enačba 2.25) jo lahko ocenimo

$$S_c \sim \frac{(\lambda z)^2}{S_0} \sim \frac{\lambda^2}{\Omega_0}, \tag{2.37}$$

kjer je S_0 površina svetila, Ω_0 pa prostorski kot, pod katerim je videti svetilo v ravnini A.

[5] Nizozemski fizik Pieter Hendrik van Cittert, 1889–1959, in nizozemski fizik in nobelovec Frits Zernike, 1888–1966.

Oglejmo si primer. Naj bo svetilo v obliki kroga s polmerom R, obe odprtini v zaslonu naj imata koordinati y enaki nič, razmik med režama v smeri x pa naj bo d. Za prečno korelacijsko funkcijo dobimo iz enačbe (2.34)

$$J(0,\Delta y) = 2\frac{R^2 I_0}{z^2}\frac{J_1(kRd/z)}{kRd/z}\,, \tag{2.38}$$

kjer je $J_1(x)$ Besslova funkcija. V ničlah Besslove funkcije pade prečna korelacijska funkcija J na nič in interferenčnega vzorca ne vidimo. Za prečno koherenčno razdaljo je zato smiselno vzeti ravno prvo ničlo, to je pri

$$d_c \approx 3,83\frac{z}{kR} = 0,61\frac{\lambda z}{R}. \tag{2.39}$$

Doslej smo obravnavali le valovanje v središču interferenčne slike na zaslonu B, to je pri tako majhnih kotih ϑ, da je zakasnitev manjša od koherenčnega časa. Pri večjih kotih moramo upoštevati še vpliv končnega koherenčnega časa, zaradi česar se kontrast interferenčnih prog še dodatno zmanjšuje. Interferenčna slika je tako produkt časovnega in prostorskega dela.

V primeru dveh zelo tankih rež z razmikom d nastanejo na zaslonu B uklonski vrhovi. Za nekaj različnih razmikov med odprtinama d je intenziteta svetlobe na zaslonu prikazana na sliki (2.6). Če je $d \ll \lambda z/R$ (slika a), je modulacija interferenčnih prog v sredini popolna in se zaradi končnega koherenčnega časa zmanjšuje le pri večjih kotih ϑ. Pri nekaj večjem razmiku (slika b) tudi v sredini kontrast ni več popoln. Obenem se interferenčne proge zgostijo. Kadar je $d \approx 3,83\,z/kR$, dosežemo prvo ničlo Besslove funkcije $J_1(x)$ in interferenčni vzorec prvič izgine (slika c). Takrat je razdalja med režama ravno enaka koherenčni razdalji valovanja. Pri še večjih razmikih (slika d) je Besslova funkcija negativna in ponovno se pojavijo interferenčne proge, vendar so slabše izražene in z nasprotno fazo, kar nam da v sredini temno progo.

★ Merjenje prečne koherenčne razdalje svetlobe zvezd je osnova za Michelsonovo metodo določanja zvezdnih premerov. Svetlobo izbrane zvezde zberejo v teleskop preko dveh manjših parov zrcal, kjer sta zunanji zrcali na pomičnih rokah, tako da jih je mogoče razmikati. Glavno zrcalo teleskopa zbere svetlobna snopa v goriščni ravnini, kjer nastanejo interferenčne proge, če le pomični zrcali nista preveč razmaknjeni. Iz razmika, pri katerem interferenčne proge izginejo, je mogoče določiti premere bližnjih svetlih zvezd. Za zvezdo s polmerom 10^6 km v razdalji 5 svetlobnih let je prečna koherenčna razdalja za zeleno svetlobo okoli 15 m, kar je z Michelsonovim zvezdnim interferometrom mogoče izmeriti. Pri zvezdah, ki so dlje od nekaj deset svetlobnih let, metoda odpove.

Naloga 2.5.1 Svetloba s frekvenco ω in koherentnim časom t_c izhaja iz svetila s polmerom R in vpada na zaslon, ki je z oddaljen od svetila. V zaslonu sta dve zelo ozki reži na razmiku d. Pokaži, da je uklonska slika za zaslonom enaka

$$I/I_0 = (1 + 2\frac{J_1(kRd/z)}{kRd/z}\cos(\omega\tau)e^{-\tau/t_c}), \tag{2.40}$$

kjer je $\tau = d\sin\vartheta/c$ zakasnitev žarkov iz rež na zaslonu.

Slika 2.6: Interferenčna slika na zaslonu B za različne vrednosti razmikov med odprtinama: a) $d = z/kR$, b) $d = 2z/kR$, c) $d = 3,832\,z/kR$ in d) $d = 5,136\,z/kR$. Z večanjem razdalje med režama se proge zgostijo in kontrast se zmanjša. Koherenčni čas svetlobe je $t_c = 10/\omega$, kar še dodatno zmanjšuje modulacijo interferenčnih prog. Pri $d = 3,832\,z/kR$ dosežemo prvo ničlo Besslove funkcije in interferenčni vzorec popolnoma izgine. Nato se interferenčne proge zopet pojavijo, vendar z manjšim kontrastom in nasprotno fazo.

3. Koherentni snopi svetlobe

V tem poglavju bomo zapisali obosni približek valovne enačbe in spoznali njeno osnovno rešitev: Gaussov snop. Obravnavali bomo snope osnovnega in višjega reda ter se naučili računati prehode Gaussovih snopov prek optičnih elementov.

3.1 Omejen snop svetlobe

Pri obravnavi elektromagnetnega valovanja pogosto uporabljamo približek ravnih valov. Ti so v smeri pravokotno na smer širjenja neomejeni in so zato lahko le idealizacija. Čim raven val usmerimo skozi odprtino v zaslonu, nastane omejen snop svetlobe. V snopu svetlobe valovna čela niso ravna in meje snopa niso vzporedne, ampak se snop zaradi uklona širi (slika 3.1).

Slika 3.1: Omejen snop nastane ob prehodu ravnega vala skozi končno odprtino.

V veliki oddaljenosti od zaslona lahko za izračun polja uporabimo Fraunhoferjevo uklonsko teorijo (glej poglavje 1.7). Vendar za oceno kota širjenja podrobnega računa niti ne potrebujemo. Velja približno

$$\vartheta \sim \frac{\lambda}{a}, \tag{3.1}$$

kjer je a polmer odprtine v zaslonu. Opis polja v bližini zaslona je zahtevnejši, saj je treba uporabiti Fresnelov približek. S slike (3.1) ocenimo, da velja

$$\frac{a}{b} \sim \vartheta \sim \frac{\lambda}{a} \qquad \text{in tako} \qquad b \sim \frac{a^2}{\lambda}. \tag{3.2}$$

Včasih taki približni oceni zadoščata. Bolj kvantitativen opis omejenih snopov bi lahko dobili s Fraunhoferjevo in Fresnelovo uklonsko teorijo, kar pa ni najudobnejša pot. Lotimo se naloge raje preko približka obosne valovne enačbe.

Naloga 3.1.1 Pokaži, da je Fraunhoferjeva uklonska slika reže, katere prepustnost se v radialni smeri spreminja kot Gaussova funkcija $T(\xi,\eta) = e^{-(\xi^2+\eta^2)/w_0^2}$, podana z Gaussovo funkcijo oblike $E(x,y,z) \propto e^{-(x^2+y^2)/w^2(z)}$ in določi odvisnost $w(z)$. Izračunaj še uklonsko sliko v bližnjem polju po Fresnelovi uklonski teoriji.

3.2 Obosna valovna enačba

Pričnimo s časovno neodvisno valovno enačbo za monokromatsko valovanje s frekvenco ω, to je Helmholtzevo enačbo (enačba 1.23)

$$\nabla^2 E + k^2 E = 0, \tag{3.3}$$

kjer je $k = n\omega/c_0$ valovno število in n lomni količnik sredstva, po katerem se valovanje širi. Zaradi enostavnosti obravnavajmo le eno polarizacijo, tako da E pišemo kot skalar. Iščemo rešitev za omejen snop, ki se širi približno vzdolž osi z. Zapišimo jo v obliki

$$E = E_0 \psi(\mathbf{r}, z) e^{ikz}, \tag{3.4}$$

kjer je $\mathbf{r}$ krajevni vektor v ravnini xy. Glavni del odvisnosti od koordinate z smo zapisali v faktorju e^{ikz}, tako da lahko privzamemo, da se ψ v smeri z le počasi spreminja. Vstavimo gornji nastavek v Helmholtzevo enačbo (enačba 3.3) in pri tem zanemarimo druge odvode po z, saj je zaradi počasnega spreminjanja $\partial^2\psi/\partial z^2$ majhen v primerjavi s $k\partial\psi/\partial z$ in $k^2\psi$. Zaenkrat obravnavajmo le radialno simetrične rešitve. Dobimo obosno ali paraksialno valovno enačbo

$$\boxed{\nabla_\perp^2 \psi = -2ik\frac{\partial \psi}{\partial z}.} \tag{3.5}$$

Opazimo, da je obosna valovna enačba enaka Schrödingerjevi enačbi za prost delec v dveh dimenzijah, v kateri ima koordinata z vlogo časa. Omejenemu snopu v kvantni mehaniki ustreza lokaliziran delec – valovni paket. Ta se s časom širi, kar v optiki ustreza pojavu uklona.

Zapišimo nastavek za ravni val v obliki

$$\psi = e^{ik_1 x + ik_2 y} e^{-i\beta z}. \tag{3.6}$$

Da bo gornji nastavek rešitev obosne valovne enačbe (enačba 3.5), mora veljati

$$\beta = \frac{k_1^2 + k_2^2}{2k}. \tag{3.7}$$

Ko vstavimo nastavek za ψ v izraz za polje E (enačba 3.4), dobimo ravni val, za katerega velja

$$k_3 = k - \beta = k - \frac{k_1^2 + k_2^2}{2k}, \tag{3.8}$$

pri čemer je k_3 vzdolžna in k_1 ter k_2 prečni komponenti valovnega vektorja, k pa valovno število. Za ravni val, ki je rešitev valovne enačbe (enačba 3.3) in ne obosnega približka, velja

$$k_3 = \sqrt{k^2 - (k_1^2 + k_2^2)}. \tag{3.9}$$

Očitno dobimo enačbo (3.8) iz enačbe (3.9) z razvojem za majhne vrednosti k_1 in k_2. To pove, da je približek obosne enačbe dober, kadar je razmerje prečne in vzdolžne komponente valovnega vektorja majhno. Takrat je majhen tudi kot širjenja snopa in člene, višje od kvadratnih, lahko zanemarimo. To pa je tudi območje veljavnosti Fresnelove uklonske teorije.

Fouriereva optika

Časovno odvisnost poljubnega začetnega stanja v kvantni mehaniki navadno izračunamo tako, da v nekem začetnem trenutku paket razvijemo po lastnih stanjih energije – ravnih valovih. Rešitev v poljubnem kasnejšem trenutku je potem dana v obliki Fourierevega integrala. Ta pot je zelo uporabna tudi v optiki in je osnova sklopa računskih metod, znanih pod imenom Fouriereva optika. V našem primeru z njo brez težav pridemo nazaj do Fresnelove uklonske formule.

3.3 Osnovni Gaussov snop

Naša naloga je poiskati rešitve obosne enačbe, ki popišejo omejene snope. Iz kvantne mehanike vemo, da je najbolj lokaliziran in se najpočasneje širi valovni paket Gaussove oblike. Zato poskusimo najti rešitev obosne enačbe (3.5) z nastavkom

$$\psi(r,z) = e^{i\frac{kr^2}{2q(z)}}\, e^{-i\phi(z)}, \tag{3.10}$$

kjer funkcija $q(z)$ opisuje širjenje snopa v prečni smeri, $\phi(z)$ pa opisuje počasno spreminjanje faze snopa vzdolž osi z. Vstavimo nastavek (enačba 3.10) v obosno valovno enačbo (enačba 3.5). Zaradi simetričnosti lahko računamo v cilindričnih koordinatah in zapišemo

$$\nabla_\perp^2 \psi = \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial \psi}{\partial r} = \left(\frac{2ik}{q} - \frac{k^2 r^2}{q^2}\right)\psi \tag{3.11}$$

in

$$\frac{\partial \psi}{\partial z} = \left(-\frac{ikr^2}{2q^2} q(z)' - i\phi'\right)\psi. \tag{3.12}$$

Tako iz obosnega približka (enačba 3.5) dobimo

$$\frac{2ik}{q} - \frac{k^2 r^2}{q^2} = ik\left(\frac{ikr^2}{q^2} q(z)' + 2i\phi'\right). \tag{3.13}$$

To velja pri vsakem r, zato so koeficienti pri r^2 in pri drugih členih posebej enaki na obeh straneh enačbe. Sledi

$$q(z)' = 1 \qquad \text{in} \qquad \phi' = -\frac{i}{q}. \tag{3.14}$$

Z integracijo dobimo najprej

$$q = z - iz_0, \tag{3.15}$$

kjer smo z $-iz_0$ označili integracijsko konstanto. Integriramo še enačbo za fazo

$$\phi = \int_0^z -\frac{idz}{z - iz_0} = -i\ln(1 + i\frac{z}{z_0}). \tag{3.16}$$

Sledi

$$\begin{aligned} \psi &= \exp\left[i\frac{kr^2}{2(z-iz_0)}\right]\exp\left[-\ln(1+i\frac{z}{z_0})\right] = \\ &= \frac{1}{1+i\frac{z}{z_0}}\exp\left[-\frac{kr^2 z_0}{2(z_0^2+z^2)} + \frac{ikr^2 z}{2(z_0^2+z^2)}\right]. \end{aligned} \tag{3.17}$$

Najprej podrobneje poglejmo realni del eksponenta. Ta opisuje širjenje snopa in njegov polmer, ki je funkcija koordinate z, zapišemo kot

$$w^2 = \frac{2z_0}{k}\left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right]. \tag{3.18}$$

V izhodišču pri $z = 0$ je snop najožji in pravimo, da je tam grlo snopa. Polmer snopa v grlu označimo z w_0 in zapišemo hiperbolično odvisnost w od z

$$\boxed{w^2 = w_0^2\left[1 + \left(\frac{z}{z_0}\right)^2\right].} \tag{3.19}$$

Pri tem velja

$$w_0^2 = \frac{2z_0}{k} \tag{3.20}$$

oziroma

$$z_0 = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}. \tag{3.21}$$

Dolžina z_0 je razdalja, pri kateri preide snop v asimptotično enakomerno širjenje in določa dolžino grla. Celotna dolžina grla je $2z_0$, območju grla pa pravimo tudi območje bližnjega polja ali Rayleighovo območje in dolžini z_0 Rayleighova dolžina[1]. Pri z_0 tudi preidemo v območje veljavnosti Fraunhoferjevega uklonskega približka.

Slika 3.2: Gaussov snop s karakterističnimi parametri

Zapišimo še kot divergence snopa v asimptotičnem območju. Polovični kot širjenja je

$$\vartheta = \lim_{z\to\infty} \frac{dw}{dz} = \frac{w_0}{z_0} = \frac{\lambda}{\pi w_0}. \tag{3.22}$$

Celotna divergenca snopa pa

$$\theta = 2\frac{w_0}{z_0} = \frac{2\lambda}{\pi w_0}. \tag{3.23}$$

Izraza za območje bližnjega polja (enačba 3.21) in divergenco (enačba 3.22) sta v skladu z ocenami, ki smo jih napravili v začetku poglavja (enačbi 3.1 in 3.2). Faktor $1/\pi$ je značilen za Gaussov snop, ki ima od vseh mogočih oblik najmanjšo divergenco.

Za določanje kakovosti dejanskega laserskega snopa in njegovega odstopanja od idealnega snopa se pogosto vpelje faktor M^2

$$\theta = M^2 \frac{2\lambda}{\pi w_0}. \tag{3.24}$$

Dobri laserji dosegajo vrednost $M^2 \sim 1$, pri močnejših trdninskih ali polprevodniških laserjih pa je lahko $M^2 \sim 100$ ali več. V splošnem velja, da M^2 narašča z močjo laserja in snop močnih laserjev navadno znatno odstopa od idealnega Gaussovega snopa.

[1] Angleški fizik in nobelovec John William Strutt, 3. baron Rayleighški, 1842–1919.

Vrnimo se k imaginarnemu delu eksponenta v enačbi (3.17). Vpeljimo količino

$$R = z\left[1+\left(\frac{z_0}{z}\right)^2\right], \tag{3.25}$$

ki meri krivinski radij valovnih front snopa na razdalji z. To najlažje uvidimo, če krogelni val razvijemo po majhnih odmikih r od osi z

$$\frac{1}{R}e^{ikR} = \frac{1}{R}e^{ik\sqrt{z^2+r^2}} \approx \frac{1}{R}e^{ik(z+\frac{r^2}{2R})}. \tag{3.26}$$

Upoštevali smo, da je na osi $z = R$.

Naloga 3.3.1 Pokaži, da je največja ukrivljenost valovnih front snopa (in s tem najmanjši R) ravno pri $z = \pm z_0$. Izračunaj še ukrivljenost front v grlu in v veliki oddaljenosti od grla.

Ostane nam še faktor pred eksponentom v izrazu (3.17). Ta faktor meri zmanjševanje amplitude snopa in s tem poskrbi za ohranitev energijskega toka ob širjenju žarka, poleg tega pa da še dodatno spremembo faze. Zapišimo ga v obliki

$$\frac{1}{1+i\frac{z}{z_0}} = \frac{1}{\sqrt{1+(\frac{z}{z_0})^2}}e^{-i\eta(z)} = \frac{w_0}{w}e^{-i\eta(z)}, \tag{3.27}$$

pri čemer je

$$\eta(z) = \arctan(\frac{z}{z_0}). \tag{3.28}$$

Dodatna faza η, imenujemo jo tudi Gouyeva faza[2] je posledica povečane fazne hitrosti valovanja, kadar je omejeno v prečni smeri. Podoben pojav srečamo tudi pri valovanju, ki je omejeno v valovode.

S tem lahko končno zapišemo izraz za električno poljsko jakost osnovnega Gaussovega snopa[3]

$$E = E_0\,\frac{w_0}{w(z)}\,e^{ikz-i\omega t}\,e^{-r^2/w^2(z)}\,e^{ikr^2/2R(z)}e^{-i\eta(z)}. \tag{3.29}$$

Intenziteta svetlobeje sorazmerna z $E(r,z)E^*(r,z)$ in zanjo velja

$$I(r,z) = I_0\,\frac{w_0^2}{w(z)^2}\,e^{-2r^2/w^2(z)}. \tag{3.30}$$

Naloga 3.3.2 Pokaži, da celotna moč v snopu enaka $P = \frac{1}{2}\pi w_0^2 I_0$.

Povejmo še nekaj o parametru $q(z)$, ki smo ga uporabili pri izračunu Gaussovega snopa. Spomnimo se, da parameter q narašča linearno z oddaljenostjo od grla

$$q(z) = z - iz_0. \tag{3.31}$$

[2] Francoski fizik Louis Georges Gouy, 1854–1926.
[3] Nemški matematik Carl Friedrich Gauss, 1777–1855.

Slika 3.3: Upodobitev gostote svetlobnega toka v Gaussovem snopu za $z > 0$

Parameter q imenujemo kompleksni krivinski radij, njegov inverz pa kompleksna ukrivljenost

$$\frac{1}{q(z)} = \frac{1}{R} + i\frac{2}{kw^2}. \tag{3.32}$$

Primerjajmo še Gaussov snop z drugimi valovanji. Na sliki (3.4) so shematsko prikazane valovne fronte ravnega vala, Gaussovega snopa (3.29) in krogelnega vala (3.26). Vidimo, da je za majhne oddaljenosti od grla z Gaussov snop podoben ravnemu valu (ukrivljenost front je zelo majhna in $R \to \infty$), medtem ko je za velike z podoben krogelnemu valu (krivinski radij R narašča sorazmerno z oddaljenostjo z). Faza Gaussovega snopa je pri pri $z \gg z_0$ zamaknjena za $\pi/2$ glede na ravni in krogelni val.

Slika 3.4: Ravni val, Gaussov snop ter krogelni val. Pri majhnih razdaljah od grla je Gaussov snop podoben ravnemu valu, pri velikih razdaljah pa krogelnemu valu, vendar njegova faza zaostaja za $\pi/2$.

3.4 Snopi višjega reda

Osnovna rešitev obosne valovne enačbe je Gaussov snop. Poleg te rešitve pa obstaja še veliko drugih rešitev, ki so tudi omejene v prečni smeri. V kartezičnih koordinatah tako rešijo obosno valovno enačbo tudi Hermite-Gaussovi snopi[4]

$$\psi_{n,m}(x,y) = \frac{w_0}{w} H_n\left(\frac{\sqrt{2}x}{w}\right) H_m\left(\frac{\sqrt{2}y}{w}\right) \exp\left[\frac{ik(x^2+y^2)}{2q} - i\eta_{n,m}\right], \tag{3.33}$$

kjer so H_n Hermitovi polinomi stopnje n (npr. $H_0(x) = 1, H_1(x) = 2x, H_2(x) = 4x^2 - 2, H_3(x) = 8x^3 - 12x$ ...). V to se lahko prepričamo, če izraz vstavimo v obosno valovno enačbo (enačba 3.5) in upoštevamo, da Hermitovi polinomi zadoščajo enačbi

$$H_n'' - 2xH_n' + 2nH_n = 0. \tag{3.34}$$

Osnovni Gaussov snop je očitno poseben primer gornje rešitve za $m = n = 0$. Polmer snopa $w(z)$ in kompleksni krivinski radij $q(z)$ sta za vse m in n enaka kot za osnovni snop in podana z enačbama (3.19) in (3.31). Razlika je v fazi, ki je odvisna tudi od n in m

$$\eta_{n,m}(z) = (n+m+1)\arctan\left(\frac{z}{z_0}\right). \tag{3.35}$$

To hitrejše spreminjanje faze v bližnjem polju snopov višjega reda je analogno večji fazni hitrosti valov višjega reda v valovodih.

Nekaj višjih redov Hermite-Gaussovih snopov je na sliki (3.5), kjer rišemo $|\Re\psi_{n,m}(x,y,0)|$. Indeksa n in m določata število vozlov v prečni smeri, polmer snopa pa narašča z n in m.

Slika 3.5: Prečni profil polja Hermite-Gaussovih snopov za različne vrednosti (n,m)

Naloga 3.4.1 Pokaži, da za Hermite-Gaussove snope višjih redov efektivni polmer snopa narašča sorazmerno s korenom iz števila prečnih vozlov $w_{eff} \propto w\sqrt{n+m}$. Namig: pri zapisu prečne odvisnosti polja upoštevaj le vodilni člen Hermitovih polinomov in določi, na kateri razdalji od središča snopa ima polje ψ največjo amplitudo.

[4] Francoski matematik Charles Hermite, 1822–1901.

★ Hermite-Gaussovi snopi (enačba 3.33) tvorijo popoln ortogonalen sistem funkcij koordinat x in y

$$\int \psi^*_{n,m}(x,y)\psi_{n',m'}(x,y)\,dxdy = \pi w_0^2\, 2^{n+m-1} n!\; m!\; \delta_{n,n'}\; \delta_{m,m'}. \tag{3.36}$$

Polje nekega valovanja, ki ga poznamo v ravnini $z = 0$, lahko pri poljubnem z dobimo z razvojem po Hermite-Gaussovih snopih. Pri tem je izbira premera grla w_0 poljubna, bo pa seveda vplivala na hitrost konvergence razvoja. Na tak način lahko obravnavamo uklon na odprtini, kjer je očitno smiselno vzeti w_0 približno enak dimenziji odprtine. Dobljeni rezultat je enako natančen kot Fresnelov uklonski integral.

Pri velikih z, kjer velja Fraunhoferjeva uklonska teorija, je polje Fouriereva transformacija polja pri $z = 0$. Hermite-Gaussovi snopi ohranjajo prečno obliko, ki pa se z naraščajočim z širi. To je v skladu s tem, da je Fouriereva transformacija Hermite-Gaussove funkcije $H_n(x)e^{-x^2/2}$ kar Hermite-Gaussova funkcija.

V cilindričnih koordinatah imajo snopi višjega reda obliko Laguerre-Gaussovih snopov[5]

$$\psi_{p,l}(r,\varphi,z) = \frac{w_0}{w}\left(\frac{\sqrt{2}r}{w}\right)^{|l|} L_p^{|l|}\left(\frac{2r^2}{w^2}\right) e^{\pm il\varphi} \exp\left[\frac{ikr^2}{2q} - i\eta_{p,l}\right], \tag{3.37}$$

kjer so L_p^l pridruženi Laguerrovi polinomi (npr. $L_0^l(x) = 1, L_1^l(x) = -x + l + 1, L_2^l(x) = x^2/2 - (l+2)x + (l+2)(l+1)/2$ ...) in

$$\eta_{p,l}(z) = (2p + l + 1)\arctan\left(\frac{z}{z_0}\right). \tag{3.38}$$

Podobno kot je v kartezičnem primeru red polinoma določal število prečnih ničel, določata p in l v cilindričnem primeru število vozelnih črt, kjer je gostota svetlobnega toka nič. Na sliki (3.6) je prikazanih nekaj oblik amplitud $|\Re\psi_{p,l}(r,\varphi,0)|$.

Slika 3.6: Prečni profil polja Laguerre-Gaussovih snopov za različne vrednosti (p,l)

Iz laserjev navadno želimo dobiti čim čistejši osnovni snop, vendar lahko pogosto opazimo tudi snope višjega reda. Da dobimo le osnovni snop, je treba posebej paziti pri konstrukciji laserja.

[5] Francoski matematik Edmond Nicolas Laguerre, 1834–1886.

Tirna vrtilna količina in spin

Valovne fronte Laguerre-Gaussovih snopov pri $l \neq 0$ imajo obliko vijačnic. Poyntingov vektor pri njih ni vzporeden z osjo žarka, ampak ima komponento tudi v prečni smeri. Ta spreminja smer, zato pride do pojava vrtilne količine v smeri osi snopa in snop na snov deluje z navorom. Pravimo, da Laguerre-Gaussovi snopi nosijo t.i. tirno vrtilno količino. V kvantni mehaniki funkcija $\psi_{p,l}$ predstavlja foton s tirno vrtilno količino $L = \hbar l$, medtem ko leva in desna cirkularna polarizacija predstavljata spin fotona.

Slika 3.7: Valovna fronta Laguerre-Gaussovega snopa

3.5 Besslov snop

Poglejmo si še poseben primer omejenega snopa, to je Besslov snop[6]. Kot nastavek za eksaktno rešitev valovne enačbe (enačba 3.3) izberemo

$$E = E_0 \psi(x,y) e^{i\beta z - i\omega t}, \tag{3.39}$$

kjer mora nastavek ψ zadostovati Helmholtzevi enačbi

$$\nabla_\perp^2 \psi + k_\perp^2 \psi = 0, \tag{3.40}$$

pri $k_\perp^2 = k^2 - \beta^2$. V cilindričnih koordinatah ($x = r\cos\varphi$, $y = r\sin\varphi$) se enačba prepiše v

$$\frac{\partial^2 \psi}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial \psi}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 \psi}{\partial \varphi^2} + k_\perp^2 \psi = 0. \tag{3.41}$$

Rešitve gornje enačbe so s faznim faktorjem pomnožene Besslove funkcije

$$\psi_m(x,y) = A_m J_m(k_\perp r) e^{im\varphi}, \tag{3.42}$$

kjer je J_m Besslova funkcija in $m = 0, \pm 1, \pm 2 \ldots$ Za $m = 0$ ima val obliko

$$E(r,z,t) = A_0 J_0(k_\perp r) e^{i\beta z - i\omega t}, \tag{3.43}$$

ki ga imenujemo Besslov snop. Valovne fronte takega snopa so ravne in snop nima divergence. Vendar pa Besslov snop ni omejen v pravem smislu. Za velike oddaljenosti od središča snopa r intenzitetni profil namreč pojema kot $I \propto J_0^2(k_\perp r) \sim (2/\pi k_\perp r)\cos^2(k_\perp r - \pi/4)$. Energija takega snopa ni omejena znotraj efektivnega radija, kot je to pri Gaussovih snopih. Za konstrukcijo Besslovih snopov bi (tako kot za konstrukcijo ravnega vala) potrebovali neskončno energije, kar je seveda nemogoče. Kljub temu pa lahko ustvarimo približke Besslovih snopov, ki imajo pomembne in uporabne lastnosti.

[6] Nemški astronom, matematik in fizik Friedrich Wilhelm Bessel, 1784–1846.

Slika 3.8: Prečni presek in profil intenzitete Besslovega snopa

Z uporabo stožčaste leče (aksikona) lahko Gaussov snop preoblikujemo v približek Besslovega snopa (slika 3.9). Na plašču stožčaste leče se namreč Gaussov snop zlomi in valovni vektorji nastalega žarka opisujejo stožec, kar je sicer lastnost Besslovih žarkov. Dobljeni žarek je približek Besslovega snopa, vendar le na določenem območju, dolgem z_{max}. Znotraj tega območja je divergenca snopa praktično enaka nič. Poleg manjše divergence imajo ti snopi še lastnost regeneracije. To pomeni, da se snop v senčni strani za objektom, ki ga osvetljuje (na primer v optični pinceti), regenerira. Profil snopa v senčni strani (daleč stran od objekta) je tako enak profilu snopa pred objektom.

Slika 3.9: Nastanek Besslovega snopa na stožčasti leči

3.6 Transformacije snopov z lečami

Vrnimo se h Gaussovim snopom in poglejmo, kaj se zgodi z njimi pri prehodu skozi optične naprave. Začnimo z enostavno tanko lečo z goriščno razdaljo f. V geometrijski optiki je krivinski radij krogelnega vala, ki izhaja iz točke na osi, kar enak razdalji do točke. Leča točko na osi preslika v točko na osi, od tod pa sledi, da se sferični val s krivinskim radijem R_1 po prehodu skozi lečo spremeni v val s krivinskim radijem R_2. Pri tem velja zveza

$$\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} = \frac{1}{f}. \tag{3.44}$$

Krivinski radij v točki z je pozitiven, če je središče krožnice pri $z' \leq z$.

Kako pa je z Gaussovim snopom? Polmer snopa w se pri prehodu skozi tanko lečo ne spremeni, zato velja po enačbi (3.32) za kompleksni krivinski radij tik pred lečo in tik za njo

$$\frac{1}{q_1} - \frac{1}{q_2} = \frac{1}{f}. \tag{3.45}$$

Kompleksni krivinski radij q pa je po enačbi (3.31) linearna funkcija koordinate z. To nam skupaj z enačbo (3.45) omogoča račun prehoda snopa skozi poljuben sistem leč brez aberacij. Kot primer poglejmo, kako z zbiralno lečo zberemo snop.

Slika 3.10: Prehod Gaussovega snopa skozi tanko lečo. Grlo velikosti w_{01} v oddaljenosti x_1 od gorišča leče se preslika v grlo w_{02} v oddaljenosti x_2 od gorišča leče.

Vpadni snop naj ima grlo s polmerom w_{01} in parametrom z_{01}. Lega grla je v točki, ki je za x_1 oddaljena od levega gorišča leče F (slika 3.10). Naj bosta

$$q_1^F = x_1 - iz_{01} \qquad \text{in} \qquad q_2^F = -x_2 - iz_{02} \tag{3.46}$$

kompleksna krivinska radija v levem in desnem gorišču, pri čemer je koordinatna os z usmerjena v desno, gledamo pa referenčno glede na lego grla vsakega posameznega snopa. Velja tudi

$$q_1 = q_1^F + f \qquad \text{in} \qquad q_2 = q_2^F - f. \tag{3.47}$$

Od tod dobimo z uporabo enačbe (3.45) enačbo za q v goriščih v kompaktni obliki

$$\boxed{q_1^F q_2^F = -f^2.} \tag{3.48}$$

Enačba je po obliki podobna enačbi za oddaljenost slike od gorišča v geometrijski optiki, pomen pa ima drugačen. Zapišimo posebej realni in imaginarni del

$$x_1 x_2 = f^2 - z_{01} z_{02} \qquad \text{in} \qquad \frac{x_1}{z_{01}} = \frac{x_2}{z_{02}}. \tag{3.49}$$

Dobimo enačbi za preslikavo Gaussovega snopa čez lečo z goriščno razdaljo f. Prva enačba da

$$\boxed{x_2 = \frac{x_1 f^2}{x_1^2 + z_{01}^2},} \tag{3.50}$$

ki določa lego grla na desni strani leče, druga pa povečavo

$$\boxed{\frac{w_{02}}{w_{01}} = \sqrt{\frac{x_2}{x_1}}.} \tag{3.51}$$

Enačba (3.50) se ujema z izrazom za preslikavo točke v geometrijski optiki le, kadar je $z_{01} \ll x_1$. Kadar je $z_{01} \gg f$, je val na leči pri vsakem x_1 skoraj raven in $x_2 \to 0$, kar pomeni, da leži grlo na desni strani v gorišču. V praksi dobimo Gaussove snope iz laserjev in pogosto ne velja ne prva ne druga limita, temveč je treba uporabiti izraz (3.50). Tudi povečava polmera grla na desni, podana z enačbo (3.51), je precej drugačna kot v geometrijski optiki.

Za primer vzemimo snop iz He-Ne laserja (valovna dolžina 632,8 nm), ki ima grlo s polmerom $w_{01} = 0,5$ mm na izhodnem ogledalu in je 50 cm oddaljeno od leče z goriščno razdaljo $f = 25$ cm. Za tak snop je $z_{01} = 124$ cm. Po enačbi (3.50) leži grlo za lečo v oddaljenosti 1 cm od gorišča in 26 cm za lečo, po enačbi (3.51) pa izračunamo polmer $w_{02} = 100$ µm. Enačbe geometrijske optike bi dale popolnoma napačen položaj grla 50 cm za lečo, polmer grla pa 0,5 mm. Po drugi strani bi približek, da je vpadni snop kar raven, dal grlo na desni v gorišču s približno pravim polmerom. Zakaj da približek ravnih valov bolj pravilen rezultat, lahko hitro uvidimo, če pogledamo Rayleighovo dolžino snopa: snop vpada na lečo še v območju bližnjega polja ($x_1 + f < z_{01}$), kjer je približno oblike ravnih valov.

Če postavimo grlo snopa v gorišče leče ($x_1 = 0$), je grlo na desni strani tudi v gorišču ($x_2 = 0$). Razmerje polmerov grl na eni in drugi strani leče lahko izračunamo

$$\lim_{x_1 \to 0} \frac{x_2}{x_1} = \frac{f^2}{z_{01}^2} \qquad \text{in} \qquad \frac{w_{02}}{w_{01}} = \frac{f}{z_{01}}. \tag{3.52}$$

Velikost grla na desni strani je

$$w_{02} = \frac{\lambda f}{\pi w_{01}}. \tag{3.53}$$

Če torej želimo doseči čim manjše grlo ob prehodu skozi lečo, mora biti polmer vpadnega žarka čim večji. Vpadni žarek je tako smiselno razširiti, vendar je polmer žarka lahko največ enak polmeru leče a. Najmanjša velikost grla, ki jo še lahko dosežemo z zbiralno lečo, je tako

$$\boxed{w_{02\,\min} = \frac{\lambda f}{\pi a} \sim \lambda.} \tag{3.54}$$

Dobri mikroskopski in fotografski objektivi dosegajo $f/a \simeq 1$, zato je mogoče z njimi Gaussov snop zbrati v piko velikosti $\sim \lambda$.

Omenili smo, da je treba za dosego majhnega polmera grla za lečo žarek pred lečo čim bolj razširiti. Razširitev vpadnega snopa naredimo s teleskopom (slika 3.11), katerega značilnost je, da je razmik med lečama enak vsoti goriščnih razdalj leč in zato gorišči leč sovpadata. Povečava teleskopa je pri taki postavitvi leč enaka razmerju med goriščnima razdaljama (glej nalogo 3.6.1).

Slika 3.11: Prehod Gaussovega snopa skozi teleskop iz leč z goriščnima razdaljama f_1 in f_2

Naloga 3.6.1 Dve leči z goriščnima razdaljama f_1 in f_2 naj bosta na medsebojni razdalji $d = f_1 + f_2$. Pokaži, da je povečava takega teleskopa enaka

$$\frac{w_{02}}{w_{01}} = \frac{f_2}{f_1}, \tag{3.55}$$

in je neodvisna od postavitve grla snopa x_1.

3.7 Matrične (ABCD) preslikave v geometrijski optiki

Preden se lotimo splošnejšega zapisa preslikav Gaussovega snopa, se spomnimo, kako se lotimo preslikav v geometrijski optiki. Slika nastane kot presečišče geometrijskih žarkov, ki izhajajo iz točke predmeta pred optičnim sistemom. Geometrijski žarek je pravokoten na valovne ploskve, pri čemer moramo vzeti še limito, ko gre valovna dolžina proti nič. Ukrivljenost valovne fronte je neposredno povezana s spreminjanjem naklona žarkov, pri čemer bomo privzeli, da so nakloni žarkov glede na os majhni.

Geometrijski žarek v izbrani ravnini z lahko opišemo z dvema parametroma: oddaljenostjo y od osi in naklonom θ glede na os sistema. Ti dve količini sta med seboj neodvisni in ju sestavimo v vektor

$$\begin{bmatrix} y \\ \theta \end{bmatrix}. \tag{3.56}$$

Preslikavo snopa bomo zapisali kot matriko, ki bo delovala na gornji vektor. Matrike bodo v splošnem oblike

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}, \tag{3.57}$$

zato jih imenujemo tudi ABCD matrike. Zapišimo nekaj primerov.

Pri premiku za d vzdolž osi se zaradi končnega naklona spremeni odmik od osi, naklon pa ostane enak

$$\begin{bmatrix} y_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_1 + d\theta_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix}. \tag{3.58}$$

To lahko zapišemo v matrični obliki

$$\begin{bmatrix} y_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} y_1 \\ \theta_1 \end{bmatrix}. \tag{3.59}$$

Matrika za premik d vzdolž osi z je tako

$$M = \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}. \tag{3.60}$$

Poglejmo še matriko za prehod skozi lečo. Pri prehodu skozi tanko lečo se spremeni nagib žarka. Če je žarek pred lečo vzporeden z osjo, gre za lečo skozi gorišče, zato

$$\begin{bmatrix} y_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} y_1 \\ -\frac{y_1}{f} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & B \\ -\frac{1}{f} & D \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} y_1 \\ 0 \end{bmatrix}. \tag{3.61}$$

Pri tem koeficientov B in D še ne poznamo. Določimo jih iz drugega pogoja, ki pravi, da ostane žarek, ki gre skozi lečo na osi, nespremenjen

$$\begin{bmatrix} y_2 \\ \theta_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 0 \\ \theta_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & B \\ -\frac{1}{f} & D \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 0 \\ \theta_1 \end{bmatrix}. \tag{3.62}$$

Sledi $B = 0$ in $D = 1$. Matrika za prehod skozi lečo je tako

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}. \tag{3.63}$$

Podobno izpeljavo kot za prehod skozi lečo lahko naredimo za odboj na sferičnem ogledalu s krivinskim radijem R. Pripadajoča matrika je

$$M = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix}, \tag{3.64}$$

pri čemer je $R > 0$ za konkavna zrcala. Matrika za odboj na ravnem zrcalu je identiteta.

Matriko sestavljene optične naprave dobimo z množenjem matrik posameznih komponent. Pri tem moramo paziti na vrstni red množenja, saj množenje matrik ni komutativno. Matriko preslikave čez dva optična elementa, pri čemer žarek najprej preide element z indeksom 1 in nato element z indeksom 2, zapišemo kot

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_2 & B_2 \\ C_2 & D_2 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} A_1 & B_1 \\ C_1 & D_1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_2A_1 + B_2C_1 & A_2B_1 + B_2D_1 \\ C_2A_1 + D_2C_1 & C_2B_1 + D_2D_1 \end{bmatrix} \tag{3.65}$$

V sistemu z več elementi (slika 3.12) zapišemo produkt matrik za vse elemente, pri čemer ne smemo pozabiti na premike med elementi.

Poglejmo primer. Žarek naj najprej prepotuje razdaljo d, nato pa ga usmerimo na tanko lečo z goriščno razdaljo f. Matrika za celoten prehod je

$$\begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 & d \\ -\frac{1}{f} & -\frac{d}{f} + 1 \end{bmatrix}. \tag{3.66}$$

★ Gornji matrični formalizem je zelo prikladen predvsem za računanje zapletenih optičnih sistemov, saj ga je prav lahko izvesti z računalnikom. Poleg tega je enolično povezan z matričnim formalizmom izračuna kompleksne ukrivljenosti Gaussovih snopov, zato da preprosto možnost prenosa rezultatov računov geometrijske optike v optiko snopov.

Slika 3.12: Preslikave žarkov lahko obravnavamo z matrikami. Optični element M preslika žarek (y_1, θ_1) v (y_2, θ_2). Matriko za prehod poljubnega zaporedja optičnih elementov dobimo z množenjem matrik.

3.8 Linearne racionalne transformacije kompleksnega krivinskega radija

Poskusimo zdaj zapisati podoben matrični formalizem še za kompleksne krivinske radije. Za opis Gaussovega snopa zadošča, da v izbrani ravnini z poznamo kompleksni krivinski radij q. Ugotovili smo že, da je q linearna funkcija premika po z (enačba 3.31). Vemo tudi, kako se q spremeni pri prehodu skozi tanko lečo (enačba 3.45).

Pri premiku iz ravnine z_1 v ravnino z_2, ki je premaknjena za d, se q spremeni

$$q_2 = q_1 + d. \tag{3.67}$$

Po enačbi (3.45) je pri prehodu skozi lečo

$$q_2 = \frac{q_1 f}{f - q_1} = \frac{q_1}{-\frac{q_1}{f} + 1}. \tag{3.68}$$

Premik in leča dasta skupaj

$$q_2 = \frac{q_1 + d}{-\frac{q_1 + d}{f} + 1} = \frac{q_1 + d}{-\frac{q_1}{f} - \frac{d}{f} + 1}. \tag{3.69}$$

V vseh treh primerih lahko transformacijo kompleksnega krivinskega radija q zapišemo v obliki ulomljene linearne preslikave

$$\boxed{q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D}.} \tag{3.70}$$

Koeficiente preslikave razvrstimo v matriko

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}. \tag{3.71}$$

Če iz gornjih enačb razberemo koeficiente ABCD matrik, vidimo, da so povsem enaki kot v primeru geometrijske optike. Hitro lahko tudi preverimo, da je matrika za premik in lečo enaka produktu matrike za premik in matrike za lečo (enačba 3.66).

Omenimo še eno lastnost ABCD matrik. Kadar po prehodu čez optične elemente preidemo v snov z enakim lomnim količnikom kot je bil na začetku, je determinanta ABCD matrike enaka 1. V nasprotnem primeru je determinanta matrike enaka razmerju lomnih količnikov začetne in končne snovi.

$$AD - BC = \frac{n_1}{n_2}. \tag{3.72}$$

Opis prehoda	Skica	Matrika za prehod
Prehod skozi prostor za d		$\begin{bmatrix} 1 & d \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$
Prehod preko meje dveh snovi		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix}$
Prehod preko konveksno ukrivljene meje $R > 0$		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ \frac{(n_1-n_2)}{n_2 R} & \frac{n_1}{n_2} \end{bmatrix}$
Prehod preko konveksne leče $f > 0$		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{1}{f} & 1 \end{bmatrix}$
Odboj na konkavnem zrcalu $R > 0$		$\begin{bmatrix} 1 & 0 \\ -\frac{2}{R} & 1 \end{bmatrix}$

Tabela 3.1: Matrike ABCD za nekaj osnovnih preslikav, ki veljajo tako v geometrijski optiki kot tudi za izračun preslikave kompleksnega krivinskega radija q Gaussovih snopov.

Naloga 3.8.1 Pokaži, da za naslednje prehode veljajo ustrezne ABCD matrike.

Prehod skozi prostor in lečo		$\begin{bmatrix} 1 & d \\ -\frac{1}{f} & 1-\frac{d}{f} \end{bmatrix}$
Prehod preko leče z debelino d in krivinskima radijema R_1 in R_2		$\begin{bmatrix} 1-\frac{d}{nf_1} & \frac{d}{n} \\ -\frac{1}{f_2}-\frac{1}{f_1}-\frac{d}{nf_1f_2} & 1-\frac{d}{nf_2} \end{bmatrix}$ $f_i = \frac{R_i}{n-1}$
Prehod čez zaporedje plasti		$\begin{bmatrix} 1 & \sum_{i=1}^{N} \frac{d_i}{n_i} \\ 0 & 1 \end{bmatrix}$

4. Optični resonatorji

Osnovni gradnik vsakega laserja je resonator. V njem je vzbujeno lastno valovanje, ki skozi delno prepustno steno resonatorja izhaja iz sistema. V tem poglavju bomo najprej spoznali optične resonatorje in kriterije za njihovo stabilno delovanje, nato pa izračunali lastne frekvence resonatorja ter povezali širino črt z izgubami v sistemu.

4.1 Odprti resonatorji

Optični resonatorji so votline, v katerih je mogoče vzpostaviti stoječe svetlobno valovanje. Taka stoječa valovanja so skoraj stacionarne rešitve valovne enačbe z ustreznimi robnimi pogoji v votlini in se obnašajo kot harmonska nihala. Če vzbujamo v resonatorju valovanja z različnimi frekvencami, se pojavi pri nekaterih diskretnih frekvencah resonančno obnašanje. Te frekvence imenujemo lastne frekvence resonatorja. Zaradi dušenja imajo lastne frekvence končno frekvenčno oziroma spektralno širino, pri čemer je čas dušenja mnogo daljši od nihajne periode.

Optične resonatorje uporabljamo predvsem v dva namena:

1. V resonatorjih lahko ob razmeroma šibkem zunanjem vzbujanju nastane velika električna poljska jakost pri resonančni frekvenci. Za vzdrževanje konstantne amplitude lastnega nihanja mora zunanji vir zgolj pokrivati izgube v resonatorju. Če so te majhne, je zunanji vir lahko šibek, polje v resonatorju pa vseeno veliko.

2. Resonatorji delujejo kot filtri, ki prepuščajo le polje s točno določeno frekvenco in prostorsko odvisnostjo. Primer take uporabe je Fabry-Perotov interferometer, opisan v nadaljevanju poglavja.

Resonatorje poznamo z različnih področij, na primer akustične pri glasbilih ali mikrovalovne in radijske. V mikrovalovnem področju, kjer so valovne dolžine valovanja okoli 1 cm, so resonatorji zaprte kovinske votline z dimenzijami, ki so primerljive z valovno dolžino vzbujenega valovanja. Resonančne frekvence so v takem resonatorju med seboj dobro ločene in ni težko doseči enega samega nihanja v izbranem frekvenčnem intervalu.

V optičnem področju je drugače, saj so resonatorji navadno mnogo večji od valovne dolžine. Vzemimo kocko s stranico $L \gg \lambda$, v kateri je vzbujeno zelo veliko število lastnih nihanj. Število lastnih nihanj N na frekvenčni interval $\Delta\nu$ zapišemo z zvezno gostoto stanj

$$N = 2\frac{1}{8}4\pi k^2 \Delta k \frac{1}{(\pi/L)^3} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} V \Delta\omega = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} V \Delta\nu. \tag{4.1}$$

Do gornje enačbe smo prišli tako, da smo prešteli stoječa valovanja z velikostjo valovnega vektorja med k in $k+\Delta k$: volumen pripadajoče krogelne lupine v pozitivnem oktantu $\frac{1}{8}4\pi k^2\Delta k$ smo delili z volumnom $(\pi/L)^3$, ki pripada enemu stanju. Upoštevali smo tudi, da ima vsako lastno nihanje lahko dve polarizaciji.

Poglejmo primer. Izberimo osrednjo frekvenco $\nu = 3 \cdot 10^{14}$ Hz, ki ustreza valovni dolžini 1 µm, in širino frekvenčnega intervala $\Delta\nu = 3 \cdot 10^9$ Hz, ki je tipična za Dopplerjevo razširjeno emisijsko črto v plinu. Potem je v votlini s stranico $L = 1$ cm in prostornino $V = 1$ cm^3 število lastnih nihanj na izbran interval po enačbi (4.1) enako $N = 2,5 \cdot 10^8$. Če bi bile vse stene votline idealna zrcala, bi bil čas dušenja vseh lastnih nihanj približno enako dolg in vedno bi vzbujali zelo veliko število resonanc hkrati. Tak resonator bi bil neuporaben.

Hkratnemu vzbujanju velikega števila nihanj se izognemo z zmanjšanjem odbojnosti stranskih sten votline, saj s tem povečamo dušenje stoječih valov v prečni smeri. Dušenje valov, ki so pravokotni na idealno odbojni končni steni, ostane nespremenjeno. Nazadnje lahko stranske stene povsem odstranimo, tako da stoječih valov v prečni smeri ni več. Ostane le še nekaj valov, ki so pravokotni na končni steni. Takemu resonatorju pravimo odprt resonator (slika 4.1).

Slika 4.1: Odprt resonator. Levo: lastni nihajni načini takega resonatorja imajo diskretne vrednosti valovnih vektorjev k_n. Desno: žarki, ki niso pravokotni na zrcali, uidejo iz resonatorja.

Oglejmo si odprte resonatorje podrobneje. V zaprti pravokotni votlini velikosti $a \times a \times L$ z idealno prevodnimi (zrcalnimi) stenami so dovoljene vrednosti valovnega vektorja za lastna nihanja

$$\mathbf{k}_{l,m,n} = \left(\frac{l\pi}{a}, \frac{m\pi}{a}, \frac{n\pi}{L} \right), \tag{4.2}$$

kjer so l, m in n cela števila, L dolžina, a pa prečna dimenzija resonatorja. Lastne frekvence so

$$\omega_{l,m,n} = c|\mathbf{k}_{l,m,n}|. \tag{4.3}$$

Dolžina resonatorja L je velika v primerjavi z λ in zato je n zelo veliko število. Če prečnih sten ni, mora biti $\mathbf{k}$ približno vzporeden z osjo z, zato morata biti l in m majhna. Tedaj lahko velikost valovnega vektorja razvijemo in frekvenco zapišemo kot

$$\omega_{l,m,n} = c \left(\frac{n\pi}{L} + \frac{l^2 + m^2}{2n} \frac{L\pi}{a^2} \right). \tag{4.4}$$

Drugi člen v oklepaju je navadno le majhen popravek, tako da so lastne frekvence odprtih optičnih resonatorjev odvisne predvsem od števila vozlov v vzdolžni smeri. To število je navadno veliko, med 10^5 in 10^7. Možna so tudi lastna nihanja z nekaj vozli v prečni smeri, ki pa le malo vplivajo na lastne frekvence. Zato bomo v nadaljevanju obravnavali predvsem lastna stanja brez vozlov v prečni smeri in jih označili z enim samim indeksom n.

Razlika med frekvencama dveh zaporednih lastnih nihanj n in $n+1$ je

$$\boxed{\Delta\omega_n = \frac{\pi c}{L}.} \tag{4.5}$$

Pri dolžini resonatorja $L = 30$ cm je v frekvenčnem intervalu s širino $3 \cdot 10^9$ Hz le še 6 nihanj, ki jih je brez težav mogoče razločiti.

V zaprtih votlinah z zrcalnimi stenami obstajajo dobro določena lastna stanja pri poljubni obliki votline. Pri odprtih resonatorjih to ne velja. Da se pojavijo lastna nihanja z majhnimi izgubami, morata biti izpolnjena dva pogoja:

1. Snop geometrijskih žarkov mora ostati po mnogih odbojih ujet med zrcaloma resonatorja.

2. Polmer zrcala mora biti večji od polmera uklonsko razširjenega snopa, ki se širi od nasprotnega zrcala.

Resonatorjem, ki zadoščajo gornjima pogojema, pravimo stabilni resonatorji. Drugi pogoj lahko zapišemo tudi z enačbami, izhajajoč iz enačbe za oceno divergence (enačba 3.1):

$$\vartheta = \frac{\lambda}{a_1} < \frac{a_2}{L} \qquad \Rightarrow \qquad \frac{a_1 a_2}{\lambda L} > 1, \tag{4.6}$$

kjer sta a_1 in a_2 polmera zrcal resonatorja. Izrazu $F = a_1 a_2 / \lambda L$ pravimo tudi Fresnelovo število.

Fabry-Perotov interferometer

Poglejmo preprost primer resonatorja, omejenega z dvema vzporednima ravnima zrcaloma z veliko odbojnostjo. Takemu sistemu pravimo Fabry-Perotov interferometer[1]. Da nastane med zrcaloma stoječe valovanje, mora biti razdalja med zrcaloma večkratnik polovične valovne dolžine (enačba 4.2)

$$L = \frac{n\lambda}{2}. \tag{4.7}$$

Prepustnost interferometra za ravni val, ki vpada pravokotno na zrcali z odbojnostjo $\mathscr{R}$, je

$$T = \frac{1}{1 + \frac{4\mathscr{R}}{(1-\mathscr{R})^2} \sin^2 kL} \tag{4.8}$$

in je prikazana na sliki (4.2). Ko je frekvenca vpadnega valovanja ravno enaka lastni frekvenci resonatorja, je sistem v resonanci in $T = 1$. Širina resonance je tem manjša, čim večja je odbojnost zrcal. Ta tudi določa čas dušenja vzbujenega lastnega nihanja.

Slika 4.2: Prepustnost Fabry-Perotovega interferometra v odvisnosti od valovnega vektorja k za tri različne odbojnosti zrcal $\mathscr{R}$.

[1] Francoska fizika Maurice Paul Auguste Charles Fabry, 1867–1945, in Jean-Baptiste Alfred Perot, 1863–1925.

Naloga 4.1.1 Pokaži, da je prepustnost Fabry-Perotovega interferometra, katerega zrcali imata odbojnost $\mathscr{R}$, enaka

$$T = \frac{1}{1 + \frac{4\mathscr{R}}{(1-\mathscr{R})^2}\sin^2\delta}, \tag{4.9}$$

kjer je $\delta = kL\cos\vartheta$, L razmik med zrcaloma, ϑ vpadni kot, k pa valovni vektor svetlobe.

Prvemu pogoju za stabilnost ustrezajo v Fabry-Perotovem interferometru le žarki, ki so natanko pravokotni na zrcali. Čim sta zrcali le malo nevzporedni, stabilnih žarkov sploh ni več. Tako imenovani planparalelni interferometer je tako na meji stabilnosti. Z izpolnjevanjem drugega pogoja ni težav, saj morata biti pri na primer 30 cm dolgem resonatorju in valovni dolžini $0,5$ µm zrcali večji od $0,4$ mm, da zadostita pogoju, zapisanem v enačbi (4.6).

Bolj stabilni resonatorji so sestavljeni iz dveh konkavno ukrivljenih zrcal. Tedaj so žarki, ki potujejo pod majhnim kotom glede na osrednjo os, ujeti med zrcaloma in energija lastnih valovanj ostaja lokalizirana blizu osi.

4.2 Gaussovi snopi v resonatorjih

V stabilnih resonatorjih s konkavnima zrcaloma pričakujemo, da so lastna valovanja omejena na bližino osrednje osi in zrcali znatno večji od polmera lastnega nihanja. Tedaj lahko za obravnavo električnega polja uporabimo obosno valovno enačbo (enačba 3.5). Upoštevajmo še zahtevo, da svetloba po odboju od zrcala konstruktivno interferira sama s sabo. Od tod izhaja robni pogoj, ki pravi, da se valovna fronta stoječega valovanja na zrcalu ujema z obliko površine zrcala, električno polje na površini zrcala pa je približno enako nič.

Slika 4.3: Gaussov snop v odprtem resonatorju s konkavno ukrivljenima zrcaloma s krivinskima radijema R_1 in R_2. Krivinski radij zrcal se ujema s krivinskim radijem čela snopa. Kadar sta polmera različna, grlo ne leži na sredini med zrcaloma.

V prečni smeri omejene rešitve obosne enačbe smo našli v obliki potujočih Gaussovih snopov (enačba 3.29). Podobno kot zapišemo stoječe valovanje na vrvi kot vsoto valovanj v nasprotnih smereh lahko stoječe snope zapišemo s superpozicijo snopov, ki se širijo v različnih smereh ob osi. Da zadostimo robnim pogojem na zrcalih, se mora krivinski radij snopa ujemati s krivinskima radijema zrcal R_1 in R_2 (slika 4.3). Pri tem sta neznanki polmer grla snopa w_0, ki je povezan s parametrom z_0, in lega grla.

Postavimo izhodišče osi z v grlo, kot smo navajeni, tako da sta zrcali pri $z_1 < 0$ in $z_2 > 0$. Z uporabo enačbe za krivinski radij snopa R (enačba 3.25) dobimo

$$-R_1 = z_1 \left[1 + \left(\frac{z_0}{z_1}\right)^2\right] \quad \text{in} \tag{4.10}$$

$$R_2 = z_2 \left[1 + \left(\frac{z_0}{z_2}\right)^2\right]. \tag{4.11}$$

Pri tem smo upoštevali, da je krivinski radij za konkavno zrcalo glede na pozitivno smer z pozitiven. Prvo enačbo smo zapisali z negativnim predznakom pri R_1, zato da je krivinski radij pozitivno število. Veljati mora še

$$z_2 - z_1 = L. \tag{4.12}$$

Iz gornjih enačb najprej izračunamo razdaljo z_1, ki določa lego grla v resonatorju, nato pa parameter z_0, ki določa območje bližnjega polja, in preko enačbe (3.21) enolično tudi polmer grla

$$z_0^2 = \frac{L(R_1 - L)(R_2 - L)(R_1 + R_2 - L)}{(R_1 + R_2 - 2L)^2}. \tag{4.13}$$

Da je snop realen in omejen, mora biti $z_0^2 > 0$ in zato števec gornjega izraza pozitiven. Ta pogoj lahko po kratkem računu zapišemo v obliki stabilnostnega kriterija

$$0 < \left(1 - \frac{L}{R_1}\right)\left(1 - \frac{L}{R_2}\right) < 1. \tag{4.14}$$

Resonatorji, ki zadoščajo gornjemu pogoju, so stabilni.

Naloga 4.2.1 Izhajajoč iz pogoja, da se na zrcalih krivinski radij valovnih front snopa ujema s krivinskim radijem zrcal (enačbi 4.10 in 4.11), izpelji kriterij za stabilno delovanje resonatorja (enačba 4.14).

Stabilnostni kriterij za resonatorje je najbolj nazorno predstaviti na diagramu, kjer na os x nanašamo L/R_1, na os y pa L/R_2. Na sliki (4.4) je stabilno območje delovanja resonatorjev, kot ga razberemo iz enačbe (4.14), označeno senčeno. Opazimo, da je možnih veliko različnih vrst stabilnih resonatorjev, ob tem da resonatorji, ki so sestavljeni iz dveh konveksnih zrcal, niso nikoli stabilni. Če je eno zrcalo ravno (plankonkavni resonatorji), je grlo Gaussovega snopa vedno na ravnem zrcalu. V primeru konveksno-konkavnega resonatorja leži grlo snopa izven resonatorja. Podrobneje si oglejmo nekaj posebnih primerov stabilnih resonatorjev.

Simetrični resonatorji

Za simetrični resonator velja $R_1 = R_2 = R$. Na diagramu (slika 4.4) se taki resonatorji nahajajo na simetrali lihih kvadrantov pri $x = y$. Pri simetričnih resonatorjih je grlo v sredini resonatorja in enačba (4.13) se poenostavi v

$$z_0 = \frac{1}{2}\sqrt{(2R - L)L}. \tag{4.15}$$

Polmer grla v simetričnem resonatorju je enak

$$w_0 = \sqrt{\frac{\lambda z_0}{\pi}} = \sqrt{\frac{\lambda}{2\pi}}\sqrt[4]{(2R - L)L}. \tag{4.16}$$

Slika 4.4: Področje stabilnih resonatorjev. Resonator je stabilen, če sta parametra L/R_1 in L/R_2 znotraj osenčenega območja: (a) konfokalni resonator, (b) koncentrični resonator, (c) planparalelni resonator (Fabry-Perot), (d) konveksno-konkavni resonator in (e) plankonkavni resonator.

Po enačbi (3.19) lahko izračunamo še polmer snopa na ogledalu

$$w_1^2 = w_0^2 \left[1 + \left(\frac{L}{2z_0} \right)^2 \right] = \frac{\lambda}{\pi} \frac{R\sqrt{L}}{\sqrt{2R-L}}. \tag{4.17}$$

Pri izbrani dolžini simetričnega resonatorja je polmer snopa na zrcalu najmanjši, kadar je $R = L$. Tedaj sovpadata geometrijski gorišči obeh zrcal, zato imenujemo tak resonator konfokalni. Hiter račun pokaže, da velja $z_0 = L/2$, snop od grla do zrcala pa se razširi za $w_1/w_0 = \sqrt{2}$.

Naloga 4.2.2 Pokaži, da je polmer snopa na izhodnem zrcalu v simetričnem resonatorju z danima parametroma R in L najmanjši, kadar je resonator konfokalni.

Pri dejanskem načrtovanju laserjev velja dodatna omejitev, saj želimo ojačevalno sredstvo, ki je v resonatorju, čim bolj izkoristiti. Pogosto je zato polmer grla snopa razmeroma velik. Iz enačbe (4.16) sledi, da mora biti v tem primeru velik tudi krivinski radij zrcal. S tem pridobimo na ojačanju, po drugi strani pa se nekoliko poslabša stabilnost.

Poglejmo primer. Naj bo dolžina resonatorja laserja $L = 1$ m in valovna dolžina $\lambda = 633$ nm. Tedaj je v konfokalni geometriji po enačbi (4.16) polmer grla $w_0 = 0,32$ mm. Premer razelektritvene cevi je navadno nekaj milimetrov in približno tako debel mora biti tudi svetlobni snop, če naj dobro izkoristi ojačanje zaradi stimuliranega sevanja. Da bi pri isti dolžini laserja dobili grlo s premerom 2 mm, moramo vzeti zrcali s krivinskim radijem okoli 50 m. Primer kaže, da že majhna ukrivljenost zrcal zagotovi dokaj ozke snope.

★ Izkaže se, da so konfokalni resonatorji najmanj občutljivi na majhne zasuke zrcal. Pri zasuku zrcala se v navadnih stabilnih resonatorjih namreč premakne os, ki gre skozi krivinski središči obeh zrcal. Če želimo, da je največji odmik nove osi čim manjši, uporabimo konfokalne resonatorje.

Skrajna primera stabilnega simetričnega resonatorja sta koncentrični resonator, pri katerem sovpadata krivinski središči zrcal in $L = 2R$, in planparalelni resonator, pri katerem sta zrcali ravni. V prvem primeru gre po enačbi (4.16) polmer grla proti nič, v drugem pa raste sorazmerno z $R^{1/4}$. Pri ravnih zrcalih postanejo uklonske izgube na robovih znatne. Račun z Gaussovimi snopi tedaj ni več veljaven in treba je uporabiti pristope, ki jih bomo opisali v razdelku (4.6).

Spomnimo se, da obstajajo poleg osnovnega Gaussovega snopa še rešitve obosne enačbe z vozli v prečni smeri, to so snopi višjega reda. Imajo enak parameter z_0 in enako ukrivljenost valovnih ploskev, zato so seveda tudi dobre rešitve za polje v stabilnih resonatorjih. Pri tem je treba vedeti, da je pri enakem w_0 dejanski polmer snopa reda n za približen faktor $\sqrt{n}$ večji (glej nalogo 3.4.1). Če želimo dobiti iz laserja samo osnovni Gaussov snop (imenovan tudi TEM_{00}), ki ima od vseh snopov najbolj gladko valovno fronto in ima najmanjšo divergenco pri danem w_0, pogosto uporabimo zaslonko, ki snope višjih redov poreže, ali kakšen drug element, na primer Fabry-Perotov etalon, ki poveča izgube za snope višjega reda.

★ V praksi se včasih uporabljajo tudi nestabilni resonatorji, to je taki, za katere ne obstajajo rešitve v obliki Gaussovih snopov. Taki resonatorji imajo velike izgube na robovih zrcal, ker žarki v njih niso ujeti. Uporabni so v laserjih z velikim ojačanjem. Njihova prednost je, da je cel volumen resonatorja enakomerno pokrit s svetlobo.

4.3 Stabilnostni kriterij z ABCD formalizmom

V prejšnjem razdelku smo izpeljali pogoj za stabilnost resonatorja, sestavljenega iz dveh zrcal s polmeroma R_1 in R_2, ki sta med seboj oddaljeni za L. Izhajali smo iz pogoja, da se ukrivljenost valovnih front na zrcalu ujema z ukrivljenostjo zrcal. Vendar so sistemi z zgolj dvema zrcaloma razmeroma redki. Pogosto so v resonatorju druge optične komponente, ki jih je treba upoštevati pri zapisu kriterija za stabilnost. Takrat si pomagamo z matrikami ABCD.

Izhajamo iz zahteve, da se v stabilnem resonatorju snop po enem celotnem obhodu preslika sam vase. Gaussov snop na neki točki v resonatorju zapišemo s kompleksno ukrivljenostjo (enačba 3.32). V najpreprostejšem primeru resonatorja snop prepotuje dano razdaljo, se odbije od zrcala, prepotuje resonator v nasprotni smeri, se odbije od drugega zrcala in se vrne v začetno lego. V bolj zapletenih primerih dodamo še prehode skozi druge optične elemente. Matriko za celotni prehod potem zapišemo kot produkt matrik ABCD za posamezne prehode $M = M_N M_{N-1} ... M_2 M_1$. Končni produkt za celoten obhod je matrika oblike

$$M = \begin{bmatrix} A & B \\ C & D \end{bmatrix}, \tag{4.18}$$

kompleksni krivinski radij po obhodu pa je enak začetnemu kompleksnemu radiju

$$q_2 = \frac{Aq + B}{Cq + D} = q. \tag{4.19}$$

Gornjo enačbo prepišemo v

$$Cq^2 + (D - A)q - B = 0. \tag{4.20}$$

Da je w realen, mora biti q kompleksen in diskriminanta negativna

$$(D-A)^2+4BC<0. \tag{4.21}$$

Upoštevamo še, da je determinanta matrike $AD-BC=1$ in dobimo pogoj za stabilnost, zapisan s koeficienti matrike M:

$$-1<\left(\frac{A+D}{2}\right)<1. \tag{4.22}$$

Naloga 4.3.1 Pokaži, da je za resonator z dolžino L in s konkavnima zrcaloma s krivinskima radijema R_1 in R_2 pogoj za stabilnost (enačba 4.22) ekvivalenten pogoju (4.14).

★ Podoben, a malo bolj zapleten račun lahko naredimo tudi za resonatorje, v katerih se snop ne vrne v svojo začetno obliko po enem obhodu, ampak je teh obhodov n. Potem zapišemo matriko M kot produkt elementov v enem obhodu, celotna matrika pa je enaka M^n. Iz pogoja, da matrika ne divergira za velike n, izpeljemo pogoj za stabilnost, ki je natančno enak pogoju (4.22), ki smo ga ravnokar izpeljali.

4.4 Resonančne frekvence

Doslej smo obravnavali le prostorsko obliko polja v resonatorju, ničesar pa še nismo povedali o časovni odvisnosti lastnih nihanj. Frekvence lastnih nihanj izpeljemo iz pogoja, da se mora faza snopa pri enem obhodu (preletu resonatorja v obeh smereh) spremeniti za mnogokratnik 2π. Fazo za osnovni snop zapišemo po enačbi (3.29)

$$\phi=kz+\frac{kr^2}{2R}-\eta(z)=kz-\arctan\left(\frac{z}{z_0}\right), \tag{4.23}$$

pri čemer gledamo valovanje na osi, pri $r=0$. Razlika faze pri enem preletu je

$$\frac{\omega_n}{c}L-\left[\arctan\left(\frac{z_2}{z_0}\right)-\arctan\left(\frac{z_1}{z_0}\right)\right]=n\pi. \tag{4.24}$$

Pri tem smo zanemarili, da lahko pride do dodatne majhne spremembe faze pri odboju na zrcalu. Ta za delček valovne dolžine spremeni efektivno dolžino resonatorja, ki je niti ne poznamo tako natančno. Iz istega razloga za osnovni snop ni treba upoštevati člena v oglatem oklepaju enačbe (4.24), saj gre tudi v tem primeru za nek konstanten premik. Tako dobimo znano enačbo za resonančne frekvence

$$\omega_n=\frac{n\pi c}{L}. \tag{4.25}$$

Razmik med dvema zaporednima lastnima frekvencama je v skladu z enačbo (4.5)

$$\Delta\omega=\frac{\pi c}{L}. \tag{4.26}$$

Za snope višjega reda, ki imajo vozle v prečni smeri, je fazni premik odvisen tudi od števila vozlov. Tako je na primer v cilindričnih koordinatah (enačba 3.38)

$$\eta_{p,l}(z)=(2p+l+1)\arctan\left(\frac{z}{z_0}\right). \tag{4.27}$$

Resonančni pogoj zapišemo kot

$$\frac{\omega_{n,p,l}}{c}L-(2p+l+1)\left[\arctan\left(\frac{z_2}{z_0}\right)-\arctan\left(\frac{z_1}{z_0}\right)\right]=n\pi. \tag{4.28}$$

Resonančne frekvence so torej odvisne tudi od števila prečnih vozlov (slika 4.5), kar je dodaten razlog, da v laserjih vzbujamo le osnovno lastno nihanje.

Slika 4.5: Resonančne frekvence za skoraj planparalelni ($R \gg L$) resonator.

Zanimiv in praktično pomemben je primer konfokalnega resonatorja, pri katerem je $z_0 = L/2$ in $\arctan(L/2z_0) = \arctan(1) = \pi/4$. Resonančne frekvence so

$$\omega_{n,p,l} = \frac{\pi c}{L}\left[n+\frac{1}{2}(2p+l+1)\right]. \tag{4.29}$$

Snopi, pri katerih je $2p+l$ liho število, imajo iste resonančne frekvence kot osnovni snopi, pri sodih $2p+l$ pa se pojavijo še resonance na sredini med osnovnimi. Razmik med sosednjimi frekvencami je tako $\Delta\nu = c/4L$ in konfokalni interferometer se obnaša kot dvakrat daljši planparalelni. To lahko razumemo tudi iz geometrijske slike: žarek, ki vstopi v konfokalni interferometer vzporedno z osjo, se šele po dveh preletih vrne sam vase.

Slika 4.6: V konfokalnem resonatorju se žarek šele po dveh preletih vrne sam vase.

Pri skoraj planparalelnem resonatorju je $z_0 \gg L$, $\arctan(L/2z_0)$ lahko razvijemo, upoštevamo enačbo (4.15) in dobimo

$$\omega_{n,p,l} = \frac{\pi c}{L}\left[n+(2p+l+1)\frac{1}{\pi}\sqrt{\frac{2L}{R}}\right]. \tag{4.30}$$

Ker je L majhen v primerjavi z R, so resonance snopov nizkega prečnega reda zelo blizu resonancam osnovnih snopov, niso pa čisto enake. Poglejmo primer. Vzemimo simetrični resonator z dolžino $L = 1$ m in krivinskim radijem zrcal $R = 50$ m, valovna dolžina pa naj bo $\lambda = 500$ nm. Z uporabo enačbe (4.15) hitro lahko izračunamo $z_0 = 4,97$ m. Ker je pogoj $z_0 \gg L$ izpolnjen, lahko uporabimo gornji približek. Razlika med frekvencama dveh osnovnih snopov je

$$\Delta\omega_{n,p,l} = \frac{\pi c}{L} = 940\ \text{MHz}, \tag{4.31}$$

medtem ko je razlika med frekvencama dveh prečnih snopov

$$\Delta\omega_{n,p,l} = \frac{c}{L}\sqrt{\frac{2L}{R}} = 60\ \text{MHz}. \tag{4.32}$$

4.5 Izgube v resonatorjih

Energija lastnega nihanja odprtega resonatorja ni konstantna, ampak se počasi zmanjšuje iz več vzrokov:

1. Odbojnost ogledal ni enaka 1. Tudi če bi znali narediti popolno odbojna zrcala, tak resonator ne bi bil uporaben, saj nihanja ne bi mogli sklopiti z zunanjim poljem. Če torej hočemo dobiti nekaj svetlobe iz laserja ali filtrirati vpadajoči snop, mora biti odbojnost vsaj enega od zrcal manjša od 1.

2. Na sredstvu in na optičnih elementih v resonatorju pride do absorpcije in sipanja svetlobe. Te izgube želimo navadno čim bolj zmanjšati.

3. Uklonske izgube so odvisne od premera zrcal in premera snopa na njih. V dani geometriji imajo najmanjši polmer osnovni snopi, snopi višjega reda so širši, zato imajo večje uklonske izgube. Merilo za uklonske izgube je Fresnelovo število (enačba 4.6) $N_F = a^2/(L\lambda)$, kjer je a polmer ogledal. Pri enakem N_F je polmer snopa na izhodnem zrcalu najmanjši, če je resonator konfokalni, zato ima tak resonator tudi najmanjše uklonske izgube (glej nalogo 4.2.2). Če je N_F znatno večji od 1, kar navadno je, so uklonske izgube zanemarljive.

Vse izgube lahko popišemo z razpadnim časom za energijo

$$\frac{dW}{dt} = -\frac{2}{\tau}W, \tag{4.33}$$

in

$$W = W_0 e^{\frac{-2t}{\tau}}, \tag{4.34}$$

pri čemer τ imenujemo življenjski ali razpadni čas nihanj. Izguba energije na celoten obhod resonatorja je

$$-dW = (1-\mathscr{R}_1)W + (1-\mathscr{R}_2)W + \Lambda_0 W = \Lambda W. \tag{4.35}$$

Z $\mathscr{R}_1$ in $\mathscr{R}_2$ smo označili odbojnosti zrcal, od katerih je navadno ena kolikor mogoče blizu 1. Parameter Λ_0 popiše absorpcijo in sipanje znotraj resonatorja ter morebitne uklonske izgube. Tipične vrednosti zanj so do nekaj stotink. Celotne izgube popišemo s parametrom Λ.

Razpadni čas nihanja lahko neposredno povežemo z izgubami, če v enačbo (4.33) vstavimo čas enega obhoda $t = 2L/c$. Zapišemo

$$\frac{dW}{W} = \Lambda = -\frac{2}{\tau}\frac{2L}{c}, \tag{4.36}$$

od koder sledi

$$\frac{1}{\tau} = \frac{\Lambda c}{4L} = \frac{1}{\tau_0} + \frac{c}{4L}[(1-\mathscr{R}_1) + (1-\mathscr{R}_2)], \tag{4.37}$$

kjer smo s

$$\tau_0 = \frac{4L}{\Lambda_0 c} \tag{4.38}$$

označili razpadni čas zaradi notranjih izgub.

Notranje izgube so navadno zelo majhne, odbojnost enega zrcala pa je približno enaka 1, tako da je življenjski čas nihanj približno

$$\frac{1}{\tau} = \frac{c}{4L}(1-\mathscr{R}). \tag{4.39}$$

Zaradi dušenja se energija lastnih nihanj eksponentno zmanjšuje, prav tako tudi amplituda jakosti električnega polja. Amplituda pojema z dvakrat daljšim karakterističnim časom, ki je enak kar τ. Spekter eksponentno pojemajoče funkcije lahko izračunamo (glej nalogo 2.4.2) in dobimo Lorentzovo krivuljo s širino črte, ki ustreza ravno

$$\Delta\omega_{1/2} = \frac{1}{\tau}. \tag{4.40}$$

Lastne frekvence torej niso neskončno ozke, ampak imajo končno širino $2/\tau$. Poglejmo primer. Naj bodo notranje izgube na en obhod $\Lambda_0 = 0,01$, eno zrcalo naj bo idealno, drugo naj ima odbojnost $\mathscr{R} = 0,93$. Dolžina resonatorja naj bo $L = 0,5$ m, valovna dolžina pa 500 nm. Tedaj je $1/\tau = 12 \cdot 10^6$ s^{-1}. Zanimivo je pogledati razmerje med razliko resonančnih frekvenc $\Delta\omega$ (enačba 4.5) in širino resonance $2/\tau$. Dobimo $\Delta\omega\tau/2 \approx 80$.

★ Namesto razpadnega časa τ se pogosto za opis izgub uporablja dobrota resonatorja, ki jo vpeljemo kot razmerje med resonančno frekvenco in širino črte

$$Q = \frac{\omega_n}{2\Delta\omega_{1/2}} = \frac{\omega_n\tau}{2}. \tag{4.41}$$

Za tipične optične resonatorje je resonančna frekvenca $\omega_n \sim 10^{15}$ Hz, širina pa reda $1/\tau \sim 10^7$ Hz. Faktor dobrote je tako $Q \sim 10^8$. Optični resonatorji imajo zelo velike faktorje dobrote!

Poglejmo še primer, ko so notranje izgube zanemarljive in sta odbojnosti obeh zrcal enaki. Potem sledi iz enačbe (4.37)

$$\frac{1}{\tau} = \frac{c}{2L}(1-\mathscr{R}). \tag{4.42}$$

Do istega rezultata pridemo tudi z razvojem izraza za prepustnost Fabry-Perotovega interferometra (enačba 4.8) okoli vrha pri ω_n

$$T = \frac{1}{1+\frac{4\mathscr{R}}{(1-\mathscr{R})^2}\sin^2 L\frac{(\omega-\omega_n)}{c}} \approx \frac{1}{1+\left[\frac{2}{(1-\mathscr{R})}\frac{L}{c}(\omega-\omega_n)\right]^2}, \tag{4.43}$$

kjer smo upoštevali še, da je odbojnost blizu $\mathscr{R} \approx 1$. Rezultat je znana Lorentzova krivulja oblike

$$T = \frac{(\Delta\omega_{1/2})^2}{(\omega-\omega_n)^2+(\Delta\omega_{1/2})^2}, \tag{4.44}$$

od koder hitro razberemo

$$\frac{1}{\tau} = \Delta\omega_{1/2} = \frac{c}{2L}(1-\mathscr{R}). \tag{4.45}$$

4.6 *Obravnava z uklonskim integralom

V nestabilnih resonatorjih stacionarna rešitev v obliki stoječega Gaussovega snopa ne obstaja. Zato je v takih resonatorjih precej zahtevno poiskati rešitev za električno polje. Ker pa je problem soroden uklonu, ga lahko obravnavamo s pomočjo uklonske teorije.

Označimo jakost električnega polja v točki P_1 prvega zrcala z E_1. Polje na drugem zrcalu v točki P_2 lahko zapišemo s pomočjo Kirchhoffovega uklonskega integrala (enačba 1.54)

$$E_2 = -\frac{i}{2\lambda}\int_1 E_1(P_1)\frac{e^{ikr}(1+\cos\vartheta)}{r}\,dS_1 \tag{4.46}$$

$$= \int_1 E_1(P_1)K(P_1,P_2)dS_1, \tag{4.47}$$

kjer je r razdalja med točkama P_1 in P_2, ϑ je kot med zveznico in normalo na zrcali, druge faktorje pa smo pospravili v faktor

$$K(P_1,P_2) = -\frac{i}{2\lambda}\frac{e^{ikr}(1+\cos\vartheta)}{r}, \tag{4.48}$$

ki predstavlja jedro integralske enačbe. Polje na prvem zrcalu mora biti na enak način povezano s poljem na drugem. Če naj zapisano polje predstavlja lastno nihanje resonatorja, mora biti po dveh odbojih sorazmerno začetnemu polju

$$E_1(P) = \gamma\int_1\int_2 E_1(P_1)K(P_1,P_2)K(P_2,P_1)\,dS_1\,dS_2. \tag{4.49}$$

Enačba (4.49) je homogena integralska enačba, katere lastne rešitve so iskana lastna nihanja elektromagnetnega polja v resonatorju. Kompleksne lastne vrednosti γ določajo frekvenco in dušenje nihanj. V splošnem rešitev ni mogoče poiskati analitično in treba je uporabiti numerične metode. Najenostavnejša je iterativna metoda, pri kateri začnemo z nekim začetnim poljem in ponavljamo integracijo v enačbi (4.49), dokler se polje ne spreminja več.

Integralsko enačbo (4.49) je mogoče rešiti v posebnem primeru konfokalnega resonatorja. Privzemimo, da je brez izgub. Ker je resonator simetričen, se polje na obeh zrcalih lahko razlikuje kvečjemu za predznak. Vpeljimo kartezične koordinate na obeh zrcalih, kot kaže slika (4.7).

Slika 4.7: Koordinatna sistema na zrcalih resonatorja

Pričakujemo, da bo prečna razsežnost lastnega stanja majhna v primerjavi z dolžino resonatorja L, zato lahko r razvijemo

$$r \approx L - \frac{xx' + yy'}{L}. \tag{4.50}$$

Ker obravnavamo konfokalni resonator, je krivinski radij zrcal kar enak dolžini resonatorja. V imenovalcu jedra integrala (enačba 4.48) zato lahko r nadomestimo z L. Koti med zveznico točk na obeh zrcalih in normalo na zrcali so majhni, zato je $\cos\vartheta \approx 1$.

Tako iz enačbe (4.47) sledi

$$E(x',y') = \pm\frac{ie^{ikL}}{\lambda L}\int E(x,y)\exp\left[\frac{-ik(xx'+yy')}{L}\right]dx\,dy. \tag{4.51}$$

Integracija poteka po celem zrcalu. Jedro integrala je produkt dveh faktorjev, ki vsebujeta vsak le x' ali y' koordinati. Zato poiščimo rešitev enačbe (4.51) v obliki produkta $E(x',y') = E_0 f(x')g(y')$. S tem nastavkom morata biti funkciji $f(x')$ in $g(y')$ rešitvi enačbe

$$\alpha f(x') = \int f(x)\exp\left[\frac{-ikxx'}{L}\right]dx, \tag{4.52}$$

kjer je α še neznana konstanta. Meje integrala so od enega do drugega roba zrcala. Če je zrcalo dovolj veliko, pričakujemo, da je polje na robu dovolj majhno, da lahko meje vzamemo kar od $-\infty$ do ∞. Vpeljimo še brezdimenzijski koordinati

$$X' = x'\sqrt{k/L} \quad \text{in} \quad Y' = y'\sqrt{k/L} \tag{4.53}$$

in dobimo

$$\alpha f(X') = \sqrt{\frac{L}{k}}\int_{-\infty}^{\infty} f(X)e^{-iXX'}\,dX \tag{4.54}$$

ter podobno enačbo za $g(Y')$. Enačba (4.54) pravi, da mora biti $f(X)$ podobna svoji Fourierevi transformiranki. Najpreprostejša funkcija s to lastnostjo je Gaussova funkcija

$$f(X) = \exp[-\frac{1}{2}X^2]. \tag{4.55}$$

Polje na zrcalu ima tako po pričakovanju obliko Gaussovega snopa

$$E(x,y) = E_0\exp\left[-\frac{k(x^2+y^2)}{2L}\right]. \tag{4.56}$$

Poglejmo še konstanto α. Imeti mora imeti vrednost $\alpha = \sqrt{2\pi L/k} = \sqrt{\lambda L}$. Enaki izrazi veljajo tudi za smer y. Postavimo zdaj izračunano električno poljsko jakost (enačba 4.56) z ustrezno vrednostjo za α v enačbo (4.51) in upoštevajmo, da mora biti $E_2 = \pm E_1$. Sledi

$$i\alpha^2\frac{e^{ikL}}{\lambda L} = ie^{ikL} = \pm 1. \tag{4.57}$$

Izpeljemo resonančni pogoj za frekvenco lastnega stanja, ki ga že poznamo (enačba 4.29)

$$\omega_n = ck_n = \frac{c}{L}(2n+1)\frac{\pi}{2}. \tag{4.58}$$

Integralska enačba, dobljena iz uklonske teorije, tako da isti rezultat kot stoječe valovanje oblike Gaussovih snopov, ki so rešitve obosne valovne enačbe. To nas seveda ne preseneča, saj je obosna valovna enačba enako natančna kot Fresnelova uklonska teorija.

Naloga 4.6.1 Pokaži, da so funkcije, ki so sorazmerne svoji Fourierevi transformaciji, Hermite-Gaussove funkcije (enačba 3.33), in izračunaj lastne frekvence stanj višjega reda.

V tem poglavju smo obravnavali samo dva primera laserskih resonatorjev: Fabry-Perotov resonator z dvema vzporednima ravnima zrcaloma (a) in resonator z dvema sferičnima zrcaloma (b). Poleg teh dveh primerov je v uporabi še cela vrsta različnih resonatorjev. Ciklični resonator (c) je sestavljen iz več zrcal in žarek ciklično potuje med njimi. V vlakenskih laserjih je resonator optično vlakno med dvema zrcaloma ali pa sklenjeno vlakno. Kot laserski resonator lahko delujejo tudi mikroploščice (d) ali mikrokroglice (e), v katere je s totalnim odbojem ujeta svetloba. Namesto zrcal v mikroresonatorjih uporabimo tudi periodične dielektrične strukture, na katerih pride do Braggovega odboja (f).

5. Interakcija svetlobe s snovjo

V prejšnjih poglavjih smo obravnavali svetlobo v praznem prostoru. Oglejmo si zdaj osnovne procese interakcije svetlobe s snovjo. To je seveda zelo obširna tema in jo bomo obdelali le toliko, kolikor je treba za obravnavo ojačevanja svetlobe s stimulirano emisijo, ki je osnova za delovanje laserjev. Najprej bomo na kratko pogledali termodinamsko ravnovesje svetlobe v stiku s toplotnim rezervoarjem, torej sevanje črnega telesa, ki zahteva kvantno obravnavo elektromagnetnega polja. Nato bomo vpeljali fenomenološki Einsteinov opis mikroskopskih procesov absorpcije, spontane in stimulirane emisije in pokazali, da ti procesi niso neodvisni. Izpeljali bomo izraze za absorpcijski koeficient in koeficient ojačanja, na koncu poglavja pa bomo nakazali še kvantnomehansko izpeljavo verjetnosti za prehod atoma iz višjega energijskega stanja v nižje s sevanjem.

5.1 Kvantizacija elektromagnetnega polja

Ravni valovi so enostavne in zelo prikladne rešitve valovne enačbe (enačba 1.14), zato jih pri reševanju problemov pogosto uporabimo kot bazo, po kateri razvijemo elektromagnetno polje. Možen je razvoj po celotnem prostoru, vendar je tedaj nekoliko nerodna normalizacija baznih funkcij. Če se omejimo na le del prostora, se temu problemu izognemo. Mora pa biti izbrani del prostora dovolj velik, da končni rezultat ni odvisen od izbire njegove velikosti in oblike.

Najpreprosteje je vzeti votlino v obliki velike kocke s stranico L in idealno prevodnimi stenami. Rešitve Maxwellovih enačb (enačbe 1.1 do 1.4) znotraj take votline so ob upoštevanju robnih pogojev (enačba 1.10) stoječa valovanja. Zapišemo jih v obliki

$$\begin{aligned} E_x &= E_{x0}\cos\frac{\pi l x}{L}\sin\frac{\pi m y}{L}\sin\frac{\pi n z}{L}e^{-i\omega t}, \\ E_y &= E_{y0}\sin\frac{\pi l x}{L}\cos\frac{\pi m y}{L}\sin\frac{\pi n z}{L}e^{-i\omega t}, \\ E_z &= E_{z0}\sin\frac{\pi l x}{L}\sin\frac{\pi m y}{L}\cos\frac{\pi n z}{L}e^{-i\omega t}, \end{aligned} \tag{5.1}$$

kjer so l, m in n cela števila. Vsako stoječe valovanje je določeno z valovnim vektorjem

$$\mathbf{k} = \left(\frac{\pi l}{L}, \frac{\pi m}{L}, \frac{\pi n}{L}\right), \tag{5.2}$$

katerega velikost je povezana s frekvenco $k = \omega/c$. Iz Maxwellove enačbe za prazen prostor (enačba 1.3) $\nabla\cdot\mathbf{E} = 0$ sledi $\mathbf{k}\cdot\mathbf{E} = 0$. Za vsako trojico števil l, m in n imamo tako le dve neodvisni polarizaciji.

Naloga 5.1.1 Pokaži, da stoječe valovanje, zapisano v obliki (enačba 5.1), reši valovno enačbo v kocki s stranico L in zadosti robnim pogojem idealno prevodnih sten votline.

Preštejmo, koliko je lastnih valovanj v intervalu velikosti valovnega vektorja med k in $k+dk$ – to smo na hitro naredili že pri obravnavni resonatorjev (enačba 4.1). Možni valovni vektorji tvorijo tridimenzionalno mrežo v prvem oktantu prostora vseh valovnih vektorjev. Razmik med dvema zaporednima mrežnima točkama v smeri ene od osi je π/L. Število točk v osmini krogelne plasti med k in $k+dk$ je za dovolj velike l, m in n enako volumnu plasti, deljenemu z volumnom, ki pripada posamezni mrežni točki, to je $(\pi/L)^3$. Upoštevati moramo še, da imamo pri vsakem $\mathbf{k}$ dve polarizaciji, in dobimo

$$dN = \left(\frac{L}{\pi}\right)^3 \pi k^2\, dk. \tag{5.3}$$

Zapišemo število stanj na enoto volumna

$$\frac{dN}{V} = \frac{k^2}{\pi^2} dk \tag{5.4}$$

in ga prevedemo na frekvenčno odvisnost

$$\frac{dN}{V} = \frac{8\pi\nu^2}{c^3} d\nu = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3} d\omega. \tag{5.5}$$

Vpeljemo gostoto stanj $\rho(\omega)$, to je število valovanj na frekvenčni interval in enoto volumna votline

$$\boxed{\rho(\omega) = \frac{dN}{V d\omega} = \frac{\omega^2}{\pi^2 c^3}.} \tag{5.6}$$

Vsote po lastnih valovanjih, to je po dovoljenih vrednostih valovnega vektorja k, lahko s pomočjo gostote stanj spremenimo v integrale po k ali po ω

$$\sum_k \ldots \quad \rightarrow \quad V \int \rho(k) \ldots dk = V \int \rho(\omega) \ldots d\omega. \tag{5.7}$$

Označimo zdaj brezdimenzijski krajevni del rešitve (enačba 5.1) z E_α, kjer α označuje trojico števil l, m in n in še obe možni polarizaciji. Pripadajoče magnetno polje izračunamo z Maxwellovo enačbo (enačba 1.2)

$$\nabla \times \mathbf{E}_\alpha = i\omega \mathbf{B}_\alpha. \tag{5.8}$$

Polja $\mathbf{E}_\alpha$ in $\mathbf{B}_\alpha$ tvorijo poln ortogonalen sistem, zato lahko vsako elektromagnetno polje v votlini razvijemo

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(\mathbf{r},t) &= -\frac{1}{\sqrt{V\varepsilon_0}} \sum_\alpha p_\alpha(t) \mathbf{E}_\alpha(\mathbf{r}) \quad \text{in} \\ \mathbf{B}(\mathbf{r},t) &= i\sqrt{\frac{\mu_0}{V}} c_0 \sum_\alpha \omega_\alpha q_\alpha(t) \mathbf{B}_\alpha(\mathbf{r}). \end{aligned} \tag{5.9}$$

Postavimo splošen razvoj (enačbi 5.9) v Maxwellovi enačbi (enačba 1.2 in 1.1), upoštevamo zvezo (enačba 5.8) in njej analogno za rotor magnetnega polja in dobimo

$$p_\alpha = \dot{q}_\alpha \quad \text{in} \quad \omega_\alpha^2 q_\alpha = -\dot{p}_\alpha, \tag{5.10}$$

od koder sledi še

$$\ddot{p}_\alpha + \omega_\alpha^2 p_\alpha = 0. \tag{5.11}$$

Ta enačba da seveda pričakovano časovno odvisnost oblike $e^{-i\omega_\alpha t}$.

Naloga 5.1.2 Uporabi razvoj polja (enačbi 5.9) in iz Maxwellovih enačb izpelji enačbo (5.11).

Z upoštevanjem razvoja (enačbi 5.9) lahko zapišemo še energijo polja – Hamiltonovo funkcijo[1]

$$\mathscr{H} = \frac{1}{2}\int (\varepsilon_0 E^2 + \frac{B^2}{\mu_0})\, dV = \frac{1}{2}\sum_\alpha (p_\alpha^2 + \omega_\alpha^2 q_\alpha^2). \tag{5.12}$$

Gornji zapis (enačbi 5.11 in 5.12) kaže, da lahko elektromagnetno polje v votlini obravnavamo kot sistem neodvisnih harmonskih oscilatorjev. Pri tem se koeficienti razvoja p_α in q_α obnašajo kot gibalne količine in koordinate.

Prehod v kvantno mehaniko dosežemo tako, da klasičnim spremenljivkam gibalne količine in koordinate priredimo operatorje $\hat{p}_\alpha$ in $\hat{q}_\alpha$, ki morajo zadoščati komutacijskim pravilom

$$[\hat{q}_\alpha, \hat{p}_\beta] = i\hbar\delta_{\alpha,\beta}. \tag{5.13}$$

Iz kvantne mehanike vemo, da so lastne vrednosti energije harmonskega oscilatorja, opisanega s Hamiltonianom (enačba 5.12), diskretne. Njihove vrednosti so enake

$$\boxed{W_{n,\alpha} = \hbar\omega_\alpha(n_\alpha + \frac{1}{2}), \quad n_\alpha = 0, 1, 2\ldots} \tag{5.14}$$

Razliki energije harmonskega oscilatorja, če se n_α spremeni za 1, pravimo foton. Energija fotona je torej enaka $\hbar\omega$, n pa predstavlja število fotonov z dano energijo.

★ Vzemimo svetlobo z valovno dolžino 500 nm. Temu ustreza frekvenca $\omega = 3,8 \cdot 10^{15}$ Hz in energija fotona $W = 4 \cdot 10^{-19}$ J oziroma $W = 2,5$ eV.

Celotno energijo kvantiziranega elektromagnetnega polja v votlini dobimo tako, da seštejemo prispevke vseh možnih stanjih

$$W = \sum_\alpha \hbar\omega_\alpha n_\alpha, \tag{5.15}$$

pri čemer smo izpustili ničelno energijo. Izpuščali jo bomo tudi v nadaljevanju, saj je to energija osnovnega stanja, ki se ne more sprostiti.

5.2 Sevanje črnega telesa

Obravnavajmo sevanje v votlini, ki je v toplotnem ravnovesju s stenami s temperaturo T. Iz statistične fizike vemo, da verjetnost P, da je v izbranem stanju votline α število fotonov enako n_α, zapišemo z Boltzmannovo porazdelitvijo

$$P(n_\alpha) = \frac{e^{-W_{n,\alpha}/k_B T}}{\sum_{n_\alpha} e^{-W_{n,\alpha}/k_B T}} = \frac{e^{-\beta\hbar\omega_\alpha n_\alpha}}{\sum_{n_\alpha} e^{-\beta\hbar\omega_\alpha n_\alpha}} = e^{-\beta\hbar\omega_\alpha n_\alpha}(1 - e^{-\beta\hbar\omega_\alpha}), \tag{5.16}$$

pri čemer $\beta = 1/k_B T$ in k_B Boltzmannova konstanta. Povprečno število fotonov v stanju α je potem

$$\langle n_\alpha \rangle = \sum_{n_\alpha} n_\alpha P(n_\alpha) = \frac{1}{e^{\beta\hbar\omega_\alpha} - 1}. \tag{5.17}$$

[1] Irski fizik in matematik Sir William Rowan Hamilton, 1805–1865.

Povprečno energijo posameznega stanja zapišemo kot produkt energije tega stanja in povprečnega števila fotonov v tem stanju

$$\langle W_\alpha \rangle = \hbar\omega \langle n_\alpha \rangle = \frac{\hbar\omega}{e^{\beta\hbar\omega_\alpha} - 1}. \tag{5.18}$$

Ravnovesno gostoto energije elektromagnetnega polja v votlini na frekvenčni interval u izračunamo tako, da povprečno energijo posameznega stanja pomnožimo še z gostoto stanj $\rho(\omega)$ (enačba 5.6). Dobimo znano formulo za energijo na enoto volumna na enoto frekvence, to je Planckov zakon[2]. Opiše spektralno gostoto energije svetlobe, izsevane iz črnega telesa, ki je v toplotnem ravnovesju z okolico s temperaturo T

$$u(\omega) = \hbar\omega \langle n \rangle \rho(\omega) = \frac{\hbar}{\pi^2 c^3} \frac{\omega^3}{e^{\beta\hbar\omega} - 1}. \tag{5.19}$$

Planckov zakon lahko zapišemo tudi z valovno dolžino in dobimo energijo na enoto volumna na interval valovne dolžine

$$u(\lambda) = \frac{8\pi hc}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\beta hc/\lambda} - 1}. \tag{5.20}$$

Slika 5.1: Planckov spekter za sevanje črnega telesa pri različnih temperaturah

5.3 Absorpcija, spontano in stimulirano sevanje

Oglejmo si zdaj osnovne procese interakcije svetlobe s snovjo. Naj bo v votlini poleg elektromagnetnega polja še N atomov, ki se med seboj ne motijo. Za začetek naj bodo atomi prav enostavni: imajo naj le dve energijski stanji z energijama E_1 in E_2 (slika 5.2 a). Stanje E_2 naj bo nad E_1, razlika med njima pa naj bo

$$E_2 - E_1 = \hbar\omega_0. \tag{5.21}$$

Zaradi interakcije s poljem pri frekvenci prehoda ω_0 atomi prehajajo iz nižjega stanja v višje in obratno. Prehajanje med obema stanjema opisujejo trije procesi: spontano sevanje, absorpcija in stimulirano sevanje.

[2] Nemški fizik in nobelovec Max Karl Ernst Ludwig Planck, 1858–1947.

Slika 5.2: Shema energijskih nivojev dvonivojskega atoma (a) in prehodov med njima: spontano sevanje (b), absorpcija (c) in stimulirano sevanje (d).

Spontano sevanje

Vemo, da atom v vzbujenem stanju tudi brez vpliva zunanjega polja ni stabilen, temveč prej ali slej preide v nižje stanje. Temu pojavu pravimo spontano sevanje ali spontana emisija (slika 5.2 b). Pri spontanem sevanju se izseva foton v katerokoli stanje polja v bližini frekvence prehoda, pri tem sta smer in polarizacija izsevane svetlobe poljubni. Verjetnost za prehod na časovno enoto označimo z A_{21}. Za dovoljene prehode je vrednost $A_{21} \sim 10^6 - 10^8/\mathrm{s}$, za prepovedane pa okoli $\sim 10^4/\mathrm{s}$. Karakteristični (naravni) razpadni čas gornjega stanja vpeljemo kot $\tau = 1/A_{21}$.

Zaradi končnega življenjskega časa ima vzbujeno stanje končno spektralno širino. Najpogosteje je atomska spektralna črta kar Lorentzove oblike z vrhom pri ω_0 (enačba 2.22)

$$g(\omega - \omega_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2}. \tag{5.22}$$

Funkcija $g(\omega)$ je normirana

$$\int_{-\infty}^{\infty} g(\omega)\, d\omega = 1, \tag{5.23}$$

za grobe ocene pa funkcijo g aproksimiramo tudi s pravokotnikom širine 2γ in višine $1/2\gamma$.

Absorpcija

Absorpcija fotona je prehod, pri katerem se foton z ustrezno energijo absorbira, atom pa preide iz nižjega stanja v višje (slika 5.2 c). Verjetnost za prehod na časovno enoto r_{12} je sorazmerna spektralni gostoti energije polja $u(\omega)$, to je energiji na enoto volumna in frekvenčni interval, pri frekvenci prehoda ω_0. Sorazmernostni koeficient označimo z B_{12} in dobimo

$$r_{12} = B_{12} u(\omega_0). \tag{5.24}$$

To je enostavno razumeti. Več kot je fotonov v votlini pri frekvenci, ki je v bližini frekvence prehoda, več fotonov se bo absorbiralo in večja je verjetnost za prehod atoma v višje stanje. Pri absorpciji se seveda število fotonov v enem od stanj polja pri frekvenci ω_0 zmanjša za ena.

Stimulirano sevanje

Tretji pojav je prehod atoma iz višjega stanja v nižje zaradi interakcije s poljem. Temu procesu pravimo stimulirano sevanje ali stimulirana emisija. Tudi verjetnost za stimuliran prehod na časovno enoto r_{21} je sorazmerna s spektralno gostoto energije polja pri frekvenci prehoda ω_0

$$r_{21} = B_{21} u(\omega_0). \tag{5.25}$$

Slika 5.3: Pri izračunu verjetnosti za absorpcijo in stimulirano emisijo je pomembno, ali je spekter gostote elektromagnetnega polja $u(\omega)$ bistveno širši (a) ali bistveno ožji (b) od širine atomske spektralne črte $g(\omega-\omega_0)$.

V tem primeru smo sorazmernostni koeficient označili z B_{21}. Kadar pride do stimuliranega sevanja, se število atomov v vzbujenem stanju zmanjša, število fotonov v stanju, ki je prehod povzročilo, pa se poveča za ena. Izsevana svetloba ima enako fazo, frekvenco, polarizacijo in smer potovanja kot vpadla. Tipične vrednosti parametra so $B_{21} \sim 10^{16} - 10^{20}\ \mathrm{m^3/Js^2}$.

Preden nadaljujemo, se še nekoliko pomudimo pri izrazih za absorpcijo (enačba 5.24) in stimulirano emisijo (enačba 5.25). Zapisani enačbi veljata le, kadar je spektralna gostota elektromagnetnega polja $u(\omega)$ preko celotne spektralne širine prehoda približno konstantna (slika 5.3 a). To je gotovo res, če obravnavamo sevanje v votlini, ki je v termičnem ravnovesju (črno telo).

V splošnem primeru, ko se spekter vpadne svetlobe spreminja v območju frekvence prehoda, moramo sešteti prispevke po ozkih frekvenčnih intervalih

$$r_{12} = B_{12} \int g(\omega-\omega_0)\, u(\omega)\, d\omega. \tag{5.26}$$

Gornji zapis preverimo na primeru spektra črnega telesa, ki se ne spreminja dosti v območju prehoda. Takrat $u(\omega)$ postavimo pred integral in po pričakovanju dobimo znano zvezo (enačba 5.24).

Če pa na atome svetimo s svetlobo s spektrom, ki je ozek v primerjavi s spektralno širino prehoda (na primer iz laserskega resonatorja), je verjetnost za prehod odvisna tudi od tega, kako blizu centralne frekvence prehoda je frekvenca vpadne svetlobe (slika 5.3 b). Naj bo $w_{\omega R}$ gostota energije monokromatske svetlobe s frekvenco ω_R. Verjetnost za absorpcijo na časovno enoto je potem

$$r_{12} = B_{12} g(\omega_R-\omega_0)\, w_{\omega R}. \tag{5.27}$$

Koeficiente A_{21}, B_{12} in B_{21}, s katerimi smo opisali spontano sevanje, absorpcijo in stimulirano emisijo je prvi vpeljal Einstein[3], zato jih imenujemo tudi Einsteinovi koeficienti. Poglejmo si jih podrobneje.

Einsteinovi koeficienti

Vpeljimo zasedenost stanj, ki pove število atomov v določenem stanju. Ker obravnavamo preproste modele atomov z zgolj dvema stanjema, zapišemo samo dve zasedenosti. Naj bo N_1 zasedenost nižjega stanja, N_2 zasedenost višjega stanja, skupno število atomov pa $N = N_1 + N_2$. V prisotnosti svetlobe se bo število atomov v spodnjem in zgornjem stanju v splošnem spreminjalo, skupno število pa se bo ohranjalo.

[3] Nemški fizik in nobelovec Albert Einstein, 1879–1955.

Obravnavajmo termično ravnovesje, ko je spekter svetlobe bistveno širši od širine atomskega prehoda (slika 5.3 a), tako da lahko uporabljamo enačbi (5.24) in (5.25). Zasedenost višjega nivoja se zmanjšuje zaradi spontanih in stimuliranih prehodov v nižje stanje, povečuje pa se zaradi absorpcije. To zapišemo z enačbo

$$\frac{dN_2}{dt} = -A_{21}N_2 - r_{21}N_2 + r_{12}N_1 = -A_{21}N_2 - B_{21}u(\omega_0)N_2 + B_{12}u(\omega_0)N_1. \tag{5.28}$$

Zaradi ohranitve skupnega števila atomov velja

$$\frac{dN_1}{dt} = \frac{-dN_2}{dt}. \tag{5.29}$$

V termičnem ravnovesju sta zasedenosti konstantni, tako da lahko zapišemo

$$\frac{dN_1}{dt} = A_{21}N_2 + B_{21}u(\omega_0)N_2 - B_{12}u(\omega_0)N_1 = 0. \tag{5.30}$$

Vemo tudi, da v termičnem ravnovesju za zasedenosti N_1 in N_2 velja Boltzmannova porazdelitev

$$\frac{N_2}{N_1} = e^{-\beta(E_2-E_1)} = e^{-\beta\hbar\omega_0}, \tag{5.31}$$

kjer je $\beta = 1/k_BT$. Izrazimo spektralno gostoto $u(\omega)$ iz enačbe (5.30)

$$u(\omega_0) = \frac{A_{21}}{B_{12}\frac{N_1}{N_2} - B_{21}} \tag{5.32}$$

in uporabimo enačbo (5.31), da dobimo

$$u(\omega_0) = \frac{A_{21}/B_{12}}{e^{\beta\hbar\omega_0} - B_{21}/B_{12}}. \tag{5.33}$$

Po drugi strani pa vemo, da je v termičnem ravnovesju spektralna gostota energije sevanja $u(\omega)$ kar enaka termični Planckovi gostoti $u_T(\omega_0)$ (enačba 5.19). Iz primerjave obeh zapisov ugotovimo, da morata biti koeficienta B_{21} in B_{12} enaka, med A_{21} in B_{12} pa velja zveza

$$\boxed{A_{21} = \frac{\hbar\omega^3}{\pi^2c^3}B_{12} \qquad \text{in} \qquad B_{12} = B_{21}.} \tag{5.34}$$

Koeficient pred B_{12} je ravno enak gostoti stanj elektromagnetnega polja $\rho(\omega)$ (enačba 5.6), pomnoženi z energijo fotona $\hbar\omega$. Videli bomo, da to ni slučaj, saj to izhaja iz verjetnosti za prehod v kvantni elektrodinamiki (poglavje 5.10). Pozoren bralec je lahko tudi opazil, da je z enačbo (5.33), ki smo jo dobili le z uporabo Boltzmannove porazdelitve za atome, že določena oblika Planckove formule, ne da bi karkoli rekli o fotonih.

★ Zveza $B_{12} = B_{21}$ velja le v primeru nedegeneriranih stanj. V realnih sistemih pa so stanja pogosto degenerirana. Takrat je treba gornje enačbe ustrezno popraviti in dobimo

$$\frac{B_{21}}{B_{12}} = \frac{g_1}{g_2}, \tag{5.35}$$

pri čemer g_1 in g_2 označujeta degeneriranost stanj.

5.4 Absorpcijski koeficient

Naj na izbran volumen plina vpada snop svetlobe s frekvenco ω, ki je blizu frekvence atomskega prehoda ω_0. Gostota vpadnega energijskega toka je $j_\omega = w_\omega c$ (enačba 1.33), pri čemer je w_ω gostota energije. Obravnavajmo primer, ko je spekter vpadnega snopa ozek v primerjavi s širino atomskega prehoda (slika 5.3 b). V tej obliki zapisane enačbe bodo bolj priročne pozneje pri obravnavi laserja. Privzemimo še, da je stanje stacionarno.

Ko svetlobni snop vpade na plast plina debeline dz, se gostota energijskega toka zmanjša zaradi absorpcije in hkrati poveča zaradi stimulirane emisije (slika 5.4). Spontano sevanje, ki je seveda tudi prisotno, lahko zanemarimo, saj bo svetloba izsevana na vse strani enakomerno in le majhen del bo izsevan v smeri snopa. Sprememba energije snopa na enoto časa je enaka razliki med številom absorpcij in stimuliranih prehodov na enoto časa, pomnoženih z energijo fotona[4]

$$dP = r_{12}\frac{(N_2 - N_1)}{V}\hbar\omega S dz = B_{21} g w_\omega \frac{(N_2 - N_1)}{V}\hbar\omega S dz, \tag{5.36}$$

pri čemer smo verjetnost z prehod izrazili iz enačbe (5.27).

Slika 5.4: K absorpciji svetlobe v plasti atomov

S S smo označili presek snopa, z V pa volumen plina. Gostota toka se potem spreminja kot

$$dj = \frac{(N_2 - N_1)}{V} B_{21} g \frac{\hbar\omega}{c} j_\omega dz. \tag{5.37}$$

Priročno je vpeljati presek za absorpcijo

$$\sigma(\omega) = \frac{B_{21} g\hbar\omega}{c}. \tag{5.38}$$

Z njim se izraz (5.37) poenostavi v

$$\boxed{\frac{dj}{dz} = \frac{N_2 - N_1}{V}\sigma(\omega) j.} \tag{5.39}$$

Navadno imamo opravka s plinom, ki je blizu termičnega ravnovesja, zato je $N_2 < N_1$ in je dj negativen. V tem primeru pride do absorpcije z absorpcijskim koeficientom μ. Zapišemo

$$\frac{dj}{j} = -\mu dz \qquad \text{in} \qquad \mu(\omega) = \frac{N_1 - N_2}{V} B_{21} g \frac{\hbar\omega}{c} = \frac{N_1 - N_2}{V}\sigma(\omega). \tag{5.40}$$

Tako smo makroskopski koeficient absorpcije v plinu atomov povezali z Einsteinovim koeficientom B_{21} in presekom za absorpcijo. Tipične velikosti presekov so $\sigma \sim 10^{-22} - 10^{-16}$ m^2.

★ Energija se pri absorpciji na plinu dvonivojskih atomov seveda ne izgublja, temveč le siplje. Atom, ki je prešel v vzbujeno stanje, se s spontano emisijo vrne nazaj v osnovno, svetloba pa se izseva na vse strani – se siplje.

[4] Za poenostavitev tukaj pišemo obliko atomske spektralne črte kot g, pri čemer je to Lorentzova krivulja okoli osrednje frekvence ω_0.

5.5 Nasičenje absorpcije

Čeprav je videti izraz za zmanjševanje gostote svetlobnega toka pri prehodu skozi absorbirajoči plin (enačba 5.40) preprost, ga ni mogoče enostavno integrirati, saj je μ odvisen od gostote energijskega toka. Pri dovolj velikem svetlobnem toku namreč z absorpcijo znaten delež atomov preide v višje stanje, zato se zmanjša razlika $N_1 - N_2$, posledično se zmanjša tudi absorpcijski koeficient. Takrat se absorpcija v plinu nasiti in pojavu pravimo nasičenje absorpcije.

Naj na plin vpada snop monokromatske svetlobe. Atomi v plinu prehajajo med nivoji zaradi absorpcije, spontane in stimulirane emisije. Podobno kot smo zapisali termično ravnovesje v primeru širokega spektra (enačba 5.30), zapišemo stacionarno enačbo za naš primer

$$\frac{dN_1}{dt} = A_{21}N_2 + B_{21}\, g\,(N_2 - N_1)\frac{j}{c} = 0, \tag{5.41}$$

pri čemer smo za verjetnost za prehod vzeli enačbo (5.27) in upoštevali $w = j/c$. Zasedenost višjega stanja N_2 lahko izrazimo s celotnim številom atomov N in razliko zasedenosti

$$N_2 = \frac{1}{2}N + \frac{1}{2}(N_2 - N_1). \tag{5.42}$$

S tem lahko izračunamo razliko zasedenosti

$$N_2 - N_1 = -\frac{N}{1 + 2\frac{Bg}{cA}j}. \tag{5.43}$$

Pri majhni gostoti toka j so praktično vsi atomi v osnovnem stanju in prispevajo k absorpciji. Pri velikih gostotah toka pa imenovalec gornjega izraza močno naraste, razlika zasedenosti gre proti nič in absorpcija se zmanjšuje. Ko drugi člen v imenovalcu (enačba 5.43) doseže vrednost 1, pravimo, da gostota energijskega toka doseže vrednost saturacijske gostote. Zapišemo jo kot

$$j_s(\omega) = \frac{cA_{21}}{2B_{21}g} = \frac{\hbar\omega^3}{2\pi^2c^2g}, \tag{5.44}$$

pri čemer smo upoštevali zvezo med koeficientoma A_{21} in B_{21} (enačba 5.34). Kot vidimo, je saturacijska gostota odvisna le od frekvence vpadnega valovanja in širine atomskega prehoda. Za črto z valovno dolžino 600 nm in širino 10^8 Hz znaša saturacijska gostota svetlobnega toka okoli 20 mW/cm^2. Tako veliko gostoto svetlobnega toka je v tako ozkem frekvenčnem intervalu z običajnimi svetili praktično nemogoče doseči, medtem ko jo iz laserjev dobimo z lahkoto. Izraz za razliko zasedenosti stanj lahko zdaj zapišemo v preglednejši obliki

$$N_2 - N_1 = -\frac{N}{1 + \frac{j}{j_s(\omega)}}. \tag{5.45}$$

Vstavimo gornji izraz v enačbo za zmanjševanje gostote toka (enačba 5.39) in dobimo

$$\boxed{dj = -\frac{\mu_0}{1 + \frac{j}{j_s}}\, j\, dz,} \tag{5.46}$$

kjer je

$$\mu_0 = \frac{NB_{21}\, g\,\hbar\omega}{Vc} = \frac{N}{V}\sigma \tag{5.47}$$

absorpcijski koeficient pri majhnih gostotah vpadnega toka.

Slika 5.5: Pojemanje gostote svetlobnega toka v absorbirajočem plinu

Enačbo brez težav integriramo in dobimo

$$\ln \frac{j}{j_0} + \frac{1}{j_s}(j - j_0) = -\mu_0 z, \tag{5.48}$$

kjer smo z j_0 označili začetno gostoto toka.

Kadar je ta dosti manjša od j_s, lahko drugi člen v gornji enačbi zanemarimo in dobimo navadno eksponentno pojemanje

$$j = j_0 e^{-\mu_0 z}. \tag{5.49}$$

Pri zelo velikih vpadnih gostotah pa lahko zanemarimo prvi člen in pride do linearnega zmanjševanja gostote svetlobnega toka

$$j = j_0 - \mu_0 j_s z = j_0 - \frac{N}{2V} A\hbar\omega z. \tag{5.50}$$

V primeru močnega vpadnega toka je zasedenost osnovnega in vzbujenega nivoja skoraj enaka in absorpcija je omejena s tem, kako hitro se lahko atomi vračajo v osnovno stanje preko spontanega sevanja, kar je razvidno tudi iz zadnje oblike zapisa (enačba 5.50).

5.6 Optično ojačevanje

V prejšnjih razdelkih smo obravnavali prehod svetlobe skozi dvonivojski plin. V primeru termičnega ravnovesja je zgornji nivo manj zaseden od spodnjega in v plinu pride do absorpcije svetlobe. Če pa nekako dosežemo primer, da je $N_2 > N_1$, se bo snop svetlobe pri prehodu skozi tako pripravljen plin ojačeval. Takemu primeru pravimo stanje obrnjene zasedenosti. Tako stanje seveda ni v termičnem ravnovesju in ga je treba vzdrževati z dovajanjem energije plinu. Dovajanju energije v sistem pravimo tudi črpanje. Načinov, kako dosežemo obrnjeno zasedenost s črpanjem je veliko. Oglejmo si nekaj primerov.

V plinih je najpogostejši način vzbujanja z električnim tokom. Elektroni, ki so glavni nosilci toka, se zaletavajo v atome ali ione in jih vzbujajo na višje nivoje, pri čemer lahko pride do obrnjene zasedenosti med nekim parom nivojev. Primer takega laserja je argonski ionski laser.

Pogost proces v plinih je tudi prenos energije med atomi s trki. Vzamemo mešanico dveh plinov, pri katerih se nek nivo enih atomov ujema po energiji z nekim nivojem drugih atomov. Vzbujen atom prve vrste lahko pri trku preda energijo brez sevanja atomu druge vrste, ki iz osnovnega stanja preide v ustrezen višji nivo. Če je pod tem nivojem še drugo vzbujeno stanje, bomo med njima dobili obrnjeno zasedenost, kadar je življenjski čas gornjega nivoja daljši od spodnjega. Primer takega laserja je He-Ne laser.

V trdnih neprevodnih kristalih sta v optičnem področju absorpcija in sevanje pri določeni valovni dolžini navadno posledica primesi. Obrnjeno zasedenost para nivojev primesi največkrat dobimo tako, da kristal obsevamo s svetlobo s frekvenco, ki ustreza prehodu na nek nivo nad izbranim parom. Primera takega laserja sta Nd:YAG in Ti:safir laser. Tak način optičnega črpanja deluje tudi v laserjih na organska barvila.

V polprevodnikih dosežemo obrnjeno zasedenost med prevodnim in valenčnim pasom z vbrizgavanjem elektronov in vrzeli v območje p-n spoja z električnim tokom v prevodni smeri. Možen mehanizem vzbujanja so tudi kemične reakcije. Po reakciji lahko produkti ostanejo v vzbujenem stanju in lahko dobimo obrnjeno zasedenost med paroma stanj.

Bolj podrobno si bomo nekaj teh mehanizmov ogledali na konkretnih laserjih (poglavje 7). Zaenkrat si kot primer oglejmo model optičnega črpanja plina atomov s tremi stanji.

5.7 Optično črpanje trinivojskega sistema

Naj imajo atomi poleg osnovnega stanja z energijo E_0, označimo ga $|0\rangle$, še dve vzbujeni stanji z energijo E_1 (stanje $|1\rangle$) in energijo $E_2 > E_1$ (stanje $|2\rangle$). Na plin svetimo s svetlobo, ki vzbuja atome iz stanja $|0\rangle$ v stanje $|2\rangle$, pri čemer je lahko spektralna gostota u_p črpalne svetlobe široka. Poleg tega naj se po plinu širi še monokromatska svetloba s frekvenco ω blizu frekvence prehoda ω_0 med stanjema $|1\rangle$ in $|2\rangle$ z gostoto energije w. Ugotoviti želimo, pri kakšnih pogojih lahko dosežemo obrnjeno zasedenost med stanjema $|1\rangle$ in $|2\rangle$ in s tem ojačevanje svetlobe okoli frekvence ω_0 (slika 5.6 b).

Slika 5.6: Shema energijskih nivojev trinivojskega sistema in oznake koeficientov prehoda med njimi (a). V plinskih laserjih imamo navadno stanje obrnjene zasedenosti med drugim in prvim vzbujenim stanjem (b), v navadnih trdninskih laserjih (npr. rubinskem) pa med prvim vzbujenim in osnovnim stanjem (c). Pogosto so laserji štirinivojski (d).

★ Trinivojski laserski sistem na sliki (5.6 b) je pravzaprav poseben primer bolj realističnega štirinivojskega sistema, pri katerem gornji črpalni nivo sovpada z gornjim laserskim nivojem. Sicer se tretji vzbujeni nivo, v katerega črpamo, praviloma zelo hitro prazni v drugega vzbujenega, od tam pa počasi v prvega vzbujenega, kot kaže slika (5.6 d). Obravnava štirinivojskih sistemov je bolj zapletena kot obravnava trinivojskih sistemov, ki za opis delovanja laserjev povsem zadošča. Podrobneje bomo štirinivojske sisteme predstavili na konkretnih laserskih primerih (poglavje 7).

Zapišimo enačbe za spreminjanje zasedenosti posameznih stanj. Osnovno stanje $|0\rangle$ se prazni zaradi absorpcije črpalne svetlobe in polni zaradi spontanih prehodov iz stanj $|1\rangle$ in $|2\rangle$, stimulirane prehode iz stanja $|2\rangle$ pa bomo zanemarili. Zasedenost stanja $|2\rangle$ se povečuje zaradi absorpcije s spodnjih nivojev in zmanjšuje zaradi spontanega in stimuliranega sevanja. Srednje stanje se polni s stimuliranimi in spontanimi prehodi iz stanja $|2\rangle$ in prazni zaradi absorpcije v $|2\rangle$ in spontanih prehodov v $|0\rangle$. Pri tem velja, da je vsota vseh treh zasedenosti enaka številu vseh atomov: $N_0 + N_1 + N_2 = N$. Zasedbene enačbe so tako

$$\frac{dN_0}{dt} = -rN_0 + A_{20}N_2 + A_{10}N_1 \tag{5.51}$$

$$\frac{dN_1}{dt} = -A_{10}N_1 + B_{21}\,g\,w\,(N_2 - N_1) + A_{21}N_2 \tag{5.52}$$

$$\frac{dN_2}{dt} = rN_0 - A_{20}N_2 - A_{21}N_2 - B_{21}\,g\,w\,(N_2 - N_1), \tag{5.53}$$

pri čemer predpostavili, da je $N_0 \approx N \gg N_1, N_2$ in zato lahko črpanje $B_{20}\,u_p(N_0 - N_2)$, ki je praktično konstantno, zapisali s koeficientom r. Mehanizem črpanja smo tako skrili v r in prav nič ni pomembno, na kakšen način poteka.

Zanima nas stacionarno stanje, ko so vsi trije časovni odvodi enaki nič. Tako iz druge enačbe sistema (enačba 5.52) sledi

$$B_{21}\,g\,w\,N_2 + A_{21}N_2 = B_{21}\,g\,w\,N_1 + A_{10}N_1 \tag{5.54}$$

in

$$N_2 = \frac{B_{21}\,g\,w + A_{10}}{B_{21}\,g\,w + A_{21}} N_1. \tag{5.55}$$

Brez škode lahko zanemarimo tudi spontano sevanje iz stanja $|2\rangle$ v osnovno stanje. Tako iz prve enačbe sistema (5.51) dobimo

$$N_1 = \frac{rN}{A_{10}} \tag{5.56}$$

in zapišemo razliko zasedenosti kot

$$N_2 - N_1 = \left(\frac{N_2}{N_1} - 1\right) N_1 = \frac{A_{10} - A_{21}}{A_{21} + B_{21} g\,w}\,\frac{rN}{A_{10}}. \tag{5.57}$$

Iz gornje enačbe sledi, da pride do obrnjene zasedenosti, če je $A_{10} > A_{21}$, torej kadar je razpadni čas stanja $|1\rangle$ krajši kot razpadni čas stanja $|2\rangle$. Tak rezultat smo seveda lahko pričakovali.

V praktični primerih navadno velja $A_{10} \gg A_{21}$. Ob upoštevanju zveze $j = wc$ povežemo razliko zasedenosti z gostoto vpadnega svetlobnega toka

$$N_2 - N_1 = \frac{rN}{A_{21}}\,\frac{1}{1 + \frac{B_{21} g j}{c A_{21}}} = \frac{rN}{A_{21}}\,\frac{1}{1 + j/j_s}. \tag{5.58}$$

Konstante $cA_{21}/B_{21}g$ smo pospravili v j_s, ki ga bomo imenovali saturacijska gostota svetlobnega toka.

★ Vidimo, da je dobljen izraz za saturacijsko gostoto toka v trinivojskem sistemu zelo podoben saturacijski gostoti za dvonivojski sistem (enačba 5.44), razlikujeta se le v faktorju 2. Do te razlike pride zaradi različnega števila stanj, saj pogoj $N_1 + N_2 = N$ v trinivojskem sistemu ne velja.

Poglejmo zdaj, kaj se ob vpadu na plast trinivojskega plina zgodi s svetlobo, ki ima frekvenco ω in gostoto svetlobnega toka $j = wc$. Račun je zelo podoben računu pri absorpciji (enačba 5.37). Zapišemo spremembo gostote toka na debelini dz

$$dj = \frac{(N_2 - N_1)}{V} B_{21} g \frac{\hbar\omega}{c} j dz, \tag{5.59}$$

pri čemer gostota toka $j = wc$ nastopa tudi v izrazu za razliko zasedenosti (enačba 5.58). Če to upoštevamo, dobimo diferencialno enačbo za gostoto toka

$$\frac{1}{j}\left(1 + \frac{j}{j_s}\right) dj = G dz \tag{5.60}$$

oziroma

$$dj = \frac{G}{1 + \frac{j}{j_s}} j dz, \tag{5.61}$$

ki je spet zelo podobna enačbi za absorpcijo (enačba 5.46). Z G smo označili t.i. koeficient ojačanja pri majhnih vpadnih gostotah toka. Podan je z

$$G = \frac{rNB_{21}\hbar\omega g}{VcA_{21}} = \frac{N}{V}\frac{r}{A}\sigma, \tag{5.62}$$

pri čemer smo koeficient ojačanja izrazili s presekom za stimulirano sevanje σ. Rešitev diferencialne enačbe je prikazana na sliki (5.7).

Slika 5.7: Naraščanje gostote svetlobnega toka pri optičnem ojačanju

Obnašanje gostote svetlobnega toka ima, tako kot pri absorpciji, dva režima. Pri majhnih gostotah toka $j \ll j_s$ je naraščanje eksponentno

$$j(z) = j_0 e^{Gz}. \tag{5.63}$$

Pri velikih gostotah toka pride do nasičenja in gostota svetlobnega toka linearno narašča

$$j(z) = j_0 + j_s G z. \tag{5.64}$$

V tem primeru je gostota toka dovolj velika, da vsi atomi, ki jih s črpanjem spravimo v najvišje stanje, preidejo v stanje $|1\rangle$ s stimuliranim sevanjem. Pri konstantnem črpanju je tedaj linearno naraščanje gostote toka razumljivo.

Pomudimo se še malo pri preseku za stimulirano sevanje σ (enačba 5.62). Opazimo, da je ta presek enak preseku za absorpcijo (enačba 5.38) dvonivojskega sistema. Presek za stimulirano sevanje je tako odvisen od frekvence in je sorazmeren vrednosti atomske spektralne črte pri frekvenci prehoda. Za He-Ne laser, ki deluje pri valovni dolžini 633 nm in ima širino prehoda $\Delta\omega \sim 10$ GHz, znaša tako $\sigma \sim 10^{-16}$ m^2, za Nd:YAG pri 1064 nm in širini prehoda $\Delta\omega \sim 900$ GHz pa $\sigma \sim 10^{-22}$ m^2. Zaradi različnih presekov, različnih gostot atomov in različnih načinov črpanja se koeficienti ojačanja v večnivojskih sistemih med seboj precej razlikujejo. Primere laserjev bomo sicer podrobneje obravnavali v nadaljevanju, zaenkrat povejmo le, da je tipičen koeficient ojačanja v He-Ne laserju z dolžino $L = 0,5$ m enak $GL \sim 1,015$, v Nd:YAG laserju z dolžino ojačevalnega sredstva $L = 10$ cm pa $GL \sim 50$. Pri prvem laserju je sicer velik presek za stimulirano sevanje, vendar je gostota atomov v obrnjeni zasedenosti razmeroma majhna. V drugem primeru pa močno črpanje prevlada nad majhnim presekom in pride do močnega ojačanja.

5.8 Homogena in nehomogena razširitev spektralne črte

Doslej smo predpostavili, da svetijo vsi atomi obravnavane snovi pri isti frekvenci ω_0 in z isto spektralno širino, ki smo jo popisali s funkcijo $g(\omega - \omega_0)$, z vrhom pri ω_0. Če to drži, pravimo, da je razširitev spektralne črte homogena. Primera homogene razširitve sta naravna širina in razširitev zaradi trkov med atomi. Funkcija $g(\omega - \omega_0)$ je v tem primeru Lorentzove oblike

$$g(\omega - \omega_0) = \frac{1}{\pi} \frac{\gamma}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2} \tag{5.65}$$

s širino črte $\Delta\omega_L = 2\gamma$ (glej sliko 2.4).

Spektralna črta je lahko razširjena tudi zato, ker vsi atomi ne svetijo pri povsem enaki frekvenci. Tedaj govorimo o nehomogeni razširitvi. Najpomembnejši primer nehomogene razširitve je Dopplerjeva razširitev v plinu. Atomi plina vedno sevajo pri praktično isti frekvenci, vendar jih zaradi gibanja opazovalec v mirujočem (laboratorijskem) sistemu v skladu z Dopplerjevim pojavom zazna pri različnih frekvencah. Tako so opazovane frekvence posameznih atomov ω odvisne od hitrosti v atoma glede na smer opazovanja. Zapišemo jih kot

$$\omega = \omega_0 - \frac{v}{c}\omega_0 = \omega_0 - k_0 v. \tag{5.66}$$

Označimo z $\mathcal{N}(v)$ porazdelitev gostote atomov po hitrostih, pri čemer se omejimo le na premikanje v smeri opazovanja. V termičnem ravnovesju je $\mathcal{N}(v)$ Maxwellova porazdelitev

$$\mathcal{N}(v) = \frac{N}{V}\left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{1/2} e^{-\frac{mv^2}{2k_B T}}, \tag{5.67}$$

kjer je m masa posameznega atoma. Porazdelitev atomov po frekvencah izračunamo tako, da hitrost izrazimo iz enačbe (5.66), pri čemer dobljeno funkcijo $g_D(\omega - \omega_0)$ normiramo. Sledi

$$\boxed{g_D(\omega - \omega_0) = \frac{c}{\omega_0}\left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{1/2} e^{-\frac{mc^2}{2k_B T}\frac{(\omega-\omega_0)^2}{\omega_0^2}}.} \tag{5.68}$$

Dopplerjeva razširitev v plinu je torej Gaussove oblike. Njena širina pri polovični višini[5] je

$$\Delta\omega_D = 2\sqrt{\frac{2k_B T \ln 2}{mc^2}}\,\omega_0. \tag{5.69}$$

[5] To širino imenujemo FWHM – *Full width at half maximum.*

Naloga 5.8.1 Izpelji obliko nehomogeno razširjene črte za Dopplerjevo razširitev (enačba 5.68) in pokaži, da je njena širina podana z enačbo (5.69).

Izračunajmo Dopplerjevo razširitev na primeru He-Ne laserja. Za prehod atoma neona pri 632,8 nm in temperaturi 300 K dobimo $\Delta\omega_D = 8 \times 10^9$ Hz. Dejanske izmerjene vrednosti širine črte za He-Ne laser znašajo okoli 10 GHz, kar je znatno več od naravne širine črte (7,5 MHz). Še bolj izrazite so nehomogene razširitve v trdninskih laserjih. V Nd:YAG laserju je naravna širina le okoli 1 kHz, celotna širina črte pa 900 GHz. Nehomogena razširitev zaradi Dopplerjevega pojava v redkem plinu ali zaradi nehomogenosti v trdnih snoveh je tako kar nekaj redov velikosti večja od homogene naravne širine in razširitve zaradi trkov.

★ Pri nehomogenih razširitvah bi za bolj natančen izračun morali upoštevati tudi naravno širino posameznega atoma. To bi zapisali s konvolucijo Lorentzove in Gaussove funkcije in dobili tako imenovan Voigtov profil[6], ki pa ga ne moremo preprosto analitično zapisati.

5.9 *Nasičenje nehomogeno razširjene absorpcijske črte

V razdelku (5.5) smo obravnavali nasičenje absorpcije pri homogeno razširjenem prehodu. Pri nasičenju absorpcije, kadar prevladuje nehomogena razširitev, nastopijo pomembni novi pojavi, zato si to podrobneje oglejmo.

Naj na dvonivojski plin vpada močan snop monokromatske svetlobe s frekvenco ω_S, ki je blizu osrednje frekvence ω_0 Dopplerjevo razširjene črte. S svetlobo lahko sodeluje le skupina atomov, pri kateri se Dopplerjevo premaknjena frekvenca od ω_S ne razlikuje več kot za homogeno širino, ki jo opisuje funkcija $g(\omega - \omega_S)$. Zato ne moremo zapisati zasedbenih enačb za vse atome hkrati, ampak le za tiste, ki imajo hitrost med v in $v + dv$ in ki absorbirajo svetlobo pri frekvenci $\omega_0 - kv$.

Naj bosta $\mathcal{N}_1(v)$ in $\mathcal{N}_2(v)$ hitrostni porazdelitvi atomov v osnovnem in vzbujenem stanju. Gostota $\mathcal{N}_2(v)$ se spreminja podobno kot celotna zasedenost v homogenem primeru (enačba 5.28)

$$\frac{d\mathcal{N}_2(v)}{dt} = -A\mathcal{N}_2(v) - Bg(\omega_S - \omega_0 + kv)\frac{j}{c}[\mathcal{N}_2(v) - \mathcal{N}_1(v)], \tag{5.70}$$

kjer je j gostota vpadnega svetlobnega toka. Upoštevali smo, da je zaradi Dopplerjevega pojava prehod premaknjen k frekvenci $\omega_0 - kv$. Velja tudi

$$\mathcal{N}_1(v) + \mathcal{N}_2(v) = \mathcal{N}(v) \tag{5.71}$$

in

$$\frac{d\mathcal{N}_2(v)}{dt} = -\frac{d\mathcal{N}_1(v)}{dt}. \tag{5.72}$$

Vpeljimo $\mathcal{Z}(v) = \mathcal{N}_1(v) - \mathcal{N}_2(v)$. Podobno kot v enačbi (5.42) zapišemo

$$\mathcal{N}_2(v) = 1/2\mathcal{N}(v) - 1/2\mathcal{Z}(v) \tag{5.73}$$

in dobimo

$$\dot{\mathcal{Z}}(v) = -A\mathcal{Z}(v) + A\mathcal{N}(v) - 2Bg(\omega_S - \omega_0 + kv)\frac{j}{c}\mathcal{Z}(v). \tag{5.74}$$

[6] Nemški fizik Woldemar Voigt, 1850–1919.

V stacionarnem stanju je

$$\mathscr{Z}(v) = \frac{\mathscr{N}(v)}{1+\frac{2B}{Ac}g(\omega_S-\omega_0+kv)j}. \tag{5.75}$$

Če je nasičenje majhno, lahko imenovalec v gornji enačbi razvijemo

$$\mathscr{Z}(v) \approx \mathscr{N}(v)\left(1-\frac{2B}{Ac}g(\omega_S-\omega_0+kv)j\right). \tag{5.76}$$

Porazdelitev $\mathscr{Z}(v)$je podobna nemoteni porazdelitvi atomov po hitrosti $\mathscr{N}(v)$, le da je pri hitrosti $v=(\omega_0-\omega_S)/k$ zmanjšana zaradi vpliva vpadne svetlobe, ki jo atomi s to hitrostjo lahko absorbirajo in s tem prehajajo v gornje stanje. V porazdelitvi atomov tako nastane vdolbina, pravimo ji tudi Bennettova vdolbina[7], (slika 5.8). Širina vdolbine je določena s homogeno širino prehoda, to je s funkcijo $g(\omega_S-\omega_0+kv)$, globina pa z gostoto vpadnega toka j.

Slika 5.8: Porazdelitev atomov po hitrosti v osnovnem stanju, kjer zaradi absorbirane svetlobe nastane Bennettova vdolbina. Podobno obliko ima tudi absorpcijski koeficient.

Zapišimo še absorpcijski koeficient za šibko vpadno valovanje pri frekvenci ω'. Upoštevati moramo, da k absorpciji prispevajo vsi atomi, katerih hitrost je taka, da je prehod dovolj blizu ω'. Absorpcijski koeficient potem izračunamo s seštevanjem po porazdelitvi $\mathscr{Z}(v)$ (enačba 5.40)

$$\mu(\omega') = \frac{\hbar\omega'}{c}\int \mathscr{Z}(v)Bg'(\omega'-\omega_0+k'v)\,dv. \tag{5.77}$$

V splošnem se funkcija g' razlikuje od funkcije g, ki nastopa v izrazu za $\mathscr{Z}$, saj sta njuni širini lahko različni. Vsekakor pa velja, da je homogena razširitev dosti manjša od Dopplerjeve širine. V prvem približku vzemimo, da lahko Lorentzovo $g'(\omega)$ nadomestimo kar z $\delta(\omega)$. Tako je absorpcijski koeficient za šibko testno svetlobo

$$\begin{aligned}\mu(\omega') &= \frac{\hbar\omega'}{k'c}B\frac{\mathscr{N}\left(\frac{\omega_0-\omega'}{k'}\right)}{1+\frac{2Bj}{Ac}g(\omega_S-\omega')} \\ &\approx \hbar B\mathscr{N}\left(\frac{\omega_0-\omega'}{k'}\right)\left(1-\frac{2Bj}{Ac}g(\omega_S-\omega')\right).\end{aligned} \tag{5.78}$$

V drugi vrstici smo uporabili približek (enačba 5.76). Odvisnost $\mu(\omega')$, ki jo izmerimo tako, da spreminjamo frekvenco testnega snopa ω', je Gaussove oblike z vdolbino pri ω_S in je podobna porazdelitvi, kot jo kaže slika (5.8).

★ Merjenje nasičenja absorpcije s testnim žarkom torej omogoča opazovanje oblike homogene črte kljub mnogo večji nehomogeni Dopplerjevi razširitvi in je zato v moderni spektroskopiji velikega pomena.

[7] Ameriški fizik William Ralph Bennett Jr., 1930–2008.

Izračunajmo še absorpcijski koeficient za prvi, močan vpadni snop, tako da v gornjem izrazu vstavimo $\omega' = \omega_S$. Vodilni člen $\mathscr{N}((\omega_0 - \omega_S)/k)$ opisuje običajno Gaussovo obliko Dopplerjevo razširjene črte, izraz v oklepaju pa da zmanjšanje absorpcije zaradi nasičenja, ki je odvisno le od vrednosti $g(0)$ in zato enako za vse ω_S. Z enim samim vpadnim snopom svetlobe torej vdolbine v absorpciji ne moremo zaznati, saj je izmerjena črta kljub nasičenju Gaussove oblike.

Namesto z dvema različnima snopoma, od katerih lahko šibkemu testnemu snopu spreminjamo frekvenco, lahko vdolbino v porazdelitvi zaznamo tudi z enim samim snopom spremenljive frekvence, ki se po prvem prehodu skozi plin odbije od ogledala in vrne v nasprotni smeri. S tem se v porazdelitvi atomov v spodnjem stanju simetrično pri hitrostih $\pm(\omega_0 - \omega_S)/k$ pojavita dve Bennettovi vdolbini (slika 5.9 a). Kadar je ω_S blizu ω_0, se vdolbini vsaj delno prekrivata, stopnja nasičenja se poveča in v krivulji za absorpcijo svetlobe se pojavi vdolbina (slika 5.9 b). Imenujemo jo Lambova vdolbina[8].

Slika 5.9: Porazdelitev atomov po hitrosti v osnovnem stanju, če svetloba prehaja skozi plin v dveh smereh (a). Če frekvenca vpadne svetlobe približno sovpada s centralno frekvenco prehoda, se obe vdolbini prekrivata in absorpcija se zmanjša (b).

Zapišimo še enačbe za ta primer. Snop povzroči spremembo zasedenosti pri prehodu skozi plin v obeh smereh, zato je sedaj

$$\mathscr{Z}(v) \approx \mathscr{N}(v)\left(1 - \frac{2Bj}{Ac}\left[g(\omega_S - \omega_0 + kv) + g(\omega_S - \omega_0 - kv)\right]\right). \tag{5.79}$$

Podobno kot prej izračunamo absorpcijski koeficient za širjenje svetlobe v pozitivni smeri

$$\begin{aligned}\mu_+(\omega_S) &= \frac{\hbar\omega}{c}B\int \mathscr{Z}(v)g(\omega_S - \omega_0 + kv)\,dv \\ &\approx \hbar B\mathscr{N}\left(\frac{\omega_S - \omega_0}{k}\right)\left(1 - \frac{2Bj}{Ac}\left[g(0) + g(2(\omega_S - \omega_0))\right]\right).\end{aligned} \tag{5.80}$$

Izmerjeni absorpcijski profil je odvisen od frekvence vpadne svetlobe in ima na sredini vdolbino, ki je zopet podobna homogeno razširjeni črti. Faktor 2 v argumentu funkcije $g(2(\omega_S - \omega_0))$ je posledica našega grobega približka, ko smo v integraciji $g(\omega_S - \omega_0 + kv)$ nadomestili kar z δ funkcijo. Natančnejši račun pokaže, da je vrh pri ω_0 kar oblike $g(\omega_S - \omega_0)$.

Naloga 5.9.1 Pokaži, da je rezultat natančnejše izpeljave absorpcijskega koeficienta

$$\mu_+(\omega_S) = \hbar B\mathscr{N}\left(\frac{\omega_S - \omega_0}{k}\right)\left(1 - \frac{Bj}{Ac}\left[g(0) + g((\omega_S - \omega_0))\right]\right). \tag{5.81}$$

Pri računu privzami, da se Dopplerjeva razširitev bistveno večja in Maxwellovo porazdelitev prestavi pred integral.

[8] Ameriški fizik in nobelovec Willis Eugene Lamb Jr., 1913–2008.

5.10 *Izpeljava verjetnosti za prehod

Verjetnosti za prehod atoma iz enega stanja v drugo s sevanjem, ki smo jih opisali s fenomenološkimi Einsteinovimi koeficienti A_{21} in B_{21} (razdelek 5.3), je mogoče izpeljati tudi drugače. Pri tem se poslužimo kvantne elektrodinamike, kar pomeni kvantno obravnavo tako atoma kot elektromagnetnega polja. Povsem strog račun je zahteven in presega okvir te knjige, zato si na kratko oglejmo le, kako pridemo do rezultata s perturbacijsko metodo.

Postavimo dvonivojski atom v votlino z elektromagnetnim poljem. Izračunajmo verjetnost, da zaradi interakcije s poljem atom preide iz stanja $|2\rangle$ v stanje $|1\rangle$, pri čemer se število fotonov v izbranem stanju elektromagnetnega polja α poveča z n_α na $n_\alpha + 1$. V vseh ostalih stanjih polja naj bo število fotonov enako nič.

Med atomom in poljem privzemimo električno dipolno interakcijo

$$\hat{H}_i = -e\hat{E}(\mathbf{r},t)\hat{x}, \tag{5.82}$$

kjer je $\hat{x}$ operator koordinate elektrona v atomu. Privzeli smo, da je nihajoče polje polarizirano v smeri osi x. Stanja celotnega sistema, to je atoma in polja, zapišemo v obliki produkta atomskih stanj in stanja elektromagnetnega polja, pri čemer moramo navesti število fotonov v vsakem nihanju votline α. Zapišemo okrajšano

$$|i, n_\alpha\rangle \equiv |i\rangle|\{n_\alpha\}\rangle. \tag{5.83}$$

Začetno stanje celotnega sistem naj bo tako $|2, n_\alpha\rangle$, kar pomeni, da je atom v gornjem stanju, polje pa ima n_α fotonov v enem samem stanju α. Ustrezno končno stanje po prehodu je $|1, n_\alpha + 1\rangle$.

V prvem redu teorije motenj je verjetnost za prehod iz začetnega v končno stanje na časovno enoto enaka

$$w_{21} = \frac{2\pi}{\hbar}|\langle 1, n_\alpha + 1|\hat{H}_i|2, n_\alpha\rangle|^2\,\delta(E_2 - E_1 - \hbar\omega_\alpha). \tag{5.84}$$

Z delta funkcijo izberemo le prehoda, pri katerih se ohranja energija.

Operator elektromagnetnega polja lahko po enačbi (5.9) razvijemo po lastnih nihanjih votline

$$\hat{E}(\mathbf{r},t) = -\frac{1}{\sqrt{V\varepsilon_0}}\sum_\alpha \hat{p}_\alpha(t)E_\alpha(\mathbf{r}), \tag{5.85}$$

kjer je $\hat{p}_\alpha$ operator gibalne količine stanja α, E_α pa funkcija, ki popisuje krajevno odvisnost polja. Vemo, da se vsako elektromagnetno nihanje votline obnaša kot harmonski oscilator. Zato lahko vpeljemo kreacijske in anihilacijske operatorje

$$\hat{a}_\alpha^\dagger = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_\alpha}}(\omega_\alpha\hat{q}_\alpha - i\hat{p}_\alpha) \tag{5.86}$$

$$\hat{a}_\alpha = \frac{1}{\sqrt{2\hbar\omega_\alpha}}(\omega_\alpha\hat{q}_\alpha + i\hat{p}_\alpha). \tag{5.87}$$

Kreacijski operatorji povečujejo, anihilacijski pa zmanjšujejo število fotonov v danem stanju

$$\hat{a}_\alpha^\dagger|n_\alpha\rangle = \sqrt{n_\alpha + 1}|n_\alpha + 1\rangle \quad \text{in} \tag{5.88}$$

$$\hat{a}_\alpha|n_\alpha\rangle = \sqrt{n_\alpha}|n_\alpha - 1\rangle. \tag{5.89}$$

Edini od nič različni matrični elementi so tako oblike

$$\langle n_\alpha + 1|\hat{a}_\alpha^\dagger|n_\alpha\rangle = \sqrt{n_\alpha + 1} \quad \text{in}$$

$$\langle n_\alpha - 1|\hat{a}_\alpha|n_\alpha\rangle = \sqrt{n_\alpha}. \tag{5.90}$$

Operatorje $\hat{p}_\alpha$ zdaj lahko izrazimo s kreacijskimi in anihilacijskimi operatorji in jih vstavimo v razvoj električnega polja (enačba 5.85). Dobimo

$$\hat{E}(\mathbf{r},t) = -i\sum_\alpha \sqrt{\frac{\hbar\omega_\alpha}{2V\varepsilon_0}}\left(\hat{a}_\alpha^\dagger - \hat{a}_\alpha\right)E_\alpha(\mathbf{r}). \tag{5.91}$$

Nadaljujemo z izračunom potrebnega matričnega elementa. Operator koordinate $\hat{x}$ deluje le na atomski del stanja, $\hat{E}$ pa le na elektromagnetno polje, zato velja

$$\begin{aligned}\langle 1, n_\alpha+1|\hat{H}_i|2,n_\alpha\rangle &= -e\,\langle 1,n_\alpha+1|\hat{E}\,\hat{x}|2,n_\alpha\rangle &(5.92)\\ &= -e\,\langle 1|\hat{x}|2\rangle\langle n_\alpha+1|\hat{E}\,|n_\alpha\rangle. &(5.93)\end{aligned}$$

Vstavimo polje, ki smo ga izrazili s kreacijskimi in anihilacijskimi operatorji (enačba 5.91), upoštevamo zvezi (5.90) in dobimo

$$\begin{aligned}\langle n_\alpha+1|\hat{E}\,|n_\alpha\rangle &= -i\sum_\beta\sqrt{\frac{\hbar\omega_\beta}{2V\varepsilon_0}}\langle n_\alpha+1|\hat{a}_\beta^\dagger - \hat{a}_\beta\,|n_\alpha\rangle E_\beta(\mathbf{r})\\ &= -i\sqrt{\frac{\hbar\omega_\alpha}{2V\varepsilon_0}}\sqrt{n_\alpha+1}\,E_\alpha(\mathbf{r}). &(5.94)\end{aligned}$$

Od vseh operatorjev v razvoju polja dobimo namreč od nič različen matrični element le za kreacijski operator za stanje α.

Vpeljimo še simbol za matrični element koordinate med atomskimi stanji $\langle 1|\hat{x}|2\rangle = x_{12}$. Iskana verjetnost za prehod iz začetnega stanja, v katerem smo imeli vzbujen atom in n_α fotonov, v končno stanje z atomom v osnovnem stanju in $n_\alpha+1$ fotonov v stanju α je tako

$$w_{21} = \frac{\pi e^2\omega_\alpha x_{12}^2}{V\varepsilon_0}(n_\alpha+1)E_\alpha^2(\mathbf{r})\,\delta(E_2-E_1-\hbar\omega_\alpha). \tag{5.95}$$

Verjetnost za prehod je sorazmerna z $n_\alpha+1$ in je od nič različna, tudi če je število kvantov polja enako nič. Tedaj imamo seveda spontano sevanje. Prispevek, ki je sorazmeren s številom že prisotnih fotonov, pa predstavlja stimulirano sevanje. Verjetnost za prehod vsebuje še kvadrat prostorske odvisnosti polja $E_\alpha^2(\mathbf{r})$. Če ne poznamo natančnega položaja atoma ali če imamo plin atomov, ki je enakomerno porazdeljen po votlini, lahko ta člen nadomestimo kar s povprečno vrednostjo. Kadar imamo stoječe valovanje, je to 1/2.

Najprej poglejmo verjetnost za spontano emisijo. Spontana emisija je možna v vsa elektromagnetna nihanja votline s pravo frekvenco. Celotno verjetnost za prehod atoma iz vzbujenega v osnovno stanje dobimo, če seštejemo verjetnosti za prehod z izsevanim fotonom v določenem stanju. Spomnimo se, da je ta verjetnost ravno enaka Einsteinovem koeficientu A_{21} (enačba 5.34)

$$A_{21} = \sum_\alpha w_{21} = \sum_\alpha \frac{\pi e^2\omega_\alpha x_{12}^2}{2V\varepsilon_0}\,\delta(E_2-E_1-\hbar\omega_\alpha). \tag{5.96}$$

Za prostorsko odvisnost polja $E^2(\mathbf{r})$ smo vzeli povprečje 1/2. Vsoto po nihanjih lahko z uporabo enačbe (5.7) spremenimo v integral in upoštevamo enačbo (5.6). Dobimo

$$A_{21} = \frac{\pi e^2 x_{12}^2}{2\hbar\varepsilon_0}\int \rho(\omega_\alpha)\omega_\alpha\,\delta(\omega_0-\omega_\alpha)\,d\omega_\alpha = \frac{e^2\omega_0^3 x_{12}^2}{2\pi\varepsilon_0\hbar c^3}. \tag{5.97}$$

Z $\omega_0 = (E_2-E_1)/\hbar$ smo označili frekvenco prehoda. S tem smo izpeljali vrednost Einsteinovega koeficienta A_{21}.

★ Pri gornjem izračunu Einsteinovega koeficienta A_{21} smo privzeli, da so vsi dipoli urejeni v smeri širjenja svetlobe. Če želimo rezultat izenačiti s koeficientom, ki smo ga vpeljali za izotropno sevanje črnega telesa, ga moramo pomnožiti s faktorjem $\langle \cos^2 \vartheta \rangle = 1/3$.

Zaradi spontanega sevanja vzbujeno atomsko stanje nikoli ni popolnoma stacionarno. Poleg tega pa energija stanja s končnim razpadnim časom ni natančno določena, zato moramo verjetnost za stimulirano sevanje (enačba 5.95) malo popraviti. Delta funkcijo energije nadomestimo s končno široko funkcijo $g(\omega - \omega_0)$, ki ima vrh pri ω_0. Zaradi spremembe integracijske spremenljivke dobimo še dodaten faktor $1/\hbar$. Tako imamo

$$w_{21} = \frac{\pi e^2 \omega_\alpha x_{12}^2}{2V\varepsilon_0 \hbar}(n_\alpha + 1) g(\omega_\alpha - \omega_0). \tag{5.98}$$

Poglejmo še Einsteinov koeficient za stimulirano sevanje B_{21}. Lahko ga izrazimo iz enačbe (5.27), če upoštevamo, da je gostota energije polja $n_\alpha \hbar \omega_\alpha / V$. Dobimo

$$B_{21} = \frac{V w_{21}}{n_\alpha \hbar \omega_\alpha g(\omega_\alpha - \omega_0)} = \frac{\pi e^2 x_{12}^2}{2\varepsilon_0 \hbar^2}. \tag{5.99}$$

Poglejmo še razmerje izračunanih Einsteinovih koeficientov iz enačb (5.97) in (5.99)

$$\frac{A_{21}}{B_{21}} = \frac{\hbar \omega_\alpha^3}{\pi^2 c^3}, \tag{5.100}$$

ki se ujema z razmerjem, ki smo ga izpeljali z uporabo Planckove formule (enačba 5.34). Prehojena pot jasno kaže zvezo med spontanim in stimuliranim sevanjem ter gostoto stanj elektromagnetnega polja.

6. Laser

Stoječe valovanje v optičnem resonatorju se obnaša kot dušeno harmonično nihalo. Iz nihala lahko napravimo oscilator, to je napravo, ki samostojno niha brez zunajega vzbujanja, če nam dano nihalo uspe povezati v povratno zvezo z ustreznim ojačevalnikom, ki pokriva izgube nihala zaradi dušenja. Primeri so ure z mehanskimi nihali, oscilatorji z električnim nihajnim krogom v elektroniki, pa vrsta glasbenih inštrumentov.

Ugotovili smo, da je ojačevanje svetlobe mogoče dobiti v sredstvu z obrnjeno zasedenostjo med dvema nivojema. Postavimo tako snov v optični resonator. Na začetku dobimo predvsem spontano sevano svetlobo, ki se odbija med zrcaloma resonatorja in se pri prehodu skozi snov ojačuje. Tako se vzbujajo nihanja resonatorja z nihajnimi frekvencami blizu frekvence atomskega prehoda, pri katerem snov ojačuje. Energija nihanj z dovolj majhnimi izgubami bo rasla, dokler se ojačevanje ne bo izenačilo z izgubami. Tak izvor svetlobe je laser. Beseda je nastala iz kratice za Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation.

Kot analogija za laser so posebno zanimiva glasbila, predvsem pihala. Vzemimo na primer klarinet. To glasbilo razdelimo na dve bistveni enoti: cev, v kateri lahko nastane stojni zvočni val, in ustnik, katerega naloga je dovajati energijo in s tem vzdrževati konstantno amplitudo nihanja.

Frekvenca stoječega vala, to je nihanja zračnega stolpca v piščali, je določena z dolžino cevi (pravzaprav le do prve odprte tonske luknjice, vendar te podrobnosti za nas niso pomembne) in s številom vozlov stoječega vala v cevi. Na gornjem koncu, pri ustniku, lahko predpostavimo, da je cev zaprta, zato imamo tam hrbet nihanja pritiska. Cev je torej zvočni resonator.

Ustnik je polobel zaključek cevi, ki ga skoraj povsem zapira ploščat, prožen jeziček. Ko glasbenik piha v ustnik, se ta trese in s tem proizvaja zvok. Če ustnik ni nataknjen na cev klarineta, je nastali zvok bolj nekakšen šum kot pa lep, dobro določen ton. Tresenje jezička je le približno periodično in vsebuje mnogo frekvenc.

Ko ustnik nataknemo na cev in pihnemo vanj, začne tresenje jezička vzbujati tiste stoječe valove v cevi, katerih frekvence so vsebovane v spektru tresenja jezička. Dokler je vzbujanje šibko, se ne zgodi nič posebnega, ko pa amplituda tlaka v cevi dovolj naraste, pride do čisto novega pojava. Nihanje tlaka v gornjem koncu cevi povratno deluje na ustnik in ga sili, da niha s frekvenco najbolj vzbujenega stoječega vala v cevi, nihanje jezička z drugimi frekvencami pa zamre. Moč pihanja gre le še v nihanje jezička s pravo frekvenco in ojačuje nihanje zračnega stolpca. S pihanjem v ustnik lahko torej zaradi povratne zveze med nihanjem jezička in nihanji zračnega stolpca v cevi vzdržujemo stoječe valovanje s konstantno amplitudo. Dovedena moč se seveda izseva kot zvok na odprtem koncu klarineta.

Vrnimo se k svetlobi in si najprej oglejmo najpreprostejši model laserja. Privzemimo, da je le eno resonatorsko nihanje tako, da njegova frekvenca sovpada s frekvenco prehoda aktivne snovi, ki jo konstantno črpamo in s tem vzdržujemo obrnjeno zasedenost. Ta privzetek v večini laserjev ni avtomatično izpolnjen, vendar je pogosto z dodatnimi elementi v resonatorju mogoče doseči, da je vzbujeno le eno nihanje, kot bomo videli nekoliko kasneje.

Slika 6.1: Osnovna shema laserja

Naj bo W energija svetlobnega valovanja v resonatorju. Zaradi izgub skozi zrcali in zaradi absorpcije in sipanja se energija na en prelet resonatorja zmanjša za

$$\Delta W_{izgube} = -\Lambda W = -[\alpha L + (1 - \frac{1}{2}\mathscr{R}_1) + \frac{1}{2}(1 - \mathscr{R}_2)]\, W \quad , \tag{6.1}$$

kjer so Λ celotne izgube, α izgube na enoto poti zaradi absoprcije in sipanja, $\mathscr{R}_1$ in $\mathscr{R}_2$ pa odbojnosti obeh zrcal. Vsaj eno od obeh zrcal mora imeti odbojnost manj od 1, če naj laser nekaj svetlobe tudi izseva.

Zaradi ojačevanja s stimuliranim sevanjem snovi z obrnjeno zasedenostjo se energija nihanja resonatorja na en prelet po enačbi 5.60 poveča za

$$\Delta W_{oj} = \frac{LGW}{1 + W/W_s} \quad . \tag{6.2}$$

Upoštevali smo, da pride pri veliki energiji svetlobe do nasičenja, pri čemer smo namesto saturacijske gostote svetlobnega toka j_s vpeljali saturacijsko energijo $W_s = V j_s/c$. Privzeli smo tudi, da je ojačenje na en prelet dovolj majhno, da nam enačbe 5.60 ni treba integrirati.

V stacionarnem stanju se morajo izgube izenačiti z ojačenjem:
$-\Delta W_{izgube} = \Delta W_{oj}$, od koder dobimo, da je ali $W = 0$ ali

$$\Lambda = \frac{LG}{1 + W/W_s} \quad . \tag{6.3}$$

Energija svetlobnega nihanja je torej

$$W = \frac{LG - \Lambda}{\Lambda} W_s \tag{6.4}$$

in je pozitivna le, če je ojačenje G večje od praga

$$G_{pr} = \frac{\Lambda}{L} \quad . \tag{6.5}$$

Ojačenje je seveda odvisno od stopnje obrnjene zasedenosti, ki jo lahko spreminjamo z močjo optičnega črpanja. Pogosto, na primer pri trinivojskem sistemu, obravnavanem v razdelku 4.7, je kar sorazmerno z močjo črpanja. Energija svetlobe v laserju je pod pragom nič, nad pragom pa je linearna funkcija ojačenja, kot kaže slika **??**.

Slika 6.2: Odvisnost energije svetlobe v laserju od ojačenja

Izhodno moč laserja dobimo tako, da delež energije, ki gre na en prelet skozi izhodno zrcalo, delimo s časom preleta preko resonatorja L/c:

$$P_{izh} = \frac{1}{2}(1-\mathscr{R}_1)\frac{c}{L}W \quad . \tag{6.6}$$

Če upoštevamo en. 6.1 in 6.4, vidimo, da je izhodna moč v primeru, da imamo le izgube skozi izhodno zrcalo, največja, če je reflektivnost čim bliže 1. Ker imamo vedno še druge izgube, je izhodna moč največja pri $\mathscr{R}_1 < 1$ (Naloga).

6.1 Zasedbene enačbe

Za podrobnejšo sliko se moramo vrniti k enačbam za zasedenost atomskih nivojev 5.53, ki jim dodamo še enačbo za energijo lastnega valovanja v resonatorju. Še naprej se omejimo na primer, ko je vzbujeno le eno resonatorsko stanje.

Zaradi enostavnosti obravnave lahko enačbe 5.53 brez škode precej poenostavimo. Privzemimo, da je razpadni čas spodnjega laserskega stanja $|1\rangle$, ki ga določa koeficient A_{10}, dosti krajši od razpadnega časa zgornjega stanja $|2\rangle$. Tedaj je $N_1 \simeq 0$, če le ni preveč stimuliranega sevanja, in lahko zasedenost atomskih stanj popišemo z eno samo spremenljivko N_2. Energijo v izbranem stanju resonatorja zapišimo s številom fotonov n, tako da je gostota energije polja $n\hbar\omega/V$, kjer je V volumen resonatorja. S tem dobimo za zasedenost

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{1}{V}\hbar\omega B_{21}g(\omega)nN_2 - N_2A_{21} + rN \tag{6.7}$$

Energija svetlobe v resonatorju se povečuje zaradi stimuliranega sevanja. Atomi z gornjega stanja prehajajo še s spontanim sevanjem, ki ga nekaj tudi gre v izbrano nihanje resonatorja. V razdelku 4.8 prejšnjega poglavja smo videli, da je verjetnost za prehod atoma z višjega na nižje stanje z izsevanjem fotona v izbrano stanje elektromagnetnega polja sorazmerno z $n+1$, kjer je n število fotonov v stanju. Od tod sledi, da upoštevamo prispevek spontanega sevanja s tem, da v prvem členu desnega dela izraza 6.7 pišemo $n+1$ namesto n. Energija resonatorja se zmanjšuje zaradi izgub skozi zrcala in absorpcije in sipanja, kar smo v tretjem poglavju opisali z razpadnim časom $\tau/2 = \Lambda c/L$. Tako imamo

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{V}\hbar\omega B_{21}g(\omega)(n+1)N_2 - \frac{2}{\tau}n \quad . \tag{6.8}$$

Dobili smo sistem dveh diferencialnih enačb za časovni razvoj števila fotonov v resonatorskem stanju in za zasedenost atomskega stanja. Enačbi sta nelinearni in ju ne znamo analitično rešiti.

Kot je pri nelinearnih diferencialnih enačbah običajno, poglejmo najprej, kakšne so stacionarne, to je, od časa neodvisne rešitve $\dot{N}_2 = 0$ in $\dot{n} = 0$. Izrazimo N_2 iz 6.7 in postavimo v 6.8. Dobimo kvadratno enačbo za število fotonov:

$$\frac{2}{V\tau} n(A_{21} + B_{21}\hbar\omega g(\omega)n) - \frac{1}{V} B_{21}\hbar\omega g(\omega) rN(n+1) = 0 \ . \tag{6.9}$$

Preden zapišemo rešitve dobljene enačbe, jo še nekoliko preoblikujmo. Ulomek $\frac{B_{21}\hbar\omega g(\omega)rN}{VcA_{21}}$ je koeficient ojačenja, ki smo ga v prejšnjem poglavju označili z G. $2/c\tau$ so izgube,ki morajo biti enake ojačenju na pragu G_{pr}. Vpeljimo še brezdimenzijsko konstanto p:

$$p = \frac{VA_{21}}{B_{21}\hbar\omega g(\omega)} = \frac{V\omega^2}{\pi^2 c^3 g(\omega)} = \frac{VA_{21}}{B_{21}\hbar\omega g(\omega)} \simeq \frac{V\omega^2}{\pi^2 c^3}\Delta\omega \ . \tag{6.10}$$

V zadnjem izrazu smo upoštevali, da je v maksimumu $g(\omega) \simeq= 1/\Delta\omega$. p je torej približno produkt gostote stanj elektromagnetnega polja v resonatorju in širine atomskega prehoda, torej kar število vseh stanj v frekvenčnem intervalu atomskega prehoda. To je navadno precj veliko, okoli 10^8 do 10^{10}. S primerjavo izraza 5.44 za saturacijsko gostoto toka vidimo še, da je p tudi število fotonov v resonatorju, pri katerem pride do nasičenja ojačenja, če je frekvenca nihanja resonatorja blizu centra atomske črte. S tem en. 6.9 dobi obliko

$$\frac{1}{p} n^2 - (\frac{G}{G_{pr}} - 1)n - \frac{G}{G_{pr}} = 0 \tag{6.11}$$

s pozitivno rešitvijo

$$n = \frac{p}{2}\left[(\frac{G}{G_{pr}} - 1) + \sqrt{(\frac{G}{G_{pr}} - 1)^2 + \frac{4G}{pG_{pr}}}\right] \ . \tag{6.12}$$

Ker je p veliko število, lahko koren razvijemo, če le ni ojačenje preveč blizu praga, ko je $\frac{G}{G_{pr}} \simeq 1$. Pod pragom je $G < G_{pr}$ in je

$$n \simeq \frac{p}{2}\left[(\frac{G}{G_{pr}} - 1) + (1 - \frac{G}{G_{pr}}) + \frac{2G}{p(G_{pr} - G)}\right] = \frac{G}{G_{pr} - G} \ . \tag{6.13}$$

Pri razvoju korena smo upoštevali, da mora biti pozitiven. Nad pragom je število fotonov

$$n \simeq p(\frac{G}{G_{pr}} - 1) \ . \tag{6.14}$$

Poglejmo, kaj smo dobili. Pod pragom je število fotonov v izbranem resonatorskem nihanju blizu ena do neposredne bližine praga, kjer hitro naraste in doseže takoj nad pragom red velikosti p. Moč črpanja, s katero spreminjamo koeficient ojačenja G, gre pod pragom preko spontanega sevanja skoraj vsa v veliko število stanj elektromagnetnega polja, nad pragom pa povsem prevlada stimulirano sevanje v eno samo izbrano nihanje resonatorja. Obnašanje števila fotonov n pri spreminjanju ojačenja G kaže slika **??**. Prehod preko praga je zaradi velikega p v večini laserjev tako hiter, da ga ni mogoče izmeriti; izjema so polvodniški laserji, katerih volumen je zelo majhen, zato je tudi p dovolj majhen, da je mogoče opaziti zvezen prehod preko praga.

Iz enačbe 6.8 lahko izračunamo še zasedenost gornjega atomskega nivoja v stacionarnem stanju:

$$N_2 = \frac{2V}{\tau B_{21}\hbar\omega g(\omega)} \frac{n}{n+1} \ . \tag{6.15}$$

Slika 6.3: Odvisnost števila fotonov od ojačenja

Na pragu je po enačbi 6.12 $n = \sqrt{p}$. Tako dobimo

$$N_{2pr} = \frac{2V}{\tau B_{21} \hbar \omega g(\omega)} \frac{\sqrt{p}}{\sqrt{p}+1} \quad . \tag{6.16}$$

Ker je tudi $\sqrt{p}$ veliko število, sledi iz gornjih enačb, da obrnjena zasedenost narašča do bližine praga, nad pragom pa je praktično konstantna in skoraj natanko enaka kot na pragu. To ni težko razumeti. Nad pragom je število fotonov v resonatorju veliko in linearno (v našem preprostem modelu) narašča s povečevanjem moči črpanja, zato se povečuje tudi hitrost praznenja gornjega atomskega stanja s stimuliranim sevanjem, kar ravno izniči učinek povečanja črpanja. V stacionarno delujočem laserju torej ni mogoče povečati obrnjene zasedenosti nad vrednost na pragu N_{2pr}, kar ima pomembne praktične posledice, kot bomo videli nekoliko kasneje.

V laserju nad pragom je število fotonov zelo veliko, zato prispevka spontanega sevanja v enačbi 6.8 v nadaljevanju ne bomo upoštevali.

Obravnava laserja z zasedbenimi enačbami je seveda zelo groba. Nismo upoštevali, da je svetloba v resonatorju valovanje, ki uboga valovno enačbo. S tem smo privzeli, da je prostorska odvisnost polja v delujočem laserju enaka kot za lastno stanje praznega resonatorja. Poleg tega smo privzeli, da so atomi lahko le v lastnih energijskih stanjih, kar je res le v primeru stacionarnih stanj brez zunanjega, časovno odvisnega polja svetlobe. Če za opis svetlobe uporabimo klasično valovno enačbo, za atome pa kvantno mehaniko, dobimo *polklasični približek* vedenja laserja, ki je mnogo zahtevnejši od zasedbenih enačb, opiše pa skoraj vse pojave v laserjih, razen vpliva spontanega sevanja. Za dosledno in podrobno obravnavo tega pa je potrebno tudi svetlobo opisati s pomočjo kvantne elektrodinamike.

Povzemimo, kaj smo z modelom zasedbenih enačb ugotovili o delovanju enofrekvenčnega laserja. Pri dovolj velikem ojačenju s stimuliranim sevanjem, ki pokriva izgube resonatorja, je v stacionarnem stanju energija in s tem amplituda izbranega lastnega nihanja resonatorja različna od nič. Del valovanja izhaja skozi eno ali obe zrcali. Frekvenca svetlobe je določena z izbranim lastnim stanjem resonatorja. To določa tudi prostorsko odvisnost valovanja v resonatorju in izhodnega snopa. Ugotovili smo, da ima v običajnem stabilnem resonatorju polje obliko zelo blizu Gaussovega snopa, zato je tak tudi izhodni snop.

Lepa prostorska odvisnost izhodnega snopa je morda najpomembnejša lastnost laserjev. Gaussov snop se najmanj širi zaradi uklona in ga je mogoče zbrati v piko približne velikosti valovne dolžine. S tem se tudi najbolj približa idealno točkastemu izvoru svetlobe. Te lastnosti so zelo pomembne za uporabo; na njih so osnovani optični komunikacijski sistemi, čitanje optičnih diskov, laserski obdelovalni stroji...

Slika 6.4: Amplituda polja v resonatorju in prispevek spontanega sevanja.

6.2 Spektralna širina enega laserskega nihanja

Spektralni širini svetlobe enofrekvenčnega laserja je treba posvetiti nekaj več pozornosti. Videli smo, da je amplituda svetlobe laserja konstantna. Spektralna širina klasičnega harmonskega nihala s stalno amplitudo je nič, frekvenca nihanja je natanko določena. Če bi se lastno stanje elektromagnetnega polja v resonatorju obnašalo povsem enako kot klasično harmonsko nihalo, bi bil tudi spekter laserja neskončno ozek. Laserji imajo seveda končno spektralno širino, v idealnem primeru zaradi kvantizacije elektromagnetnega polja, v praksi pa zaradi zunanjih motenj.

Poskusimo najprej oceniti razširitev zaradi vpliva kvantizacije. Zaradi nje imamo poleg stimuliranega tudi spontano sevanje. To je kvantni šum, ki povzroči majhno razširitev spektra. Stroga obravnava tega pojava je mogoča le z dosledno uporabo kvantne elektrodinamike, kar seže izven okvira te knjige, zato se zadovoljimo le z grobo oceno.

Amplitudo svetlobe na izbranem mestu v resonatorju predstavimo kot število v kompleksni ravnini (Slika **??**). Kot, ki ga amplituda tvori z realno osjo, je faza glede na neko izbrano začetno fazo. Energija svetlobe je sorazmerna s številom fotonov; velikost amplitude polja zato lahko merimo kar s korenom iz števila fotonov v nihanju. Velikost amplitude je praktično konstantna, vzdržuje jo stimulirano sevanje, ki ravno pokriva izgube resonatorja. Pri tem ostaja tudi faza nespremenjena. Pač pa se faza spremeni zaradi majhnega prispevka spontanega sevanja.

Pri spontani emisiji se foton izseva s poljubno fazo; prispevek k kompleksni amplitudi na sliki **??** ima torej dolžino 1 in poljubno smer. Zanima nas povprečni kvadrat spremembe faznega kota pri enem spontano izsevanem fotonu:

$$\overline{\delta\phi_1^2} = \frac{1}{\overline{n}}\overline{\cos^2\psi} = \frac{1}{2\overline{n}} \ , \tag{6.17}$$

kjer smo s ψ označili slučajno fazno razliko med celotnim poljem in spontano izsevanim fotonom, indeks 1 pa označuje, da gre za spremembo za 1 foton. Zaporedne spontane emisije so med seboj neodvisne, zato dobimo povprečni kvadrat spremembe faze pri m emisijah kar tako, da seštejemo povprečne kvadrate za posamezne fotone:

$$\overline{\delta\phi_m^2} = m\overline{\delta\phi_1^2} = \frac{m}{2\overline{n}} \ . \tag{6.18}$$

Prešteti moramo še, koliko je spontano izsevanih fotonov na enoto časa. Stimulirano sevanje ravno pokrije izgube resonatorja, zato je stimulirano izsevnih fotonov na enoto časa $2\overline{n}/\tau$. Iz

razdelka 4.8, enačba 5.95 vemo, da je razmerje med verjetnostjo za stimulirano in spontano sevanje enako številu fotonov v danem stanju polja, zato je število spontanih sevanj na časovno enoto kar $2/\tau$. Tako imamo v poljubnem času $m = 2t/\tau$ in

$$\overline{\delta\phi^2(t)} = \frac{t}{\overline{n}\tau} \ . \tag{6.19}$$

Čas t_p, v katerem se bo faza znatno spremenila, recimo za 1, je torej velikostnega reda

$$t_p \simeq 2\overline{n}\tau = \frac{W}{\hbar\omega}\tau = \frac{P}{\hbar\omega}\tau^2 \ . \tag{6.20}$$

To lezenje faze nam seveda da spektralno širino $1/t_p$.

Število fotonov v laserskem nihanju je nad pragom zelo veliko, recimo 10^9 v majhnem He-Ne laserju. τ je reda velikosti 10^{-7}, tako da je karakteristični čas - koherenčni čas - idealnega laserja mnogo sekund. Iz enačbe 6.20 vidimo še, da je spektralna širina obratno sorazmerna z izhodno močjo laserja. V neposredni bližini praga, kjer je $\overline{n} \simeq 1$, je spektralna širina približno enaka širini nihanj praznega resonatorja.

Dejanski laserji seveda nimajo niti približno tako ozkega spektra, kot smo pravkar ocenili. Frekvenca laserja je določena z dolžino resonatorja: $\omega = n\pi c/L$, pri čemer je n zelo veliko celo število. Majhna sprememba dolžine resonatorja povzroči tudi spremembo frekvence laserja, pri znatnejši spremembi dolžine pa lahko pride tudi do preskoka vzbujenega stanja resonatorja, to je števila n. Dolžina resonatorja se lahko spreminja predvsem zaradi zunanjih mehanskih motenj in zaradi spreminjanja temperature. Zato se spreminja tudi frekvenca laserja in če se posebej ne potrudimo s konstrukcijo resonatorja, so te fluktuacije frekvence kar reda velikosti razmika med sosednimi stanji resonatorja, to je reda velikosti 100 MHz.

Tu velja opozoriti, da je narava spektralne razširitve v laserju tako v idealnem kot v praktičnem primeru drugačna kot v navadnih svetilih. V prvem poglavju smo videli, da intenziteta svetlobe navadnega svetila fluktuira na časovni skali koherenčnega časa, ki je obraten spektralni širini. Po elektrotehniško lahko rečemo, da je taka svetloba amplitudno moduliran šum. Pri enofrekvenčnem laserju je drugače. Amplituda in s tem intenziteta izhodne svetlobe je konstantna, fluktuira le frekvenca oziroma faza. Šum laserja je torej v obliki frekvenčne modulacije.

Fluktuacije dolžine in s tem frekvence laserja je mogoče zmanjšati. S skrbno konstrukcijo in uporabo materialov z majhnim toplotnim raztezkom se zmanjša vpliv vibracij in temperaturnih sprememb v okolici. Poleg tega lahko okolico temperaturno stabiliziramo in laser postavimo na vibracijsko izolirano mizo. Na tak način je mogoče dobiti laser z efektivno spektralno širino pod 1 MHz.

Še ožjo lasersko črto lahko dobimo z aktivno stabilizacijo dolžine resonatorja. Ideja je taka: frekvenco svetlobe, ki izhaja iz laserja, primerjamo z nekim standardom in iz razlike ugotovimo spremembo dolžine resonatorja. Eno od obeh zrcal je nameščeno na piezoelektričnem nosilcu, ki mu z električno napetostjo lahko spreminjamo dolžino in tako popravimo dolžino resonatorja.

Pogalvitna težava je seveda, kako najti dovolj stabilen primerjalni standard za frekvenco. Ena možnost je, da izhodno svetlobo spustimo skozi konfokalni interferometer, ki je skoraj v resonanci z laserjem in ima dovolj ozek vrh prepustnosti. Majhen premik frekvence laserja bo povzročil, da se bo spremenil skozi interferometer prepuščeni svetlobni tok. Na prvi pogled je videti, da s tem nismo nič pridobili, saj bo resonančna frekvenca interferometra stabilna tudi le toliko, kot je stabilna njegova dolžina. Vendar je z izolacijo in temperaturno stabilizacijo možno držati dolžino praznega resonatorja - interferometra - mnogo natančneje kot dolžino laserja, v katerem imamo aktivno sredstvo, ki mu moramo dovajati energijo.

Slika 6.5: Zaslonke za pripravo prostorsko koherentnega snopa iz nekoherentnega svetila

Druga možnost je stabilizirati laser na primerno molekularno absorpcijsko črto. Te so lahko zelo ozke, zato je tudi spekter laserja lahko izredno ozek, pod 1 kHz. Pri tem moti Dopplerjeva razširitev absorpcijske črte, ki pa se ji je mogoče izogniti. Kako to napravimo in kako je bila s tem omogočena nova definicija metra, si bomo pogledali v razdelku ????.

6.3 Primerjava laserjev in običajnih svetil

Čas je, da povzamemo, kar smo doslej dognali o lastnostih laserjev in jih primerjamo z običajnimi svetili. Kot ves čas doslej obravnavajmo enofrekvenčni laser, v katerem je vzbujeno le eno osnovno stanje resonatorja, ki je Gaussove oblike.

Svetlobni snop, ki izhaja iz laserja, ima dve takoj očitni odliki. Je zelo usmerjen in zelo enobarven. Prva lastnost je seveda posledica tega, da je lastno stanje stabilnega resonatorja Gaussove oblike in je zato tak tudi izhodni snop. Kot smo videli v 3. poglavju, je divergenca takega snopa samo posledica uklona in je najmanjša možna. Valovne fronte so gladke in na dani razdalji ves čas enake, laserski snop je torej prostorsko idealno koherenten. Je tudi najboljši približek točkastega svetila, kar je v neposredni zvezi s prostorsko koherenco.

Koherenten Gaussov snop lahko z ustrezno optiko zberemo v piko velikosti valovne dolžine, s čimer dosežemo že pri skromni moči zelo veliko gostoto svetobnega toka. To izkoriščajo v tehnologiji za natančno in čisto obdelavo materialov in v medicini, kjer laserje uporabljajo za zahtevne kirurške posege.

Kako pa je z običajnimi svetili? V njih vsak atom sveti po svoje, zato nimamo prostorske koherence. Valovna fronta na danem mestu je nepravilna in se v koherenčnem času znatno spremeni. Svetlost površine svetila je neodvisna od smeri (Lambertov zakon). Osvetljenost slike, ki jo dobimo s poljubnim optičnim sistemom, ne more biti večja od izsevane gostote svetlobnega toka.

Tudi iz svetlobe običajnega nekoherentnega svetila lahko pripravimo koherenten snop. Na neki razdalji od svetila moramo postaviti zaslonko, ki je manjša od koherenčne ploskve na tistem mestu (glej razdelek 1.3). Ocenimo, kolikšna je moč snopa za zaslonko. Svetilo naj ima svetlost[1] B. Pri najsvetlejših nekoherentnih izvorih, to so živosrebrne svetilke, doseže B vrednost do 100

[1] Svetlost je svetilnost na enoto ploskve

W/cm^2. Moč snopa za zaslonko je (slika **??**)

$$P = BS_0\Delta\Omega = \frac{BS_0S_c}{z^2} \simeq \frac{BS_0}{z^2}\frac{\lambda^2 z^2}{S_0} = B\lambda^2 \ . \tag{6.21}$$

Tu je S_0 površina svetila, z oddlajenost zaslonke, S_c pa velikost koherenčne ploskve, za katero smo uporabili oceno **??** iz prvega poglavja. Pri svetlosti 100 W/cm^2 dobimo, da je moč koherentnega snopa le približno $3 \cdot 10^{-7}$ W, kar je štiri rede velikost manj od prav šibkih laserjev z močjo 1 mW.

Druga odlična lastnost svetlobe iz enofrekvenčnega laserja je zelo majhna spektralna širina. Z nekaj truda je ta lahko pod 1 kHz, emisijske črte v plinu pa so zaradi Dopplerjeve razširitve široke vsaj nekaj GHz, pa še to le v razmeroma redkem in hladnem plinu, kjer je svetlost majhna.

Različne širine spektrov običajne svetilke in laserja lahko upoštevamo tako, da kot primerjalno količino vzamemo namesto celotne moči v koherentnem snopu spektralno gostoto moči. Majhen šolski He-Ne laser seva 1 mW v približno 10^7 Hz, tako da je spektralna gostota moči $dP/d\nu \simeq 10^{-10}$ W/Hz. Zelo svetla živosrebrna svetilka seva v močno razširjene spektralne črte s širino okoli 10 nm $\simeq 10^{13}$ Hz. Spektralna gostota v koherentnem snopu, ki ga pripravimo iz take svetilke, bo tako le okoli $3 \cdot 10^{-20}$ W/Hz. Majhen šolski He-Ne laser tako prekaša najmočnejše nekoherentno svetilo za skoraj 10 velikostnih redov. Z laserji je seveda mogoče doseči mnogo večje moči, v sunkih tja do 10^{12} W, tako da po spektralni gostoti moči v koherentnem snopu laserji prekašajo običajna svetila do preko 20 velikostnih redov. Za toliko je tudi večja dosegljiva gostota moči na enoto ploskve in frekvence, kar je za vrsto uporab laserjev, posebno v spektroskopiji, odločilnega pomena. Najbrž v zgodovini težko najdemo še kak drug izum, ki je prinesel tolikšno izboljšavo v neki bistveni količini in tako ni čudno, da je prihod laserjev v začetku 60-tih let povzročil novo rojstvo optike.

Med laserji in običajnimi svetili je še ena pomembna, a manj opazna razlika. Z ustreznim interferometrom lahko tudi snop iz nekoherentnega svetila filtriramo, tako da dobimo enako spektralno širino kot iz laserja, sveda z mnogo manjšo močjo. Vendar je narava spektralne razširitve različna. Šum laserja je v obliki frekvenčne modulacije, pri čemer je amplituda svetlobnega vala konstantna, šum nekohernetnega svetila pa je v obliki amplitudne modulacije.

6.4 Mnogofrekvenčni laser

Doslej smo obravnavali le laser, v katerem je bilo vzbujeno eno samo stanje resonatorja. Ojačevalna širina večine aktivnih sredstev je precej velika. V plinih je na primer zaradi Dopplerjevega pojava vsaj nekaj GHz. Lastne frekvence resonatorja so navadno mnogo manj narazen, pri 30 cm dolgem resonatorju je razmik 500 MHz. Tako se prav lahko zgodi, da je ojačenje v laserju dovolj veliko za več nihanj hkrati. Vzbujena bodo vsa tista nihanja, za katere je ojačenje večje od ojačenja na pragu G_{pr}. Svetloba iz takega mnogofrekvenčnega laserja ni več monokromatska, temveč je sestavljena iz množice ozkih črt znotraj ojačevalnega pasu in tako ni mnogo bolj monokromatska kot ustrezna spektralna komponenta svetlečega plina. Ostaja pa prostorsko koherentna.

Za holografijo, interferometrijo in nekatere spektroskopske uporabe potrebujemo ozko spektralno črt. Zato moramo poskrbeti, da bo vzbujeno le eno nihanje resonatorja, najbolje tisto, ki je najbližje vrhu ojačenja ativnega sredstva, kar napravimo tako, da povečamo izgube za vsa ostala nihanja. Ena možnost je, da v resonator postavimo še Fabry-Perotov interferometer, kot kaže slika **??**. Njegova prepustnost v odvisnosti od frekvence, razmika med zrcali L_f in nagiba glede

Slika 6.6: Frekvenčna odvisnost ojačenja, položaj lastnih frekvenc resonatorja in ojačenje na pragu.

Slika 6.7: Frekvenčna odvisnost ojačenja, položaj lastnih frekvenc resonatorja in ojačenje na pragu, kadar je v resonator vgrajen Fabry-Perotov interferometer.

na os resonatorja je podana z enačbo (glej 3. poglavje)

$$T = \frac{1}{1 + \frac{4\mathscr{R}}{(1-\mathscr{R})^2}\sin^2(\frac{\omega}{c}L_f\cos\phi)} \tag{6.22}$$

in jo kaže slika **??**. Izrazitost vrhov prepustnosti je odvisna od reflektivnosti zrcal interferometra. Z ustrezno izbiro razmika med zrcali in nagiba lahko dosežemo, da vrh prepustnosti ravno sovpada z izbranim stanjem resonatorja. Izgube za ostala nihanja, vsebovane v G_{pr}, so se s tem povečale in laser sveti le pri eni sami izbrani frekvenci. Na sliki **??** so prikazane povečane izgube, lastna stanja resonatorja in ojačenje aktivnega sredstva. Ker zadošča že zmerno povečanje izgub, je reflektivnost zrcal interferometra običajno dokaj nizka, pod 0,5.

Naloga: Izberi ustrezne parametre interferometra.

Nagib interferometra je potreben tudi zato, da se neprepuščena svetloba odbije ven iz smeri osi resonatorja. Če bi bila os interferometra vzporedna z osjo resonatorja, bi nastale dodatne, neželjene resonance z osnovnimi zrcali resonatorja, kar bi močno motilo delovanje laserja.

6.5 Relaksacijske oscilacije

Doslej smo obravnavali le stacionarno delovanje laserjev. Včasih želimo izhodno moč modulirati s spreminjanjem črpanja. Pogosto laserji delujejo v sunkih. V nekaterih aktivnih sredstvih je mogoče doseči obrnjeno zasedenost le za kratek čas, črpanje v sunkih je včasih enostavnješe, recimo z bliskavko pri trdnih laserjih, dostikrat pa tudi želimo dobiti iz laserja kratke in močne koherentne sunke svetlobe. Za obravnavo nestacionarnega delovanja moramo seveda reševati sistem diferencialnih enačb 6.7 in 6.8, kar gre v splošnem le numerično.

Preden se lotimo sunkov, poglejmo, kako se obnaša laser, ki je blizu stacionarnega stanja. Spet se omejimo na enofrekvenčni laser, ki ga opišemo z enačbami 6.7 in 6.8. Te zaradi preglednosti zapišimo nekoliko drugače. Vpeljimo brezdimnezijski čas $t' = tA$ in $\tau' = \tau A$, čas torej merimo v enotah življenskega časa laserskega nivoja. Upoštevajmo še, da je $VA/(B\hbar\omega g(\omega_0)) = p$, kjer je p število stanj elektromagnetnega polja v volumnu V in znotraj spektralne širine laserskega nivoja. Tako imamo

$$\frac{dN_2}{dt'} = -\frac{1}{p}nN_2 - N_2 + N_{20} \tag{6.23}$$

$$\frac{dn}{dt'} = \frac{1}{p}nN_2 - \frac{2}{\tau'}n \ . \tag{6.24}$$

Pri tem smo vpeljali konstanto $N_{20} = rN/A$, ki ima tudi nazornen pomen: je zasedenost, ki bi jo dobili pri danem stacionarnem črpanju, če v izbranem stanju ne bi bilo fotonov in s tem ne stimuliranega sevanja in torej meri moč črpanja. V enačbi za hitrost spreminjanja števila fotonov smo zanemarili prispevek spontanega sevanja, za katerega smo že ugotovili, da se pozna le do praga.

Pri nelinearnih diferencialnih enačbah lahko pogosto dobimo uporabne približke z linearizacijo. Naj laser najprej deluje stacionarno, v nekem trenutku pa ga nekoliko izmaknemo iz stacionarnega stanja, recimo tako, da spremenimo moč črpanja. Trenutno zasedenost N_2 in število fotonov n lahko zapišemo v obliki

$$N_2 = N_{2s} + x \qquad \text{in} \qquad n = n_s + y \ , \tag{6.25}$$

kjer sta N_{2s} in n_s vrednosti N_2 in n_s v stacionarnem stanju. Zanju velja

$$N_{2s} = \frac{2p}{\tau'} \tag{6.26}$$

in

$$n_s = p\frac{N_{20} - N_{2s}}{N_{2s}} = p(a-1) \ . \tag{6.27}$$

Kot smo ugotovili že v drugem razdelku, je stacionarna zasedenost enaka zasedenosti na pragu, ki je odvisna od izgub resonatorja, kar kaže tudi enačba 6.26. Razmerje $a = N_{20}/N_{2s}$ je mera za moč črpanja in mora biti v delujočem laserju večje od 1. V večini praktičnih primerov doseže a vrednosti do 3 ali 5.

Postavimo sedaj nastavka 6.25 v enačbi 6.23. Dobimo

$$\frac{dx}{dt'} = -\frac{1}{p}n_sN_{2s} - N_{2s} + N_{20} - \frac{1}{p}(n_sx + N_{2s}y + xy) - x \tag{6.28}$$

$$\frac{dy}{dt'} = \frac{1}{p}n_sN_{2s} - \frac{2}{\tau'}n_s + \frac{1}{p}(n_sx + N_{2s}y + xy) - \frac{2}{\tau'}y \tag{6.29}$$

Slika 6.8: Relaksacijske oscilacije

Ker sta x in y majhna v primeri s stacionarnimi vrednostmi, lahko zanemarimo produkt xy. Vsi členi, ki vsebujejo le stacionarne vrednosti, dajo ravno 0, saj smo jih tako določili. Če upoštevamo še izraza 6.26 in 6.27, dobimo željeni linearizirani diferencialni enačbi za odmika od stacionarnih vrednosti

$$\frac{dx}{dt'} = -ax - \frac{2}{\tau'}y \tag{6.30}$$

$$\frac{dy}{dt'} = (a-1)x \ . \tag{6.31}$$

Kot smo pri linearnih sistemih diferencialnih enačb s konstantnimi koeficienti vajeni, poiščemo rešitev v obliki eksponentne funkcije

$$x = x_0 e^{\lambda t'} \qquad \text{in} \qquad y = y_0 e^{\lambda t'} \ . \tag{6.32}$$

Dobljeni homogeni sistem linearnih enačb

$$(a+\lambda)x_0 + \frac{2}{\tau'}y_0 = 0 \tag{6.33}$$

$$-(a-1)x_0 + \lambda y_0 = 0 \tag{6.34}$$

bo imel netrivialno rešitev le, če bo njegova determinanta nič:

$$\lambda^2 + a\lambda + \frac{2}{\tau'}(a-1) = 0 \ . \tag{6.35}$$

Rešitvi sta

$$\lambda = -\frac{a}{2} \pm \sqrt{\frac{a^2}{4} - \frac{2}{\tau'}(a-1)} \ . \tag{6.36}$$

Narava rešitve je odvisna od velikosti brezdimenzijskega relaksacijskega časa nihanja resonatorja $\tau' = A\tau$. Za $\tau' > 2$ je izraz pod korenom pozitiven pri vseh a in laser se vrača v stacionarno stanje eksponentno. Za $\tau < 2$ pa je koren v nekem območju parametra a imaginaren in laser se vrača v stacionarno stanje z dušenim nihanjem, ki mu pravimo *relaksacijske oscilacije*.

V običajnih resonatorjih je τ velikostnega reda 10^{-7} s. Razpadna konstanta laserskega nivoja A je navadno dokaj majhna, ker je le v takih primerih lahko doseči obrnjeno zasedenost, tipična vrednost je recimo 10^5 s^{-1}, lahko pa je še dosti manjša. Tedaj je $\tau' \simeq 10^{-2}$ in imamo relaksacijske oscilacije pri vseh dosegljivih vrednostih črpanja nad pragom, to je za $a > 1$. Ker a v praksi ni nikoli dosti večji od 3, je frekvenca oscilacij ω'_r v brezdimenzijskih enotah približno $1/\sqrt{\tau'}$. Če preidemo nazaj na prave enote časa, dobimo $\omega_r \simeq \sqrt{A/\tau}$. V tem primeru je torej frekvenca

relaksacijskih oscilacij velikostnega reda geometrijske sredine med razpadnima konstantama nihanja resonatorja in atomskega stanja. Primer takega nihanja pri vključitvi laserja kaže slika **??**.

Relaksacijske oscilacije so praktično pomembne, ker določajo gornjo mejo hitrosti, s katero lahko izhodna moč laserja sledi modulaciji črpanja. Poleg tega imamo pri tej frekvenci resonanco, pri kateri se šum črpanja ojačano prenaša v šum izhodne moči.

6.6 Delovanje v sunkih s preklopom dobrote

Veliko trenutno moč dobimo iz laserjev, kadar delujejo v kratkih sunkih. Pogosto tedaj tudi ojačevalno sredstvo črpamo v sunkih. Pri tem se pojavi težava. Ko ob močnem črpanju obrnjena zasedenost znatno preseže zasedenost praga (v nestacionarnem stanju je to mogoče), laser posveti in v kratkem času zasedenost pade nazaj pod prag. Če tedaj črpanje še traja, čez čas zasedenost zopet dovolj naraste in laser ponovno posveti. To se lahko večkrat ponovi. Razmiki med zaporednimi sunki so reda velikosti periode relaksacijskih oscilacij, so pa lahko precej nepravilni. Pri takem režimu delovanja v posameznem sunku ne dobimo razpoložljive energije črpanja v enem samem lepo oblikovanem sunku, kar je za vrsto uporab zelo pomembno.

Opisani težavi se je moč izogniti. V sistemu atomov v stanju obrnjene zasedenosti je shranjena energija, ki se preko stimuliranega sevanja lahko pretvori v koherenten svetlobni sunek. Čim večja je stopnja inverzije, tem več energije je na voljo. Ugotovili pa smo, da obrnjene zasedenosti v resonatorju z danimi izgubami ni mogoče povečati znatno nad prag. Pri velikih izgubah je prag visoko in je shranjene energije več. Zato postopamo takole. Najprej držimo izgube resonatorja velike in ustvarimo veliko obrnjeno zasedenost. Nato dovolj hitro izgube zmanjšamo. Optično ojačenje je veliko in energija svetlobe v kratkem času močno naraste. S tem se tudi obrnjena zasedenost hitro zniža na vrednost močno pod pragom. Predstavljamo si lahko, da dobimo prvi nihaj relaksacijskih oscilacij, le da je začetno stanje daleč od stacionarnega in je zato linearni približek zelo slab. Iz laserja dobimo kratek in zelo močan sunek svetlobe. Energija sunka je skoraj tolikšna kot je bila energija obrnjene zasedenosti. Elektrotehniki izgube resonatorjev podajajo z dobroto, to je razmerjem frekvence lastnega stanja in njegove širine, zato opisano tehniko imenujemo *preklop dobrote*. Dogajanje kaže slika **??**.

Izgube resonatorja je mogoče spreminjati na mnogo načinov. Najenostavneje je vrteti eno od ogledal. Tedaj dobimo uglašen resonator le v kratkem trenutku, ko je ogledalo pravokotno na os. Metoda je dokaj uspešna, a zastarela. Boljši in danes največkrat uporabljani način je, da v resonator vgradimo elektrooptični ali akustooptični modulator, o katerih bomo govorili kasneje. Z njimi lahko električno krmilimo izgube.

Kot smo že povedali, nelinearnih laserskih enačb ne moremo analitično rešiti. Zato najprej napravimo nekaj ocen. Trajanje sunka je odvisno od hitrosti, s katero se izprazni gornji laserski nivo. To se ne more zgoditi hitreje kot v nekaj preletih sunka skozi resonator. Trajanje sunka je torej vsaj nekajkrat $2L/c$, to je za 15 cm dolg resonator vsaj 10 ns.

Ocenimo lahko še tudi hitrost naraščanja na začetku in upadanja na koncu sunka. Zapišimo najprej še enkrat enačbi za zasedenost in število fotonov, pri čemer upoštevajmo, da nas zanima le dogajanje v času sunka, ki je zeko kratek v primeri atomskim razpadnim časom, zato zanemarimo ustrezni člen v enačbi 6.7. Navadno je tudi črpanje prešibko, da bi med sunkom znatno vplivalo na zasedenost, zato lahko člen rN izpustimo. S črpanjem seveda ustvarimo začetno zasedenost

Slika 6.9: Obrnjena zasedenost in energija v laserju pri preklopu dobrote

N_{20}. Tako nam ostane

$$\frac{dN_2}{dt} = -\frac{1}{V}B\hbar\omega g(\omega)\,nN_2 \tag{6.37}$$

$$\frac{dn}{dt} = \frac{1}{V}B\hbar\omega g(\omega)\,nN_2 - \frac{2}{\tau}n\,. \tag{6.38}$$

Na začetku sunka se vrednost N_2 ne razlikuje dosti od začetne vrednosti N_{20}, tako da število fotonov narašča približno eksponentno:

$$n(t) = n_0 e^{\frac{1}{V}B\hbar\omega g(\omega)t} = n_0 e^{t/\tau_r}\ . \tag{6.39}$$

Začetnega števila fotonov ne poznamo, vemo pa, da je velikostnega reda 1, saj ga dobimo zaradi spontane emisije. Da bo n narastel na znatno vrednost, recimo več od 10^{10} fotonov, je potreben čas blizu 30 τ_r.

Vzemimo za primer neodimov laser. Presek za stimulirano sevanje $\sigma(\omega) = \frac{1}{c}B\hbar\omega g(\omega)$ (razdelek 4.4) je okoli 10^{-19} cm^2. Naj bo začetna gostota zasedenosti $N_{20}/V = 10^{19}/\text{cm}^3$. Tedaj je $\tau_r = 3$ ns. Proti koncu sunka pade obrnjena zasedenost precej pod prag in za grobo oceno lahko predpostavimo, da ojačevanja ni več. Število fotonov bo tedaj upadalo s krakterističnim razpadnim časom resonatorja $\tau/2 \simeq 2L/c(1-\mathscr{R})^{-1}$. V laserjih s preklopom dobrote je odbojnost izhodnega zrcala navadno dokaj nizka, recimo 0,5. Pri $L = 15$ cm je tako $\tau = 4$ ns. Celotno trajanje sunka je v izbranem primeru tako približno 10 ns, pri čemer traja okoli 100 ns od preklopa dobrote, da sunek zraste iz šuma spontanega sevanja. Energija sunka je blizu $N_{20}\hbar\omega$, to je pri aktivnem volumnu 0,5 cm^3 nekaj desetink joula. Od tod lahko ocenimo še, da je moč v vrhu sunka velikostnega reda 10 MW.

Iz enačb 6.37 sicer ne moremo izračunati časovnih odvisnosti N_2 in n, lahko pa najdemo njuno

medsebojno zvezo. Izrazimo iz prve dt in ga postavimo v drugo enačbo. Dobimo

$$dn = -dN_2 + \frac{N_{2p}}{N_2} dN_2 \ , \tag{6.40}$$

kjer smo upoštevali, da je $N_{2p} = 2V/(B\hbar\omega g(\omega)\tau)$. Enačbo brez težav integriramo:

$$n = N_{20} - N_2 + N_{2p} \ln \frac{N_2}{N_{20}} \ . \tag{6.41}$$

Vzeli smo, da je na začetku $N_2 = N_{20}$ in $n = 0$. Iz dobljene zveze lahko najprej izračunamo, kolikšna je končna zasedenost N_{2k}. Na koncu mora biti zopet $n = 0$, kar nam da transcendentno enačbo za N_{2k}. Ima obliko $(x/a) = \exp(x-a)$, kjer je $x = N_{2k}/N_{20}$ in $a = N_{20}/N_{2p}$. Kadar je začetna zasedenost le malo nad pragom, tudi končna ne pade dosti pod prag, zato je izraba energije slabša. Pri večjih začetnih vrednostih N_{20} pa pade končna skoraj na nič. Za $a = 2$, na primer, je $x = 0,41$, medtem ko je že pri $a = 4$ x le še 0,08. S tem lahko izračunamo celotno energijo sunka: $W = \hbar\omega(N_{20} - N_{2k})$.

Trenutna moč, ki izhaja iz laserja, je dana s $P = (2\hbar\omega/\tau)n$. Največja bo v vrhu sunka, ki je določen z $dn/dN_2 = 0$. Ta enačba ima očitno rešitev pri $N_2 = N_{2p}$, vrh sunka je torej natanko tedaj, ko pade zasedenost na prag. Moč je tedaj $P_{max} = (2\hbar\omega/\tau)[N_{20} - N_{2p} - N_{2p}\ln(N_{20}/N_{2p})]$.

S preklopom dobrote dobimo zelo kratke in močne svetlobne sunke. Vendar je največja energija omejena. Če je začetna obrnjena zasedenost dovolj velika, postane ojačenje tolikšno, da se svetloba že v enem preletu aktivnega sredstva močno ojači in izprazni laserski nivo. To omejuje nadaljne črpanje. Večje moči dosežejo tako, da sunke iz laserja ojačijo s prehodom skozi enako aktivno snov, kot je v laserju. Z večstopenjskim ojačevanjem je mogoče doseči zelo velike energije v nanosekundnih sunkih, do 100 kJ. Da se ojačevalniki med seboj ne motijo, jih je treba ločiti s Faradayevimi izolatorji.

Naloga: Oceni, kolikšna je dosegljiva zasedenost pri dani dolžini Nd:YAG paličke.

6.7 Uklepanje faz

Še dosti krajše sunke kot s preklopom dobrote je mogoče dobiti na povsem drug način, ki je prav presentljiva manifestacija koherentnosti laserske svetlobe. Naj v laserju niha več nihanj hkrati. Njihove frekvence so enakomerno razmaknjene za $\Delta\omega = \pi c/L$. Celotno električno polje v neki točki v laserju je

$$E(t) = \sum_{m=-N/2}^{N/2} A_m e^{i[(\omega_0 + m\Delta\omega)t + \varphi_m(t)]} \ . \tag{6.42}$$

N je število vseh vzbujenih nihanj. Upoštevali smo, da ima vsako nihanje lahko poljubno fazo $\varphi_m(t)$, ki je v splošnem predvsem zaradi zunanjih motenj slučajna funkcija časa. Zaradi tega se tudi celotno polje slučajno spreminja, kar močno zmanjšuje uporabnost takega laserja tam, kjer je potrebna časovna koherenca.

Denimo, da so faze vseh nihanj enake. Poleg tega zaradi enostavnosti računa privzemimo še, da so tudi vse amplitude A_m enake. Tedaj postane vsota 6.42 geometrijska in jo lahko brez težav seštejemo:

$$E(t) = A_0 e^{i\omega_0 t} \frac{\sin(N\Delta\omega t/2)}{sin(\Delta\omega t/2)} \ . \tag{6.43}$$

Slika 6.10: Časovna odvisnost moči mnogofrekvenčnega laserja z enakimi fazami

Slika 6.11: Prostorska odvisnost fazno uklenjenih sunkov.

Trenutna moč izhodne svetlobe ima časovno odvisnost

$$P(t) = P_0 \frac{\sin^2(N\Delta\omega t/2)}{\sin^2(\Delta\omega t/2)} \tag{6.44}$$

in jo kaže slika 6.10. Predstavlja periodično zaporedje sunkov, ki si slede s periodo $T = 2\pi/\Delta\omega = 2L/c$, kar je enako času obhoda svetlobe v resonatorju. Konstanta P_0 je moč posameznega nihanja. Moč v vrhu sunka je tako N^2P_0, povprečna moč pa NP_0. Računsko je pojav enak kot uklon na mrežici in lahko rečemo, da imamo opravka z interferenco v času. Dolžina sunkov je

$$\tau_{ML} = \frac{T}{N} = \frac{2\pi}{N\Delta\omega} = \frac{2\pi}{\Delta\omega_G} \ , \tag{6.45}$$

ker je N ravno število nihanj znotraj širine ojačevanja $\Delta\omega_G$. Dolžina sunka je torej obratno sorazmerna s širino ojačevanja aktivnega sredstva.

Premislimo še, kakšna je prostorska odvisnost električnega polja v resonatorju. Polje na danem mestu opisuje enačba 6.43. Še krajevno odvisnost dobimo, če v 6.43 zamenjamo t s $(t - z/c)$. To pa predstavlja svetlobni paket, ki potuje sem in tja med ogledali resonatorja. Na izhodnem ogledalu se ga vsakič nekaj odbije, nekaj pa gre ven iz resonatorja (slika **??**). Razmik med sunki, ki izhajajo iz resonatorja, je $2L$, prostorska dolžina posameznega sunka pa $\tau_{ML}c = 2L/N$.

V našem računu predpostavka, da so vse amplitude A_m enake, ni prav nič bistvena za osnovne ugotovitve. Če vzamemo realističen primer, da so amplitude oblike $A_m = A_0 \exp[(m\Delta\omega/\Delta\omega_G)^2]$, vsote 6.42 ne znamo točno sešteti, lahko pa jo približno pretvorimo v integral, ki je Fourierova

transformacija Gaussove funkcije (Pri prehodu z diskretne vsote na integral seveda izgubimo periodičnost zaporedja sunkov.). Ta je zopet Gaussova funkcija, katere širina je obratna vrednost širine prvotne funkcije, prav podobno, kot smo dobili zgoraj. Odvisnost amplitud nihanj od m vpliva torej le na točno obliko sunkov, osnovne ugotovitve pa se ne spremene. (Naloga).

Pač pa je predpostavka, da so vse faze φ_m enake, bistvena. V naši dosedanji sliki mnogofrekvenčnih laserjev so resonatorska stanja med seboj neodvisna, zato so faze poljubne in se zaradi motenj lahko še spreminjajo. Da dobijo za vsa nihanja isto vrednost, moramo poskrbeti posebej. Tako *uklepanje faz* je mogoče doseči na več načinov. Ena možnost je, da moduliramo izgube resonatorja s frekvenco, ki je ravno enaka razliki frekvenc med resonatorskimi stanji. To ni težko razložiti. Naj bo modulator tak, da je večino časa zaprt, le v razmikih $T = 2L/c$ naj bo kratek čas odprt. Postavimo ga tik ob eno ogledalo. Tedaj se v resonatorju očitno lahko uspešno ojačuje le kratek sunek, kakršen je na sliki **??**. Izgube za vsa nihanja bodo majhne le tedaj, kadar bodo vse faze enake. V praksi ni potrebno, da je modulacija tako izrazita. Običajno zadošča sinusna modulacija izgub, kjer je relativna prepustnost v minimumu za nekaj destink manjša od maksimalne.

Kako pri modulaciji pride do uklepanja faz, lahko uvidimo še drugače. Modulacija amplitude posameznega nihanja povzroči, da se v spektru nihanja pojavita še stranska pasova pri frekvencah $\omega_m \pm \Delta\omega$. Ta se ravno pokrivata z obema sosednjima nihanjema in se konstruktivno prištejeta, če imata enako fazo. S tem pa so tudi izgube manjše in ima delovanje laserja z uklenjenimi fazami najnižji prag. Zadnji razmislek nam tudi pove, da ni dobra le amplitudna modulacija, temveč tudi fazna (ali frekvenčna), saj se tudi tedaj pojavijo stranski pasovi.

Za modulacijo se najpogosteje uporabljajo akustooptični modulatorji, pri katerih izkoriščamo uklon svetlobe na stoječih zvočnih valovih v primernem kristalu (Glej 7. poglavje). Frekvenca zvočnega vala mora biti enaka polovici zahtevane modulacijske frekvence, za 1,5 m dolg laser torej 50 MHz.

Poleg opisanega aktivnega postopka je mogoče faze ukleniti tudi tako, da v resonator postavimo plast barvila, ki močno absorbira svetlobo laserja pri majnhi gostoti toka, pri veliki gostoti toka pa pride do nasičenja absorpcije (glej razdelek 4.5), zato postane barvilo prozorno. Na začetku imamo v laserju predvsem spontano sevanje, ki se pri enem prehodu skozi aktivno snov deloma ojači. Barvilo najmanj absorbira največjo fluktuacijo. Pri dovolj velikem ojačenju bo ta rastla in spet dobimo fazno uklenjeni sunek. Ker mora po prehodu sunka absorpcija v barvilu zopet hitro narasti, mora biti relaksacijski čas barvila zelo kratek, v območju pikosekund.

Z uklepanjem faz je danes mogoče dobiti sunke z dolžino pod 100 fs (10^{-13} s). Tak sunek traja le še nekaj deset optičnih period. S posebnimi prijemi jih lahko še skrajšajo na okoli 10 fs. Če je potrebna večja energija sunkov, jih ojačijo, kar ne pokvari mnogo osnovnega sunka. Zelo kratke svetlobne sunke danes na široko uporabljajo za študij hitre molekularne dinamike in kratkoživih vzbujenih elektronskih stanj v polvodnikih in mnogih drugih snoveh. Z njimi se je časovna ločljivost povečala za nekaj redov velikosti [**?**].

6.8 *Stabilizacija frekvence laserja na nasičeno absorpcijo

V drugem razdelku smo videli, da je efektivna spektralna širina enofrekvenčnega laserja odvisna od fluktuacij dolžine optične poti svetlobe pri preletu resonatorja. Na to lahko poleg spreminjanja geometrijske dolžine vpliva še spreminjanje lomnega količnika. Če se posebej ne potrudimo, laser sveti nekje blizu vrha ojačevalnega pasu, pri čemer frekvenca pleše za znaten del razmika med resonatorskimi stanji. V šolskem He-Ne laserju je to na primer nekaj deset MHz.

Slika 6.12: Odvisnost moči laserja z nasičenim absorberjem od frekvence

Bistveno manjšo širino lahko dosežemo z aktivno stabilizacijo dolžine resonatorja. Pri tem je pogalvitni problem, kako dobiti primerjalni standard. S stabilizacijo na pomožni interferometer, ki smo jo na kratko opisali v drugem razdelku, lahko dobimo zelo ozko črto, ki pa ima le toliko natančno določeno frekvenco, kot poznamo dolžino interferometra. Včasih, na primer za natančna interferometrična merjenja dolžin, s tem nismo zadovoljni in potrebujemo drug, absoluten standard.

Tak standard za frekvenco so ozki prehodi v primernem razredčenem plinu. Vendar naletimo na težavo. Zaradi Dopplerjevega pojava so absorpcijske črte močno razširjene. Pomaga nam pojav nasičenja absorpcije, o katerem smo govorili v razdelku 4.9. Tam smo videli, da se pri dvakratnem prehodu monokromatskega snopa svetlobe skozi plin v nasprotnih smereh pojavi v sredini Dopplerjevo razširjene črte vdolbina, ki ima obliko homogeno razširjene črte. Homogena širina je lahko mnogo manjša od Dopplerjeve in je zato vdolbina uporabna kot frekvenčni standard.

V laserski resonator postavimo poleg aktivnega sredstva še celico s primernim plinom, ki ima absorpcijsko črto v bližini vrha ojačenja aktivnega sredstva. Za He-Ne laser pri 633 nm so to na primer pare ioda. Zaradi absorpcije se povečajo izgube v laserju in izhodna moč se zmanjša. Spreminjajmo sedaj dolžino resonatorja in s tem frekvenco laserja. Ko se ta približa na homogeno širino centru absorpcijske črte pri ω_0, se absorpcija zmanjša in s tem se moč laserja poveča. Odvisnost moči laserja z absorberjem od dolžine kaže slika **??**. Povečanje moči v vrhu običajno ni prav veliko, manj od procenta.

Shema stabilizacije na nasičeno absorpcijo je prikazana na sliki **??**. Eno od zrcal resonatorja je na piezoelektričnem nosilcu. Nanj vodimo izmenično napetost s frekvenco Ω in s tem moduliramo frekvenco laserja, da se vozi preko absorpcijske vdolbine pri ω_0. Zaradi tega se spreminja tudi izhodna moč laserja, ki jo opazujemo s fotodiodo. Kadar je srednja frekvenca laserja enaka ω_0, se moč zmanjša simetrično pri odmikih navzgor in navzdol od ω_0 in se zato spreminja z dvojno frekvenco modulacije 2Ω. Kadar pa je srednja frekvenca laserja nekoliko odmaknjena od ω_0, se izhodna moč pri odmiku v zrcala v eno stran spremeni drugače kot v drugo, kar pomeni, da je v signalu s fotodiode tudi komponenta s frekvenco Ω. Da držimo srednjo frekvenco laserja enako ω_0, moramo torej meriti komponento izhodne moči pri modulacijski frekvenci in s povratno zanko skrbeti, da je ta enaka nič.

Komponento signala s frekvenco Ω zaznamo s faznim detektorjem, ki deluje tako, da signal množi z refenčno modulacijsko napetostjo. V produktu dobimo istosmerno komponento, ki je sorazmerna signalu pri frekvenci Ω in ki jo izločimo z nizkopasovnim filtrom. Izhod iz faznega detektorja je tako sorazmeren odmiku srednje frekvence laserja od ω_0. Preko primernega

Slika 6.13: Shema stabilizacije laserja na nasičeno absoprcijo

ojačevalnika ga vodimo na piezoelektrični nosilec zrcala in tako popravljamo dolžino laserja.

Napravimo kvantitativno oceno opisane stabilizacijske sheme. Odvisnost izhodne moči od frekvence laserja ω lahko približno zapišemo v obliki

$$P(\omega) = P_0 + \frac{P_1 \gamma^2}{(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2} \quad . \tag{6.46}$$

P_0 je moč laserja brez saturacijskega vrha pri ω_0, P_1 pa povečanje moči pri ω_0. Predpostavili smo, da se ojačenje laserja in nehomogeno razširjeni del absorpcije ne spreminjata mnogo preko homogene širine absorberja in je zato P_0 približno konstantna. Frekvenco laserja moduliramo:

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega + a \sin \Omega t \quad . \tag{6.47}$$

Z $\Delta\omega$ smo označili odstopanje srednje frekvence laserja od centra absorpcijske črte ω_0. Če sta a in $\Delta\omega$ majhna v primeri s homogeno širino γ, lahko imenovalec v enačbi 6.46 razvijemo:

$$P(\omega) = P_0 + P_1 [1 - \frac{1}{\gamma^2}\Delta\omega^2 + \frac{2}{\gamma^2} a \Delta\omega \sin \Omega t - \frac{a^2}{\gamma^2} \sin^2 \Omega t] \quad . \tag{6.48}$$

Amplituda signala pri Ω je $2P_1 a \Delta\omega/\gamma^2$. Najmanjša razlika, ki jo lahko zaznamo, je določena s šumom meritve. Kot bomo videli v poglavju o detekciji svetlobe, je osnovni izvor šuma fotodiode Poissonov šum števila parov elektron-vrzel, ki nastanejo zaradi fotoefekta v p-n spoju. Najmanjša sprememba svetlobne moči, ki jo lahko izmerimo, je (glej 10??. poglavje)

$$P_N \simeq \sqrt{\hbar \omega P \frac{1}{\tau}} \, , \tag{6.49}$$

kjer je P celotna svetlobna moč, ki vpada na diodo, τ pa čas meritve, ki je v našem primeru določen s časovno konstanto nizkopasovnega filtra na izhodu faznega detektorja.

Vzemimo na primer He-Ne laser, stabiliziran na iodove pare. Povprečna moč laserja P_0 naj je 10 mW in $P_1 = 0.1$ mW. Širina absorpcijske črte $\gamma = 10^6$ s^{-1}. Izberimo amplitudo modulacije $a = 10^5$ s^{-1} in $\tau = 10^{-4}$ s. Časovna konstanta τ ne sme biti prevelika, določa namreč, kako

hitro popravljamo dolžino laserja. Gornje vrednosti nam dajo za najmanjšo zaznavno moč pri Ω $P_N = 0.5 \times 10^{-8}$ W. Najmanjše merljivo odstopanje frekvence laserja je tedaj

$$\Delta\omega_N = \frac{P_N \gamma^2}{2P_1 a} = 2.5 \times 10^3 \, s^{-1} \, . \tag{6.50}$$

Takšno in še boljšo stabilnost frekvence tudi zares dosežejo. Pozoren bralec bo opazil, da je $\Delta\omega_N < 0.01\gamma$, to je, položaj absorpcijskega vrha je na opisan način mogoče določiti z natančnostjo nekaj tisočink celotne širine.

Na absorpcijsko črto stabiliziranega laserja navadno ne uporabljamo direktno, temveč z njim kontroliramo drug laser. Del izhodne svetlobe iz obeh laserjev zmešamo na detekcijski fotodiodi. V signalu dobimo utripanje, ki je enako razliki frekvenc obeh laserjev. S spreminjanjem dolžine drugega laserja skrbimo, da je frekvenca utripanja konstantna. Na ta način lahko v ozkem frekvenčnem intervalu še spreminjamo frekvenco drugega laserja.

Z merjenjem utripanja med dvema stabiliziranima laserjema ugotavljajo tudi njihovo stabilnost.

6.9 *Absolutna meritev frekvence laserja in definicija metra

Najnatančneje merljiva količina je čas odnosno frekvenca. Frekvence laserja, ki sveti v vidnem področju seveda ni mogoče direktno prešteti. Pač pa je v začetku sedemdesetih let uspelo s heterodinsko tehniko, ki se v mikrovalovni tehniki pogosto uporablja, napraviti primerjavo stabiliziranega He-Ne laserja z osnovno cezijevo uro in tako določiti frekvenco absorpcijske črte metana pri 3.39 μm z isto natan"nostjo, kot jo ima cezijeva ura.

S heterodinsko tehniko primerjamo frekvenci dveh ali več valovanj tako, da jih zmešamo na primernem nelinearnem elementu, običajno neki diodi. Zaradi nelinearnosti dobimo v odzivu diode različne mnogokratnike vpadnih frekvenc, njihove vsote in razlike. Od teh je kaktera lahko dovolj nizka, da jo lahko direktno preštejemo.

Za primerjanje frekvenc nad mikrovalvnim področjem je potreben ustrezen mešalni element. Polvodniške diode nehajo biti uporabne pri približno 20 GHz. Za višje frekvence uporabijo diode kovina-izolator-kovina, ki jih sestavljajo oksidirana površina niklja, ki se je dotika ostra volframska konica. Taka dioda deluje kot uporaben mešalni element do frekvenc okoli 200 THz, to je skoraj do vidnega področja.

Za primerjavo He-Ne laserja, stabiliziranega na metan pri 3.39 μm, z osnovno cezijevo uro je bilo potrebno zgraditi celo verigo vmesnih primerjav, ki jo kaže slika **??**. Frekvenco CO_2 laserja dobimo na primer iz utripanja med frekvencama CO_2 laserja pri 10.2 μm in pri 9.3 μm, trikratnikom frekvence HCN laserja in še klistrona s frekvenco 20 GHz. Na ta način so izmerili, da je frekvenca CH_4 črte na katero je stabiliziran He-Ne laser, 88.376181627 THz.

Valovno dolžino laserja dobimo z interferometrično primerjavo z dolžinskim standardom, ki je bil do leta 1984 določen z neko kriptonovo črto. Iz znane frekvence in valovna dolžine določimo hitrost svetlobe. Zaradi relativno velike širine črte kriptonove svetilke je bil po starem meter definiran le z relativno natančnostjo 10^{-8}, kar je pomenilo, da tudi hitrost svetlobe ne more biti določena bolj natančno. Meritev frekvence laserja pa je dosti natančnejša. Zato je bilo smiselno opustiti meter kot osnovno enoto in raje definirati hitrost svetlobe kot pretvornik med sekundo in metrom. Z njeno vrednost so vzeli, kar so dobili z naboljšo primerjavo stabiliziranega laserja in kriptonove črte: $c = 299792458 \, m/s$. Na metan ali jod stabilizirani laser je postal sekundarni standard za dolžino. Laser je pravzaprav pri tem le pomožna naprava; standard je ustrezni molekularni prehod.

Slika 6.14: Primerjalna veriga za meritev frekvence He-Ne laserja

6.10 *Semiklasični model laserja

Doslej smo laserje obravnavali le z modelom zasedbenih enačb. Ta je zelo grob, saj smo zanemarili nekaj pomembnih pojavov. Svetlobo v resonatorju smo opisali smo opisali le s celotno energijo ali številom fotonov in se za njeno valovno naravo nismo menili. Kar privzeli smo, da je frekvenca delujočega laserja in oblika polja v njem enaka kot za lastno stanje praznega resonatorja. Aktivno snov smo opisali le z zasedenostjo zgornjega in spodnjega laserskega stanja in smo s tem izpustili možnost, da se zaradi sodelovanja z elektromagnetnim poljem atomi nahajajo v nestacionarnem, mešanem stanju.

Gornje pomanjkljivosti odpravimo s tem, da elektromagnetno polje v resonatorju obravnavamo z valovno enačbo, za atome aktivne snovi pa upoštevamo, da se pokoravajo Schroedingerjevi enačbi. S tem dobimo *semiklasični model* laserja. Za še natančnejši opis pa moramo tudi svetlobo obravnavati kvantno, kar presega okvir te knjige.

Aktivna snov naj bo še naprej kar najenostavnejša, to je množica enakih dvonivojskih atomov s stanji $|1\rangle$ in $|2\rangle$, ki imata energiji W_1 in W_2. Atomi s svetlobo sodelujejo preko dipolne interakcije oblike $e\hat{x}E(t)$, kjer je $E(t)$ polje v resonatorju, ki naj bo zaradi preprostosti polarizirano v smeri osi x. Časovno odvisno stanje atomov zapišimo v obliki

$$|\psi\rangle = c_1(t)|1\rangle \exp(-iW_1 t/\hbar) + c_2(t)|2\rangle \exp(-iW_2 t/\hbar) \; . \tag{6.51}$$

Iz Schroedingerjeve enačbe dobimo za koeficienta $c_1(t)$ in $c_2(t)$

$$\dot{c}_1 = \frac{1}{i\hbar} E(t) v_{12} e^{-i\omega_0 t} c_2 \dot{c}_2 = \frac{1}{i\hbar} E(t) v_{12} e^{i\omega_0 t} c_1 \; , \tag{6.52}$$

kjer je $\omega_0 = (W_2 - W_1)/\hbar$ in $v_{12} = e\langle 1|\hat{x}||2\rangle$.

Električni dipolni moment atoma v stanju *ket* ψ je

$$p = -e\langle\psi|\hat{x}|\psi\rangle = -(c_1^* c_2 e^{-i\omega_0 t} + c_1 c_2^* e^{i\omega_0 t}) v_{12} \; . \tag{6.53}$$

Razdelimo p na dva dela:

$$p = p^+ + p^- = v_{12}[\eta(t) + \eta^*(t)] \; , \tag{6.54}$$

kjer smo vpeljali $\eta(t) = c_1^* c_2 e^{-i\omega_0 t}$.

Zanima nas, kako se dipolni moment spreminja s časom. Zato s pomočjo enačb 6.52 izrazimo

$$\dot{\eta} = -i\omega_0 \eta - \frac{1}{i\hbar} E(t) v_{12} (|c_2|^2 - |c_1|^2) \; . \tag{6.55}$$

$|c_i|^2$ je verjetnost za zasedenost stanja $|i\rangle$. Izraz v oklepaju na desni strani gornje enačbe torej meri razliko zasednosti obeh stanj; označimo ga z ζ. Podobno kot zgoraj izrazimo časovni odvod

$$\dot{\zeta} = \frac{2v_{12}}{i\hbar} E(t)(\eta^* - \eta) \; . \tag{6.56}$$

S tem smo iz Schroedingerjeve enačbe dobili enačbe za časovni razvoj diponega momenta in obrnjene zasedenosti, ki pa jih moramo še dopolniti. Naj bo atom na začetku v stanju $|2\rangle$ in naj bo $E(t) = 0$. Začetna vrednost $\zeta(0) = 1$ in po enačbi 6.56 naj bi bila $\zeta(t)$ konstantna. Vemo pa, da se atom, ki je v vzbujenem stanju, sčasoma vrne v osnovno stanje. Verjetnost za prehod na časovno enoto smo označili z A. Poleg tega moramo na nek način upoštevati še črpanje, s

katerim vzdržujemo obrnjeno zasedenost in s tem lasersko delovanje. Za podroben opis črpanja bi morali v Hamiltonov operator dodati ustrezne člene in morda upoštevati še druga stanja atomov, vendar nas take podrobnosti na tem mestu ne zanimajo. Zaradi črpanja stacionarna vrednost ζ v odsotnosti laserskega polja $E(t)$ ni -1, temveč zavzame neko vrendost ζ_0 med -1 in 1, odvisno od moči črpanja. Tako lahko enačbo 6.56 popravimo:

$$\dot{\zeta} = A(\zeta_0 - \zeta) + \frac{2v_{12}}{i\hbar} E(t)(\eta^* - \eta) \,, \tag{6.57}$$

kjer prvi člen popisuje spontane prehode v nižje stanje in vpliv črpanja.

Podobno dopolnimo še enačbo 6.55. Pri $E(t) = 0$ da časovno odvisnost η oblike $e^{-i\omega_0 t}$, to je brez dušenja. Vema pa, da polarizacija v mešanem stanju razpada vsaj zaradi spontanega sevanja, lahko pa še zaradi drugih vplivov, na primer trkov z drugimi atomi. Označimo koeficient dušenja polarizacije z γ, ki meri tudi spektralno širino svetlobe, ki jo sevajo atomi pri prehodu $2 \to 1$. Tako imamo

$$\dot{\eta} = -(i\omega_0\eta + \gamma) - \frac{1}{i\hbar} E(t) v_{12} \zeta \,. \tag{6.58}$$

Tej enačbi moramo dodati še konjugirano kompleksno enačbo. Enačbe 6.57 in 6.58 pogosto imenujejo Blochove enačbe. Najprej so jih uporabili za obravnavo jedrske magnetne resonance.

Potrebujemo še enačbo za polje $E(t)$. Zanj dobimo iz Maxwellovih enačb valovno enačbo, kjer moramo upoštevati, da imamo tudi od nič različno polarizacijo snovi, ki je v primeru, da so vsi atomi enakovredni, podana z

$$P = \frac{N}{V} v_{12}(\eta + \eta^*) = P^+ + P^- \,. \tag{6.59}$$

Valovna enačba je tedaj [**?**]

$$\nabla^2 E - \frac{1}{c^2}\ddot{E} = \mu_0 \ddot{P} \,. \tag{6.60}$$

Namesto mikroskopske količine ζ lahko uvedemo še gostoto obrnjene zasedenosti $Z = (N/V)\zeta$, pa lahko enačbi 6.57 in 6.58 prepišemo v obliko

$$\dot{P}^\pm = (\mp i\omega_0 - \gamma)P^\pm + \frac{v_{12}^2}{i\hbar} E Z \tag{6.61}$$

$$\dot{Z} = A(Z_0 - Z) - \frac{2}{i\hbar} E(P^- - P^+) \,. \tag{6.62}$$

Prehod od enačb 6.57 in 6.58 na **??** je mogoč le, kadar so vsi atomi enakovredni, to je, kadar ni nehomogene razširitve. Kako je v primeru nehomogene razširitve, si bralec lahko ogleda v [**?**].

Enačbe 6.57, 6.58 ali **??**, skupaj z 6.60 dajejo semiklasični opis sodelovanja svetlobe in snovi. Iz izpeljave je vidno, da je v njem spontano sevanje obravnavano pomankljivo, le s fenomenološkim nastavkom, kar je moč popraviti tako, da tudi elektromagnetno polje kvantiziramo. Kljub tej pomanjkljivosti je s semiklasičnim modelom mogoče zelo podrobno obravnavati večino pojavov v laserjih in tudi druge probleme širjenja svetlobe po snovi. Reševanje zapisanega sistema nelinearnih parcialnih diferencialnih enačb pa je v splošnem zelo težavno.

Da bomo semiklasične enačbe le nekoliko pobliže spoznali, na kratko poglejmo najenostavnejši primer, to je laser, v katerem je vzbujeno le eno resonatorsko stanje. Polje ima tedaj obliko

$$E(\vec{r}, t) = E_\lambda(t) u_\lambda(\vec{r}) \,, \tag{6.63}$$

kjer je $u_\lambda(\vec{r})$ krajevni del lastnega stanja resonatorja, ki zadošča enačbi

$$\nabla^2 u_\lambda - \frac{\omega_\lambda^2}{c^2} u_\lambda = 0 \,. \tag{6.64}$$

$E_\lambda(t)$ opisuje časovno odvisnost, ki je za laser v stacionarnem delovanju periodična, vendar frekvenca ni nujno kar enaka lastni frekvneci praznega resonatorja ω_λ, temveč jo moramo še izračunati.

Tudi polarizacijo lahko razvijemo po lastnih funkcijah $u_\lambda(\vec{r})$. Ker so te med seboj ortogonalne, preide valovna enačba 6.60 v

$$\omega_\lambda^2 E_\lambda - \ddot{E}_\lambda = \frac{1}{\varepsilon_0} \ddot{P}_\lambda \,. \tag{6.65}$$

Razstavimo $E_\lambda(t)$ na dva dela:

$$E_\lambda(t) = E_\lambda^+(t) + E_\lambda^-(t) = A^+(t) e^{-i\omega_\lambda t} + A^-(t) e^{i\omega_\lambda t} \,. \tag{6.66}$$

Dejanska frekvenca laserja je blizu ω_λ, zato pričakujemo, da bosta amplitudi $A^\pm(t)$ v primerjavi z $e^{-i\omega_\lambda t}$ le počasni funkciji časa. Izračunajmo

$$\begin{aligned} \ddot{E}_\lambda^+ &= -\omega_\lambda^2 E_\lambda^+ - 2i\omega_\lambda \dot{A}^+ e^{-i\omega_\lambda t} + \ddot{A}^+ e^{-i\omega_\lambda t} \\ &\simeq -\omega_\lambda^2 E_\lambda^+ - 2i\omega_\lambda (\dot{E}_\lambda^+ + i\omega_\lambda E_\lambda^+) \end{aligned} \tag{6.67}$$

V drugi vrstici smo izpustili člen z $\ddot{A}^+$, ker pričakujemo, da je majhen. S tem smo napravili približek *počasne amplitude*.

Polarizacija snovi je približno periodična s frekvenco ω_0, z amplitudo, ki je tudi počasna funkcija časa. Zato je $\ddot{P}_\lambda^+ \simeq -\omega_0^2 P_\lambda^+$. Pri drugem odvodu polja po času smo potrebovali en člen več, ker se člen $-\omega_\lambda^2 E_\lambda^+$ na levi strani enačbe 6.60 odšteje. Z uporabo tega približka in enačb 6.64 in 6.67 preide valovna enačba 6.60 za eno nihanje v

$$\dot{E}_\lambda^+ = -i\omega_\lambda E_\lambda^+ + \frac{i\omega_0}{2\varepsilon_0} P_\lambda^+ \,. \tag{6.68}$$

Doslej nismo upoštevali, da je polje v praznem resonatorju dušeno, zato moramo gornjo enačbo še popraviti:

$$\dot{E}_\lambda^+ = (-i\omega_\lambda - \frac{1}{\tau}) E_\lambda^+ + \frac{i\omega_0}{2\varepsilon_0} P_\lambda^+ \,. \tag{6.69}$$

Kadar v reosnatorju ni snovi, je dobljena enačba enaka kot enačba **??**.

Enačbi **??** in 6.61 sta nelinearni, zato ju n moč kar tako prepisati za primer razvoja po lastnih stanjih resonatorja. Pri enačbi za razvoj polarizacije **??** imamo v zadnjem členu na desni produkt komponente polja E_λ in obrnjene zasedenosti Z, od katere bistveno prispeva le krajevno povprečje $\bar{Z}$, ki se tudi s časom le počasi spreminja. Seveda vsebuje Z tudi krajevno odvisne komponente, ki pa so pomembne predvsem zato, ker sklaplajo različna lastna stanja resonatorja, kar presega našo trenutno obravnavo. Tako imamo

$$\dot{P}_\lambda^+ = (-i\omega_0 - \gamma) P_\lambda^+ + \frac{v_{12}^2}{i\hbar} E_\lambda^+ \bar{Z} \,. \tag{6.70}$$

Enačbo za $\bar{Z}$ dobimo iz 6.61. V zadnjem členu imamo produkte $E^{\pm}P^{\pm} = E_{\lambda}^{\pm}P_{\lambda}^{\pm}u_{\lambda}^{2}(\vec{r})$, kar moramo prostorsko povprečiti. Funkcije $u_{\lambda}(\vec{r})$ naj so normalizirane tako, da je $\int u_{\lambda}^{2}(\vec{r})\,dV = V$. Tako imamo $\overline{u_{\lambda}^{2}(\vec{r})} = 1$ in

$$\dot{\bar{Z}} = A(\bar{Z}_0 - \bar{Z}) - \frac{2}{i\hbar}(E_{\lambda}^{+} + E_{\lambda}^{-})(P_{\lambda}^{-} - P_{\lambda}^{+})\,, \tag{6.71}$$

kjer je $\bar{Z}_0$ povprečje nenasičene zasedenosti Z_0. V zadnjem členu nastopajo produkti, ki nihajo s frekvencami $\omega_{\lambda} - \omega_0$ in $\omega_{\lambda} + \omega_0$. Obe frekvenci sta si zelo blizu, zato je njuna vsota mnogo večja od razlike. Členi $E_{\lambda}^{+}P_{\lambda}^{+}$ in $E_{\lambda}^{-}P_{\lambda}^{-}$ se torej zelo hitro spreminjajo in skoraj nič ne vplivajo na valovanje blizu ω_{λ}, zato jih izpustimo. S tem je časovna odvisnost $\bar{Z}$ podana z

$$\dot{\bar{Z}} = A(\bar{Z}_0 - \bar{Z}) - \frac{2}{i\hbar}(E_{\lambda}^{+}P_{\lambda}^{-} - E_{\lambda}^{-}P_{\lambda}^{+})\,. \tag{6.72}$$

Enačbe 6.69, 6.70 in 6.72, skupaj s konjugirano kompleksnimi enačbami za E_{λ}^{-} in P_{λ}^{-}, so zaključen sistem, ki opisuje delovanje enofrekvenčnega laserja. Uporabimo jih za izračun frekvence izhodne svetlobe.

Naj bo stanje stacionarno. Tedaj lahko polje zapišemo v obliki $E_{\lambda}^{+} = E_0 e^{-i\Omega t}$, kjer je E_0 realna konstanta, frekvenca svetlobe ω pa je blizu ω_0 in ω_{λ}. V stacionarnem stanju mora imeti polarizacija enako časovno odvisnost: $P_{\lambda}^{+} = P_0 e^{-i\Omega t}$. Tedaj je v enačbi 6.72 drugi oklepaj konstanten in mora biti tudi $\bar{Z}$ v stacionarnem stanju od časa neodvisna. Sistem enačb 6.69, 6.70 in 6.72 nam tako da

$$\begin{aligned}
-[i(\omega_{\lambda} - \Omega) + \frac{1}{\tau}]E_0 - \frac{i\omega_0}{2\varepsilon_0}P_0 &= 0 \\
-[i(\omega_0 - \Omega) + \gamma]P_0 + \frac{v_{12}^2}{i\hbar}E_0\bar{Z} &= 0 \\
A(\bar{Z}_0 - \bar{Z}) - \frac{2}{i\hbar}E_0(P_0^{*} - P_0) &= 0\,.
\end{aligned} \tag{6.73}$$

Najprej izračunamo P_0 iz druge enačbe, ga postavimo v tretjo in izračunamo $\bar{Z}$:

$$\bar{Z} = \bar{Z}_0\left[1 + \frac{v_{12}^2}{\hbar^2 A}E_0^2\frac{2\gamma}{(\omega_0 - \Omega)^2 + \gamma^2}\right]^{-1} \tag{6.74}$$

Ta izraz že poznamo. $\pi v_{12}^2/(\varepsilon_0\hbar^2)$ je Einsteinov koeficient B. E_0^2 je sorazmern gostoti energije polja v resonatorju, zadnji ulomek v oklepaju pa nam podaja obliko homogeno razširjene atomske črte:

$$\bar{Z} = \bar{Z}_0\left[1 + \frac{2B}{A}g(\omega_0 - \Omega)w\right]^{-1} \tag{6.75}$$

To je natanko enako izrazu za nasičenje zasedenosti stanj, ki smo ga izpeljali iz zasedbenih enačb v četrtem poglavju.

Postavimo P_0 iz prve enačbe sistema 6.73 v drugo:

$$E_0[i(\Omega - \omega_{\lambda}) + \frac{1}{\tau}][i(\Omega - \omega_0) + \gamma] = -\frac{v_{12}^2\omega_0}{2\hbar\varepsilon_0}E_0\bar{Z}\,. \tag{6.76}$$

V delujočem laserju je $E_0 \neq 0$, zato lahko krajšamo. $\bar{Z}$ je realen, tako da mora biti imaginarni del leve strani enak nič:

$$(\Omega - \omega_{\lambda})\gamma + (\Omega - \omega_0)\frac{1}{\tau} = 0\,. \tag{6.77}$$

Od tod lahko izračunamo frekvenco laserja

$$\Omega = \frac{\omega_\lambda \gamma + \omega_0 \frac{1}{\tau}}{\gamma + \frac{1}{\tau}} \ . \tag{6.78}$$

Frekvenca torej ni enaka frekvenci praznega resonatorja ω_λ, temveč je premaknjena proti centru atomske črte ω_0. Premik je odvisen od razmerja širine atomske črte in izgub resonatorja.

Bralec lahko sam iz enačbe 6.76 izračuna še energijo svetlobe v resonatorju in rezultat primerja s tistim, ki smo ga dobili z uporabo zasedbenih enačb.

Gornji primer uporabe polklasičnih enačb je zelo preprost. Prava moč modela se pokaže pri obravnavi mnogofrekvenčnega laserja, na primer pri računu uklepanja faz laserskih nihanj, kar pa presega okvir te knjige. Več bo bralec našel v [**?**].

7. Primeri laserjev

V tem poglavju bomo spoznali nekaj najpomembnejših vrst laserjev. V grobem laserje razlikujemo po aktivnem sredstvu (plin, trdna snov, organsko barvilo, polprevodnik), pri čemer pa tudi pri izbranem sredstvu obstaja veliko različnih izvedb in načinov delovanja. Za vsak obravnavani primer bomo navedli osnovne karakteristike, v podrobnosti izvedbe pa se ne bomo spuščali.

7.1 Laserski sistemi

Laser je lahko dokaj preprosta naprava, z malo sestavnimi deli, lahko pa je zelo velik in zapleten sistem. Večina velikih laserskih sistemov je sestavljena iz osnovnega laserja, ki ni posebno močan, daje pa kvaliteten snop svetlobe, in iz enega ali več ojačevalnikov. V njih se svetloba ojačuje v sredstvu, ki je enako kot v osnovnem laserju in ki je v kolikor mogoče visokem stanju obrnjene zasedenosti. V več ojačevalnih korakih se tako doseže zelo velika svetlobna moč.

Pri velikih laserskih močeh nastopi vrsta novih težav. Da gostota svetlobnega toka ne povzroča poškodb optičnih komponent, mora premer ojačevanega snopa (in s tem premer vseh vmesnih ojačevalnih stopenj) naraščati. Zadnje stopnje velikih laserskih sistemov imajo tako premer večji od pol metra, kar seveda pomeni, da morajo imeti tolikšno odprtino tudi vse ostale optične komponente. Poleg tega je treba skrbno paziti, da se odbita svetloba ne vrača v prejšnji ojačevalnik ali v osnovni laser in moti njegovega delovanja. Zato so med ojačevalnimi stopnjami optični izolatorji, ki temeljijo na Faradayevem pojavu vrtenja polarizacije v snovi v magnetnem polju.

Slika 7.1: Eden najmočnejših laserskih sistemov na svetu, ki doseže 500 TW moči v sunku. Vir: National Ignition Facility, Livermore, Kalifornija.

Moči svetlobe, ki jih oddajajo najmočnejši laserski sistemi, imajo zelo velike vrednosti. Najmočnejši zvezno delujoči laserji dosegajo tako moči prek ~ 100 kW. Še bistveno večje moči pa dosegajo sunkovni laserji, saj lahko dosežejo moč tudi $\sim 10^{15}$ W. Vendar so sunki tako velike svetlobne moči izredno kratki, tipično reda pikosekunde, tako da znaša celotna moč v takem sunku svetlobe tako 'le' $\sim$ kJ. Dodaten parameter pri tako močnih sunkovnih laserjih je čas, ki poteče med dvema zaporednima sunkoma. Najmočnejši laserski sistemi tako lahko izsevajo največ nekaj sunkov dnevno.

7.2 He-Ne laser

Kot prvi primer si oglejmo helij-neon (He-Ne) laser, ki je bil prvi zvezno delujoči laser in je še danes zelo razširjen. Najpogosteje deluje pri valovni dolžini $632,8$ nm v rdečem delu spektra, poleg tega pa tudi pri infrardečih $1,15$ µm in $3,39$ µm ter nekaterih drugih valovnih dolžinah v oranžnem in zelenem delu spektra. Laser deluje v zveznem načinu delovanja s tipičnimi močmi $0,5-100$ mW.

Slika (7.2) kaže relevantne energijske nivoje helija in neona. Atome helija s trki z elektroni vzbudimo v eno izmed dveh dolgoživih metastabilnih stanj 2^3S ali 2^1S z razpadnima časoma $0,1$ ms in 5 µs. Ti dve stanji slučajno praktično sovpadata z dvema stanjema neona ($4s$ in $5s$). Ko v helij dodamo razmeroma majhno količino neona, se energija s trki prenese z vzbujenih helijevih atomov na atome neona, ki s tem preidejo v že omenjeni vzbujeni stanji, helijevi atomi pa se vrnejo v osnovno stanje. Majhna energijska razlika med nivoji helija in neona (okoli $1,2$ THz) pri tem preide v kinetično energijo obeh atomov.

Slika 7.2: Shema energijskih nivojev v He-Ne laserju. Nivoji helija so označeni z modro in nivoji neona z zeleno, laserski prehodi pa z rdečimi barvami in pripisano ustrezno valovno dolžino.

Znano rdečo svetlobo He-Ne laserja z valovno dolžino $632,8$ nm dobimo pri prehodu iz stanja $5s$ v eno od stanj $3p$. Pri tem je življenjski čas stanja $5s$ okoli 100 ns, stanja $3p$ pa okoli 10 ns. Spodnji $3p$ nivo se prazni s spontano emisijo v metastabilno stanje $3s$. V njem se atomi nabirajo, saj so dipolni sevalni prehodi v osnovno stanje prepovedani, in atomi le s trki ob steno cevi prehajajo v osnovno stanje. Da pospešimo praznjenje spodnjega nivoja in povečamo obrnjeno zasedenost, moramo torej zmanjšati premer razelektritvene cevi. Zaradi gibanja atomov je spektralna črta Dopplerjevo razširjena.

Lasersko delovanje dobimo tudi pri prehodu iz $5s$ v stanje $4p$, pri katerem ima izsevana svetloba valovno dolžino $3,39$ µm. Ojačanje je za ta prehod celo precej večje kot za prehod pri $632,8$ nm, deloma zaradi nižje frekvence (glej zvezo med Einsteinovima koeficientoma A in B, enačba 5.34), deloma pa zaradi kratke življenjske dobe spodnjega laserskega nivoja $4p$. Zato bi pričakovali, da bo He-Ne laser svetil v infrardečem območju in ne vidnem. To delno prepreči absorpcija v steklu, delno pa izgube namerno povečamo s selektivno odbojnostjo resonatorskih zrcal, ki dvigne prag delovanja za $3,39$ µm nad prag za $632,8$ nm. V nekaterih primerih v laser dodamo celico metana, ki infrardečo svetlobo močno absorbira, rdeče pa ne. Omenimo še prehode iz stanja $4s$, ki ga dosežejo neonovi atomi s trki z vzbujenimi helijevimi atomi iz nivoja 2^3S. Prehod $4s$ v $3p$, ki da svetlobo pri $1,15$ µm, je bil prvi opaženi prehod v He-Ne laserjih.

Tipičen He-Ne laser je razmeroma preprosto zgrajen (sliki 7.3 in 7.4). V razelektritveni cevi (napetost ~ 1 kV), skozi katero teče električni tok (~ 10 mA), se nahaja mešanica helija in neona v razmerju $5:1-10:1$. Skupni tlak v cevi je nizek, le okoli 3 mbar, cev pa je tipično dolga okoli $0,5$ m s premerom $1-2$ mm. Cev na obeh straneh zapirata okni, ki sta nagnjeni za Brewsterjev kot (glej enačbo 1.49), tako da so izgube pri odboju za eno polarizacijo kar se da majhne. Izhodna svetloba iz laserja je zato seveda polarizirana. V manjših laserjih so namesto Brewsterjevih oken na razelektritveno cev privarjena kar resonatorska zrcala. Tak laser je nepolariziran. Razelektritvena cev je obdana z dvema ukrivljenima zrcaloma, ki imata zelo veliko odbojnost za izbrano valovno dolžino. Nekaj tipičnih podatkov za He-Ne laser je zbranih v tabeli (7.1).

Slika 7.3: Shema He-Ne laserja: R - razelektritvena cev, IZ - izhodno zrcalo, Z - zrcalo z veliko odbojnostjo, B - Brewsterjevi okni

Slika 7.4: Primer starejšega He-Ne laserja, izdelanega v Sloveniji

He-Ne laserji so preprosti, stabilni, zanesljivi, poceni, imajo visoko kvaliteto žarka in dolgo služijo (do 50 000 ur). Danes jih sicer izrivajo polprevodniški laserji, vendar so še vedno v uporabi v merilnih napravah, v optičnih čitalnih sistemih, v šolah, v raziskovalnih laboratorijih za interferometrijo, holografijo itd. Na njem je osnovan tudi sekundarni standard za meter.

7.3 Argonski ionski laser

Kot drugi primer plinskega laserja obravnavajmo argonski ionski (Ar^+) laser, ki je najbolj poznan po zveznem delovanju v modrem in zelenem delu spektra pri valovnih dolžinah 488 nm in 514,4 nm, deluje pa tudi v bližnjem ultravijoličnem območju. Tipične moči delovanja argonskega laserja so 100 mW – 50 W.

Kot večino drugih plinskih laserjev tudi tega črpamo z električnim tokom. Atome argona vzbudimo s trki z elektroni v ione argona, ti pa z nadaljnjimi trki preidejo v vzbujena stanja. Obrnjeno zasedenost dosežemo med nivojema $4p$ in $4s$ (slika 7.5). Ta dva nivoja vsebujeta veliko podnivojev, zato je tudi prehodov med njima zelo veliko. Argonski laser tako seva pri več kot tridesetih različnih valovnih dolžinah, najznačilnejši sta že omenjeni 488 nm in 514,5 nm. Življenjski čas zgornjega nivoja $\sim 10^{-8}$ s je približno desetkrat daljši od življenjskega časa spodnjega nivoja, od koder se ioni z rekombinacijo z elektroni vrnejo v osnovno stanje atoma. Tudi pri tem laserju je poglavitni vzrok za razširitev črte Dopplerjev pojav.

Slika 7.5: Shema energijskih nivojev v Ar^+ laserju

Argonski laser je v osnovi zgrajen podobno kot He-Ne laser. V razelektritveni cevi (tipična dolžina 1 m in premer 1 – 2 mm) se nahaja argon pri pritisku okoli 10 mbar. Ker gre pri vzbujanju atomov argona za dvostopenjski proces, mora biti električni tok, s katerim dosežemo obrnjeno zasedenost, precej velik, lahko tudi nekaj deset amperov. Pri tipični napetosti nekaj kV to pomeni, da so potrebne velike električne moči, pogosto več deset kW, in močnejši argonski laserji so zato zaradi velike količine odvečne toplote najpogosteje vodno hlajeni.

Slika 7.6: Poenostavljena shema Ar laserja s prizmo: R - razelektritvena cev, IZ - izhodno zrcalo, Z - zrcalo z veliko odbojnostjo, B - Brewsterjevi okni, P - prizma

V argonskih laserjih pogosto ustvarimo tudi vzdolžno magnetno polje, ki preprečuje elektronom, da bi predčasno zapustili ojačevalno območje in trčili v steno. S tem se poveča izhodna moč laserja, hkrati pa preprečuje poškodbe na stenah, ki bi jih lahko povzročili visokoenergijski elektroni. Iz istega razloga so pri močnejših laserjih zrcala izven plinske cevi.

V resonator argonskega laserja pa moramo vgraditi še en dodaten element, ki omogoči izbiro ene same spektralne črte. Najpogosteje za ta frekvenčno selektiven element uporabimo kar majhno prizmo pred enim od obeh zrcal (slika 7.6). Zaradi disperzije v prizmi se snopi različnih valovnih dolžin lomijo pod različnimi koti in le tisti snop, ki vpada pravokotno na zrcalo, je ojačan. Z vrtenjem prizme ali zrcala lahko tako izberemo valovno dolžino ojačane svetlobe. Nekaj tipičnih podatkov za argonski laser je zbranih v tabeli (7.1).

Argonski laser je zanesljiv in daje zelo kvaliteten osnovni Gaussov snop pri eni sami frekvenci. Zato se dosti uporablja v optični spektroskopiji, interferometriji, holografiji in merilni tehniki. Deluje lahko v zveznem načinu, zaradi razmeroma široke črte ojačanja pa ga uporabljamo tudi za fazno uklenjen sunkovni laser z dolžino sunkov okoli 150 ps. V kombinaciji s kriptonovim laserjem, ki je zelo podoben argonskemu, le da deluje v rdečem in oranžnem delu spektra, se uporablja tudi v zabavni industriji. V zadnjem času ga vse bolj izrivajo polprevodniški laserji ali pa frekvenčno podvojeni Nd:YAG.

7.4 Laser na ogljikov dioksid

Do zdaj opisani laserji so delovali na elektronskih prehodih v atomih oziroma ionih. Laser na ogljikov dioksid pa deluje na prehode med vibracijskimi stanji molekul CO_2, pri čemer elektroni ostanejo v osnovnem stanju. Zaradi majhnih energijskih razlik med vibracijskimi stanji deluje tak laser v infrardečem delu spektra, najpogosteje pri $9,6$ µm in $10,6$ µm. Laser deluje v zveznem in v sunkovnem načinu, odlikuje ga pa zelo velik izkoristek (~ 30 %) in posledično zelo velike moči, 1 W – 10 kW.

Preden opišemo delovanje laserja, si na kratko oglejmo še nihajna stanja molekule ogljikovega dioksida. Molekula CO_2 je v osnovnem stanju linearna molekula (slika 7.7 a). Za molekule take oblike obstajajo trije osnovni načini nihanja atomov glede na težišče: atoma kisika nihata simetrično vzdolž osi molekule, pri čemer ogljik miruje – simetrični razteg (slika 7.7 b), atomi nihajo v smeri pravokotno na os – upogib (slika 7.7 c) in atoma kisika se gibljeta v isti smeri vzdolž osi, ogljik pa v nasprotni smeri – asimetrični razteg (slika 7.7 d). Pri tem ima najvišjo frekvenco asimetrični razteg, najnižjo pa upogib. Vsako vibracijsko stanje lahko razstavimo na osnovne nihajne načine in ga opišemo s številom energijskih kvantov v posameznem osnovnem nihanju, torej s trojico celih števil (n_1, n_2, n_3). Stanje 100 tako opisuje osnovni simetrični razteg, stanje 010 osnovno upogibno nihanje, stanje 001 pa osnovni asimetrični razteg.

Slika 7.7: Molekula CO_2 (a) in trije osnovni načini nihanja molekule: simetrični razteg (b), upogib (c) in asimetrični razteg (d)

Vibracijska stanja molekule vzbudimo z električnim tokom skozi plin. Pri tem v razelektritveno cev dodamo dušik (N_2) in podobno kot pri He-Ne laserju se tudi CO_2 črpa predvsem preko trkov z dušikovimi molekulami. Dušikova molekula je dvoatomna in ima zato zgolj eno vibracijsko stanje, ki po energiji praktično sovpada z energijo stanja 001 (slika 7.8). Iz tega gornjega stanja prehajajo molekule v stanje 100 ($10,6$ µm) ali v stanje 020 ($9,6$ µm). Da pospešimo prehod nazaj v osnovno stanje, plinski mešanici dodamo še helij, s katerim trkajo molekule. Razmerje parcialnih tlakov je tako navadno 1:1:8 za CO_2:N_2:He pri tlaku 1 mbar. Pri tako nizkih tlakih je poglavitna razširitev spektralne črte Dopplerjeva, ki pa je v primerjavi z ostalimi plinskimi laserji zaradi nizih frekvenc zelo majhna, le okoli 70 MHz. V laserskih sistemih, kjer je tlak plinov večji, prevlada razširitev zaradi medmolekulskih trkov. Pri tlakih okoli 20 bar znaša razširitev že okoli 500 GHz, kar omogoča izdelavo fazno uklenjenih sunkovnih laserjev s sunki dolžine ~ 1 ps. Nekaj tipičnih podatkov za laser na ogljikov dioksid je zbranih v tabeli (7.1).

Slika 7.8: Shema vibracijskih nivojev v CO_2 laserju

Najpreprostejši laser na ogljikov dioksid je po svoji zgradbi podoben že obravnavanim plinskim laserjem. Razelektritvena cev (polmer ~ 1 cm in dolžina $0,5-2$ m) je na obeh koncih zaključena z Brewstrovima oknoma in zrcaloma, pri čemer moramo paziti, da elementi prepuščajo oziroma odbijajo infrardečo svetlobo. Ker lahko deluje laser pri zelo veliko različnih valovnih dolžinah, dodamo frekvenčno selektiven člen, na primer uklonsko mrežico (slika 7.9).

Slika 7.9: Poenostavljena shema najpreprostejšega CO_2 laserja: R - razelektritvena cev, IZ - izhodno zrcalo, Z - zrcalo z veliko odbojnostjo, B - Brewsterjevi okni, U - uklonska mrežica

Poleg običajnih zaprtih sistemov poznamo tudi laserje z vzdolžnim ali prečnim pretokom, valovodne laserje ... Razlikujejo se po svojih specifikacijah in vrsti uporabe. Laserji na ogljikov dioksid se največ uporabljajo v industriji za zahtevne obdelave materialov, na primer za rezanje kovin, vrtanje, ablacijo, varjenje, pa tudi za vojaške in medicinske namene. Obdelava z laserji omogoča veliko natančnost, čistočo in je zelo fleksibilna.

Laser	He-Ne	Ar^+	CO_2	ekscimer
Valovna dolžina λ	$632,8$ nm	488 in $514,5$ nm	$9,6$ in $10,6$ µm	UV
Verjetnost za spontani prehod A	$3,4 \times 10^6/\mathrm{s}$	$7,8 \times 10^7/\mathrm{s}$	$0,25/\mathrm{s}$	$\sim 10^8/\mathrm{s}$
Presek za stimulirano emisijo σ	3×10^{-17} m^2	$2,6 \times 10^{-16}$ m^2	3×10^{-22} m^2	10^{-20} m^2
Spektralna širina črte $\Delta\nu$	$1,5 \times 10^9$ Hz	$3,5 \times 10^9$ Hz	7×10^7 Hz	10^{13} Hz
Obrnjena zasedenost $\Delta N/V$	$5 \times 10^{15}/\mathrm{m}^3$	$2 \times 10^{15}/\mathrm{m}^3$	$3 \times 10^{21}/\mathrm{m}^3$	$10^{20}/\mathrm{m}^3$

Tabela 7.1: Izbrani podatki za He-Ne, Ar^+, CO_2 in tipičen ekscimerni laser

7.5 Ekscimerni laser

Ekscimerji (*excited dimer, excimer*) so vzbujena vezana stanja dveh atomov, ki bi se v osnovnem stanju ne vezala. Za laserje so zanimivi predvsem ekscimerji težkih žlahtnih plinov in halogenov, na primer Ar_2^* (126 nm), Kr_2^* (146 nm), Xe_2^* (172 nm), ArF (193 nm), KrF (248 nm), XeCl (308 nm), ArBr (161 nm), NeF (108 nm) ... Te molekule obstajajo samo v vzbujenem stanju, v osnovnem stanju pa je odbojna sila med atomoma prevelika in molekula neobstojna. Vsi našteti primeri oddajajo lasersko svetlobo v ultravijoličnem področju, ki ga drugi laserski sistemi le težko pokrivajo. Ekscimerni laserji delujejo v sunkih, pri čemer je tipična oddana energija v sunku ~ 1 J, dolžina sunka $10 - 100$ ns in repeticija ~ 100 Hz.

Vezano stanje dveh atomov dobimo, kadar je ionizacijska energija prvega atoma manjša od vsote elektronske afinitete drugega atoma in elektrostatične energije vezave obeh ionov. Vzemimo za primer klor in kripton. Ionizacijska energija kriptona v osnovnem stanju je 14 eV, v vzbujenem pa 5 eV. Elektronska afiniteta klora je 3,75 eV in elektrostatična vezavna energija KrCl okoli 7 eV. Tako je za nastanek molekule KrCl v osnovnem stanju potrebno dodati okoli 4 eV, pri tvorbi molekule v vzbujenem stanju pa se sprosti okoli 6 eV. Približno obliko celotne potencialne energije molekule KrCl v osnovnem in vzbujenem stanju kaže slika (7.10). Molekula, ki je vezana v vzbujenem stanju, po sevalnem prehodu v osnovno stanje takoj razpade, zato je zelo lahko doseči obrnjeno zasedenost. Pri tem je razpadni čas vezanega stanja $\sim$ 10 ns, spodnjega nevezanega pa okoli $0,1$ ps. Spektralna širina prehoda je precej velika, okoli 1 nm. Da nastanejo ekscimeri, vzbujamo mešanico plinov (žlahtnega plina ali mešanice žlahtnega in halogenega plina) v heliju. Ker je pritisk razmeroma velik (npr. 2 ali 3 bar), je vzbujanje prečno, podobno kot pri nekaterih izvedbah CO_2 laserja. Nekaj tipičnih podatkov za ekscimerni laser je zbranih v tabeli (7.1).

Ekscimerni laserji delujejo v sunkih s precej veliko energijo in se uporabljajo v industriji materialov, mikroprocesorjev, fotolitografiji in medicini, predvsem oftalmologiji in kirurgiji.

Slika 7.10: Shema energije v odvisnosti od razdalje med jedroma atomov. V vzbujenem stanju se atoma povežeta v molekulo, po prehodu v nižji nivo pa atoma disociirata.

7.6 Neodimov laser

Druga skupina laserjev so trdninski laserji. Taki laserji so osnovani na elektronskih prehodih v ionih primesi, ki jih dodamo v kristal ali steklo, črpamo pa jih optično. Primesi so praviloma redke zemlje ali prehodne kovine, kristali pa so navadno oksidi ali fluoridi. Izdelava ojačevalnih sredstev na osnovi stekla je bistveno bolj preprosta in poceni, vendar ima steklo precej nižjo toplotno prevodnost od kristalov in se zato bolj greje. Začeli bomo z opisom dveh primerov neodimovega laserja, Nd:YAG in Nd:steklo. Podobne laserje dobimo, če v YAG kristalu namesto z neodimom itrijeve ione nadomestimo z iterbijem (1030 nm) ali erbijem (2940 nm).

7.6.1 Nd:YAG

Najpomembnejši predstavnik je Nd:YAG laser, v katerem je ojačevalno sredstvo itrij-aluminijev granat ($Y_3Al_5O_{12}$, YAG) s primesmi neodimovih ionov Nd^{3+}. Neodimov laser deluje pri valovni dolžini $1,064$ µm ali frekvenčno podvojeni 532 nm. Laser lahko deluje v zveznem načinu pri močeh $5-100$ W ali sunkovnem z dolžino sunkov okoli 100 ns in energijo sunka ~ 1 J.

Neodimov laser je primer štirinivojskega laserskega sistema, pri čemer je laserski prehod med stanjema $^4F_{3/2}$ in $^4I_{11/2}$ iona neodima (slika 7.11). S svetlobo višje frekvence (tipično okoli 800 nm) črpamo elektrone v višje nivoje, ki hitro preidejo v zgornji laserski nivo. Življenjski čas višjega nivoja je okoli 230 µs, spodnjega pa precej krajši, zato je lahko doseči veliko obrnjeno zasedenost. Spodnje stanje je dovolj visoko nad osnovnim, da pri sobni temperaturi v ravnovesju ni znatno zasedeno. Zato je prag neodimovega laserja nizek in je lahko doseči zvezno stacionarno delovanje, prav tako dobro pa deluje tudi v sunkih. Razširitev črte je homogena in je predvsem posledica termičnega nihanja kristalne mreže. Laser je odličen za delovanje s preklopom dobrote, zaradi ozke črte pa z uklepanjem faz oddaja zelo kratke sunke (nekaj ps).

Slika 7.11: Shema energijskih nivojev v Nd^{3+} laserju

Za črpanje uporabljamo diodne laserje ali močne ksenonove svetilke za zvezno delovanje ter podobne bliskovne luči za sunkovno delovanje (slika 7.12 a). Aktivna snov v laserju je v obliki paličice dolžine od nekaj cm do dobrih 10 cm in širine do okoli 1 cm. V kristalu YAG neodimovi ioni nadomestijo približno 1 % itrijevih, zato ojačevalno sredstvo na videz ni prozorno, temveč rahlo rožnato (slika 7.12 b). Aktivna paličica in svetilka sta vgrajeni v cilindrično ali eliptično votlino z zrcalnimi ali belimi stenami, tako da se čim večji del črpalne svetlobe absorbira v laserski paličici (slika 7.12 c).

Slika 7.12: Ksenonska bliskovna svetilka (a), ojačevalno sredstvo v Nd:YAG laserju (b) in shema eliptične črpalne votline (c)

Pri črpanju s ksenonsko svetilko je le manjši del izsevane svetlobe v absorpcijskih pasovih, zato je izkoristek črpanja razmeroma slab, tipično pod $0,01$ %. Za izhodno moč zvezno delujočega Nd:YAG laserja nekaj deset wattov je tako potrebna električna moč nekaj kW. Velika večina porabljene moči gre v gretje, zato je v laserjih z nekoliko večjo povprečno močjo potrebno vodno hlajenje. Gretje povzroča tudi toplotne deformacije laserske paličice, kar lahko močno spremeni lastnosti resonatorja. Toplotni učinki so ena poglavitnih praktičnih težav pri izdelavi neodimovih laserjev s klasičnimi svetilkami . Danes prevladuje črpanje z diodnimi laserji, ki svetijo v območju največje absorpcije Nd^{3+}. Črpanje je lahko prečno ali pa vzdolžno (slika 7.13). Pri diodnem črpanju je izkoristek dosti večji in je manj gretja, kar omogoča bolj kompaktno konstrukcijo in boljšo stabilnost izhodne moči.

Slika 7.13: Shema vzdolžnega diodnega črpanja Nd:YAG laserja. O - ojačevalno sredstvo, IZ - izhodno zrcalo, D - dikroično zrcalo, prepustno za črpalno svetlobo in odbojno za lasersko, DL - diodni laser za črpanje, L - leča

Neodimovi laserji so zelo razširjeni, tako v osnovni kot tudi v frekvenčno podvojeni različici. Najbolj uporabni so za obdelavo materialov (na primer vrtanje in varjenje, litografija) ter v medicini (dermatologija in endoskopska kirurgija). Pomemben proizvajalec Nd:YAG laserjev za medicinske namene je tudi podjetje Fotona iz Ljubljane.

Laser	Nd:YAG	Nd:steklo	Ti:safir
Valovna dolžina	1064 nm	1050 nm	$660 - 1180$ nm
Verjetnost za spontani prehod A	$4 \times 10^3/\mathrm{s}$	$3 \times 10^3/\mathrm{s}$	$3 \times 10^5/\mathrm{s}$
Presek za stimulirano emisijo σ	3×10^{-23} m^2	3×10^{-24} m^2	3×10^{-23} m^2
Spektralna širina črte $\Delta\nu$	$1,3 \times 10^{11}$ Hz	7×10^{12} Hz	1×10^{14} Hz
Gostota obrnjene zasedenosti $\Delta N/V$	$1,6 \times 10^{23}/\mathrm{m}^3$	$8 \times 10^{23}/\mathrm{m}^3$	$6 \times 10^{23}/\mathrm{m}^3$

Tabela 7.2: Tipični podatki za Nd:YAG, Nd:steklo in Ti:safirni laser

7.6.2 Nd:steklo

Namesto v ustrezen kristal lahko neodimove ione Nd^{3+} vgradimo tudi v steklo. Tak laser deluje pri valovni dolžini $1,050$ µm v sunkovnem načinu s preklopom dobrote ali z uklepanjem faz z energijami sunkov ~ 1 J. Z ojačevalniki dosežemo energije sunka nad 100 kJ. Zaradi amorfne strukture stekla in posledično nehomogenega lokalnega polja je laserska črta nehomogeno razširjena. Ojačanje je manjše kot v Nd:YAG in za prag laserskega delovanja je potrebna precej večja moč črpanja. Laserji Nd:steklo zato delujejo le v sunkovnem načinu, kjer pa so za velike energije celo boljši od Nd:YAG. Zaradi manjšega ojačanja pri dani obrnjeni zasedenosti je v laserju s preklopom dobrote mogoče doseči večjo načrpanost, ne da bi prišlo do praznjenja zaradi ojačevanja spontanega sevanja v enem preletu paličice. Problem teh laserjev predstavlja nizka toplotna prevodnost stekla, ki omejuje repeticijo sunkov. Velika širina črte je zelo primerna za delovanje v načinu uklepanja faz, s katerim dosegamo ultrakratke sunke (~ 100 fs).

★ Energije izsevanih sunkov je mogoče še povečati z ojačevalniki. Med največjimi je laserski sistem Nd:steklo v Rochestru (New York), ki ga uporabljajo za raziskave fuzije. Okoli 1 ns dolg sunek iz osnovnega laserja razdelijo na deset ojačevalnih vej, ki so dolge po 180 m. Končna energija sunka je nad ~ 1 MJ. Z njim z vseh strani posvetijo na kroglico iz devterija in tritija, ki se dovolj segreje in stisne, da pride do njunega zlivanja. Vršna moč laserskega sunka je okoli 10^{15} W. Če laserski snop zberemo na površino 1 mm^2, dobimo električno poljsko jakost okoli 5×10^{11} V/m, kar je približno enako polju v vodikovem atomu.

7.7 Titan-safirni laser

Titan-safirni laser (Ti:safir) je trdninski laser, pri katerem so v kristal safirja Al_2O_3 primešani ioni titana Ti^{3+}. Njegova najpomembnejša značilnost je zvezna nastavljivost valovne dolžine v zelo širokem frekvenčnem pasu ($600 - 1180$ nm) z največjo učinkovitostjo pri okoli 800 nm. Deluje v zveznem načinu z močmi do 50 W in v fazno uklenjenem načinu sunkovno z dolžino sunkov do 10 fs z vršnimi močmi nad 10^{12} W.

Slika 7.14: Energijski nivoji v titan-safirnem laserju. Dva nivoja sta zaradi vibracij razcepljena na veliko število podnivojev, ki pa se med seboj deloma prekrivajo. Zelo podobna je tudi shema energijskih nivojev organskih barvil.

Ojačevalno sredstvo v titan-safirnem laserju je aluminijev oksid, v katerem približno $0,2$ % aluminijevih ionov nadomestimo s titanovimi. Titanovi ioni imajo v taki konfiguraciji zgolj eno vzbujeno stanje, vendar se zaradi sklopitve s fononi vibracijski nivoji posameznega stanja med seboj prekrivajo in prehod je močno razširjen. Z optičnim črpanjem vzbudimo titanov ion iz osnovnega stanja v eno izmed vibracijskih stanj vzbujenega stanja, ki hitro preide v najnižje vzbujeno stanje. Laserski prehod poteka med nižjem vzbujenim stanjem in enim od vibracijskih nivojev osnovnega stanja (slika 7.14), od koder se vrne v osnovno stanje. Življenjski čas vzbujenega stanja je kratek ($3,2$ µs), širina črte pa največja med vsemi trdninskimi laserji. Ker je vrh absorpcijskega pasu blizu 500 nm, laser črpamo z zeleno svetlobo (argonski laser za zvezno delovanje oziroma frekvenčno podvojen neodimov laser za sunkovno). Najpomembnejša uporaba je v raziskovalnih laboratorijih za ustvarjanje zelo kratkih sunkov svetlobe z dolžino ~ 10 fs. Prevedeno v dolžino je to le nekaj valovnih dolžin svetlobe.

7.8 Laserji na organska barvila

Naslednja skupina laserjev so laserji na organska barvila, v katerih je organsko barvilo raztopljeno v tekočini, praviloma vodi ali alkoholu. To so bili prvi laserji z veliko spektralno širino in nastavljivo valovno dolžino delovanja. Delujejo lahko kot zvezni laserji in z izbiro barvila lahko dosežemo delovanje v območju $300-1500$ µm pri močeh do ~ 2 W, široka spektralna širina pa omogoča sunkovno delovanje z uklepanjem faz z nekaj femtosekundnimi sunki pri energiji sunka nekaj 100 J.

Shema energijskih nivojev molekule tipičnega organskega barvila je zelo podobna shemi energijskih nivojev titan-safirnega laserja (slika 7.14). Vsi elektronski nivoji so razcepljeni v vibracijske in rotacijske podnivoje. V toplotnem ravnovesju je molekula na dnu osnovnega elektronskega stanja S_0. Z absorpcijo vidne svetlobe primerne frekvence preide v neko vzbujeno singletno stanje S_1. Preko trkov z molekulami topila vzbujena barvilna molekula zelo hitro, v času okoli pikosekunde, preide na dno vzbujenega stanja, od koder s sevanjem preide nekam v osnovno stanje S_0, od tam pa s trki hitro nazaj na dno osnovnega stanja. Ker sta obe elektronski stanji zaradi vibracij in rotacij razširjeni, sta absorpcijska in emisijska fluorescenčna črta široki. Tipična širina je blizu 50 nm. Energija izsevane svetlobe je zmanjšana za energijo prehodov s trki, zato je fluorescenčna črta premaknjena k nižjim frekvencam od absorpcijske. Absorpcijski in fluorescenčni spekter prehoda $S_0 - S_1$ za barvilo rodamin 6G kaže slika (7.15).

Slika 7.15: Absorpcijski in emisijski spekter barvila rodamin 6G, ki se uporablja v laserjih

Valovna dolžina	$300 - 1500\ \mu\text{m}$
Verjetnost za spontani prehod A	$\sim 10^8/\text{s}$
Presek za stimulirano emisijo σ	$3 \times 10^{-20}\ \text{m}^2$
Spektralna širina črte $\Delta\nu$	$3 \times 10^{13}\ \text{Hz}$
Gostota obrnjene zasedenosti $\Delta N/V$	$\sim 10^{22}/\text{m}^3$

Tabela 7.3: Tipični podatki za laserje na organska barvila

Laser na organska barvila lahko deluje pri vseh frekvencah znotraj široke fluorescenčne črte. Zato moramo v resonator vgraditi nek frekvenčno selektiven element, s katerim lahko nastavljamo frekvenco laserja. Uporabna je prizma, kot v primeru argonskega laserja, ali pa eno od zrcal nadomestimo z uklonsko mrežico, ki je postavljena pod takim kotom, da se po osi resonatorja odbije svetloba izbrane valovne dolžine. To lahko spremenimo s spreminjanjem kota nagiba mrežice. Barvilne laserje črpamo ali z bliskovno lučjo ali z drugim laserjem primerne valovne dolžine, na primer argonskim ali ekscimernim laserjem. Široko območje ojačevanja barvila nam z uklepanjem faz omogoča dobiti tudi zelo kratke svetlobne sunke, pod 1 ps.

Laserji na organska barvila so uporabni v spektroskopiji, za ločevanje izotopov, v medicini (npr. za odstranjevanje ledvičnih kamnov), astronomiji (za umetne laserske zvezde) ...

7.9 Vlakenski laserji

7.10 Polprevodniški laserji

8. Nelinearna optika

Pri obravnavi svetlobnega valovanja v snovi smo doslej vedno privzeli linearno zvezo med polarizacijo in jakostjo električnega polja. To je seveda približek, ki je dovolj dober le pri razmeroma majhnih jakostih polja. Kadar doseže električna poljska jakost velike vrednosti – in v laserskih snopih jih nedvomno lahko doseže – je treba upoštevati tudi višje člene v razvoju. Takrat govorimo o nelinearni optiki, saj zveza med polarizacijo in električnim poljem ni linearna. V tem poglavju bomo spoznali zanimive pojave, ki jih povzroči nelinearni del polarizacije, med drugim optično frekvenčno podvajanje, optično parametrično ojačevanje, optično usmerjanje, samozbiranje laserskega snopa, optične solitone in optično fazno konjugacijo.

8.1 Nelinearna susceptibilnost

V linearnem približku odziva snovi velja, da je polarizacija snovi $\mathbf{P}$ linearna funkcija električne poljske jakosti svetlobe $\mathbf{E}$. Takrat zapišemo (enačba 1.7)

$$\mathbf{P} = \mathbf{D} - \varepsilon_0 \mathbf{E} = \varepsilon_0 \underline{\varepsilon} \cdot \mathbf{E} - \varepsilon_0 \mathbf{E} = \varepsilon_0 (\underline{\varepsilon} - 1) \cdot \mathbf{E}. \tag{8.1}$$

Če uvedemo tenzor linearne susceptibilnosti

$$\chi^{(1)} = \underline{\varepsilon} - 1, \tag{8.2}$$

lahko linearni odziv snovi zapišemo strnjeno kot

$$\mathbf{P}_\mathrm{L} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E}. \tag{8.3}$$

Ta približek je dober za majhne jakosti električnega polja. Pri večjih poljih postanejo pomembni tudi členi višjega reda v razvoju polarizacije po $\mathbf{E}$

$$\boxed{\mathbf{P} = \mathbf{P}_\mathrm{L} + \mathbf{P}_\mathrm{NL} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}\,\mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vdots \mathbf{E}\,\mathbf{E}\,\mathbf{E} + \ldots} \tag{8.4}$$

Vpeljali smo nelinearni susceptibilnosti $\chi^{(2)}$ in $\chi^{(3)}$, ki sta tenzorja tretjega in četrtega ranga. Za bolj nazorno predstavo izpišimo nelinearna dela še po komponentah

$$(\mathbf{P}_{\mathrm{NL},2})_i = \varepsilon_0 \chi^{(2)}_{ijk} E_j E_k \tag{8.5}$$

in

$$(\mathbf{P}_{\mathrm{NL},3})_i = \varepsilon_0 \chi^{(3)}_{ijkl} E_j E_k E_l, \tag{8.6}$$

pri čemer smo uporabili Einsteinov zapis seštevanja po indeksih. Značilne vrednosti susceptibilnosti v trdnih snoveh so $\chi^{(1)} \sim 1$, $\chi^{(2)} \sim 10^{-11}$ m/V in $\chi^{(3)} \sim 10^{-22}$ m^2/V^2. Obravnavali bomo samo snovi, v katerih ni izgub in so susceptibilnosti realne.

Naloga 8.1.1 Pokaži, da so gostote svetlobnega toka, pri katerih dosežemo znaten nelinearen prispevek k polarizaciji in velja

$$\frac{P_{NL}}{P_L} \sim 10^{-5},$$

velikostnega reda 1 $\mathrm{MW/cm^2}$. Ker so take vrednosti z navadnim svetilom povsem nedosegljive, je bilo mogoče nelinearne optične pojave opazovati šele po iznajdbi laserjev.

Tenzor $\chi^{(2)}$ je od nič različen le v snoveh, ki nimajo centra inverzije. Ker lahko v produktu (enačba 8.5) vrstni red $E_j E_k$ zamenjamo, mora biti tenzor invarianten na to zamenjavo

$$\chi_{ijk} = \chi_{ikj}. \tag{8.7}$$

Zato lahko vpeljemo poenostavljen zapis, pri katerem prvi indeks prepišemo $(x = 1, y = 2, z = 3)$, zadnja dva indeksa pa združimo. Dogovorjene oznake so $xx = 1, yy = 2, zz = 3, yz = zy = 4, xz = zx = 5, xy = yx = 6$. Tako na primer χ_{xxz} zapišemo kot χ_{15}. Namesto splošnega tenzorja tretjega ranga smo s tem uvedli matriko velikosti 3×6. Vendar koeficienti matrike niso poljubni. Zaradi simetrijskih lastnosti kristala se matrika poenostavi in navadno je le nekaj komponent različnih od nič. Kadar je v snovi absorpcija dovolj majhna, lahko matriko poenostavimo z dodatnim približkom, tako imenovano Kleinmanovo domnevo[1]. Ta pravi, da je

$$\chi_{ijk} = \chi_{ikj} = \chi_{kij} = \chi_{kji} = \chi_{jik} = \chi_{jki}. \tag{8.8}$$

Kristal	Grupa	Neničelne komponente tenzorja χ	Vrednosti (10^{-12} m/V)
$BaTiO_3$	4mm	$\chi_{xxz} = \chi_{yyz} = \chi_{xzx} = \chi_{yzy} = \chi_{15} = \chi_{24}$ $\chi_{zxx} = \chi_{zyy} = \chi_{31} = \chi_{32}$ $\chi_{zzz} = \chi_{33}$	$\chi_{15} = 42,6$ $\chi_{31} = 45,2$ $\chi_{33} = 16,0$
KDP	$\bar{4}2$m	$\chi_{xyz} = \chi_{yxz} = \chi_{xzy} = \chi_{yzx} = \chi_{14} = \chi_{25}$ $\chi_{zxy} = \chi_{zyx} = \chi_{36}$	$\chi_{14} = 0,88$ $\chi_{36} = 1,12$
Telur	32	$\chi_{xxx} = -\chi_{xyy} = -\chi_{yyx} = -\chi_{yxy} =$ $= \chi_{11} = -\chi_{12} = -\chi_{26}$ $\chi_{xyz} = \chi_{xzy} = -\chi_{yxz} = -\chi_{yzx} = \chi_{14} = -\chi_{25}$	$\chi_{11} = 1300$ $\chi_{14} \approx 0$
$LiNbO_3$	3m	$\chi_{xxz} = \chi_{yyz} = \chi_{xzx} = \chi_{yzy} = \chi_{15} = \chi_{24}$ $\chi_{zxx} = \chi_{zyy} = \chi_{31} = \chi_{32}$ $\chi_{zzz} = \chi_{33}$ $-\chi_{xxy} = -\chi_{xyx} = \chi_{yyy} = -\chi_{yxx} =$ $= -\chi_{16} = \chi_{22} = -\chi_{21}$	$\chi_{31} = -11,9$ $\chi_{33} = 68,8$ $\chi_{22} = 5,52$

Tabela 8.1: Koeficienti nelinearne susceptibilnosti za nekaj izbranih snovi

[1] D. A. Kleinman, Phys. Rev. 126, 1977 (1962).

Poglejmo primer. Vzemimo barijev titanat ($BaTiO_3$) s točkovno grupo 4mm. To pomeni, da ima 4-števno os simetrije in dve zrcalni ravnini, od katerih ena preslika $x \to -x$ ali $y \to -y$, druga pa $x \to y$ in $y \to x$. Od nič različni elementi susceptibilnosti so tako samo:

$$\chi_{xxz} = \chi_{xzx} = \chi_{yyz} = \chi_{yzy}; \quad \chi_{zzz}; \quad \chi_{zxx} = \chi_{zyy}. \tag{8.9}$$

Z upoštevanjem Kleinmanove domneve se število različnih členov še zmanjša in ostaneta le dva

$$\chi_{xxz} = \chi_{xzx} = \chi_{yyz} = \chi_{yzy} = \chi_{zxx} = \chi_{zyy} \quad \text{in} \quad \chi_{zzz}. \tag{8.10}$$

Primerjajmo zdaj gornjo trditev z vrednostmi, podanimi v tabeli (8.1). V tabeli so navedene izmerjene nelinearne susceptibilnosti[2] in vidimo, da Kleinmanova domneva ni povsem točna, je pa razmeroma dober približek.

8.2 Nelinearni optični pojavi drugega reda

Vzemimo optično nelinearni kristal s $\chi^{(2)} \neq 0$. V smeri pravokotno glede na njegovo mejno ploskev naj vpadata dve valovanji s frekvencama ω_1 in ω_2. Zaradi nelinearne sklopitve nastajajo v snovi nova valovanja z različnimi kombinacijami frekvenc (slika 8.1). Tako dobimo poleg valovanj z osnovnima frekvencama tudi valovanja pri dvakratnikih obeh vstopnih frekvenc, pri njuni vsoti, razliki in celo pri frekvenci nič. Oglejmo si te pojave podrobneje.

Slika 8.1: Shematski prikaz nastanka valovanj pri nelinearnih optičnih pojavih drugega reda in spekter izhodne svetlobe, pri čemer intenzitete izhodnih žarkov niso risane v merilu

★ Nastanku valovanja pri podvojeni frekvenci oziroma optičnemu frekvenčnemu podvajanju pravimo tudi SHG (*Second harmonic generation*), nastanku valovanja pri vsoti frekvenc SFG (*Sum frequency generation*), nastanku valovanja pri razliki frekvenc DFG (*Difference frequency generation*) in pojavu statičnega polja pri $\omega = 0$ optično usmerjanje (*Optical rectification*).

Ugotovili smo že, da navadna valovna enačba ne velja za opis pojavov pri velikih intenzitetah vpadnih valovanj. V tem primeru pride namreč do pojava nelinearne polarizacije in valovanje opišemo z nelinearno valovno enačbo

$$\boxed{\nabla^2 \mathbf{E} - \frac{\varepsilon}{c_0^2}\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \mathbf{P}_{\mathrm{NL}}}{\partial t^2}.} \tag{8.11}$$

[2] Izmerjene vrednosti, ki jih najdemo v literaturi, se od vira do vira pogosto znatno razlikujejo.

Naloga 8.2.1 Iz Maxwellovih enačb (1.1 do 1.4) izpelji nelinearno valovno enačbo (8.11), pri čemer upoštevaj zvezo (8.4). Pomagaj si z identiteto

$$\nabla \times (\nabla \times \mathbf{A}) = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{A}) - \nabla^2 \mathbf{A}.$$

Nehomogene valovne enačbe v splošnem ne znamo rešiti in se moramo zateči k približkom. Prva poenostavitev, ki jo bomo naredili, je omejitev na vzporedna vpadna žarka, ki se širita v smeri osi z. Poleg tega se bomo omejili na izračun samo enega nastalega valovanja in privzeli, da je neodvisno od drugih nastalih valovanj. Ta omejitev ni huda. Dokler sta namreč amplitudi valovanj pri vsoti in razliki frekvenc majhni, ju lahko obravnavamo vsako posebej. Ni sicer nujno, da sta amplitudi obeh nastalih valov vedno majhni, vendar je lahko, kot bomo videli kasneje, le eno valovanje naenkrat po jakosti primerljivo z vpadnim.

V snovi so tako prisotna tri valovanja: dve vpadni in tretje, novo nastalo

$$\begin{aligned}
\mathbf{E}_1 &= \frac{\mathbf{e}_1}{2}\left[A_1(z)\,e^{i(k_1 z-\omega_1 t)} + A_1^*(z)\,e^{-i(k_1 z-\omega_1 t)}\right] \\
\mathbf{E}_2 &= \frac{\mathbf{e}_2}{2}\left[A_2(z)\,e^{i(k_2 z-\omega_2 t)} + A_2^*(z)\,e^{-i(k_2 z-\omega_2 t)}\right] \\
\mathbf{E}_3 &= \frac{\mathbf{e}_3}{2}\left[A_3(z)\,e^{i(k_3 z-\omega_3 t)} + A_3^*(z)\,e^{-i(k_3 z-\omega_3 t)}\right].
\end{aligned} \tag{8.12}$$

Polja smo zapisali v realni obliki, to je s kompleksno konjugiranimi deli, saj valovna enačba (8.11) ni linearna. Upoštevali smo tudi, da so zaradi nelinearnih pojavov amplitude funkcije kraja, za katere pa lahko privzamemo, da se le počasi spreminjajo. Njihova kompleksna vrednost dopušča pojav dodatnega faznega zamika. Za valovna števila velja $k_n^2 = \varepsilon_n \omega_n^2/c_0^2$, pri čemer je ε_n dielektrična konstanta pri frekvenci ω_n in polarizaciji $\mathbf{e}_n$, indeks $n = 1...3$ pa označuje valovanje. S tem nastavkom vsako od treh valovanj pri konstantni amplitudi reši linearni del valovne enačbe.

Naša naloga je ugotoviti, kako se zaradi nelinearnosti spreminjajo amplitude posameznih valovanj. Nastavek za polje, ki bo rešil nelinearno valovno enačbo, je tako

$$\mathbf{E}(z,t) = \sum_{n=1}^{3} \frac{\mathbf{e}_n}{2}\left[A_n(z)\,e^{i(k_n z-\omega_n t)} + A_n^*(z)\,e^{-i(k_n z-\omega_n t)}\right]. \tag{8.13}$$

Izračunajmo najprej

$$\nabla^2 \mathbf{E} = -\sum_{n=1}^{3} \frac{\mathbf{e}_n}{2}\left[k_n^2 A_n(z) - 2ik_n \frac{dA_n(z)}{dz}\right] e^{i(k_n z-\omega_n t)} + \text{ k. k.} \tag{8.14}$$

S k. k. smo označili kompleksno konjugirani del. Upoštevali smo, da se amplituda $A_n(z)$ le počasi spreminja s krajem in smo zato njen drugi odvod po kraju zanemarili. Izračunamo še drugi odvod po času

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \sum_{n=1}^{3} \frac{\mathbf{e}_n}{2}\left(-\omega_n^2\right)\left[A_n(z)\,e^{i(k_n z-\omega_n t)} + \text{ k. k.}\right]. \tag{8.15}$$

Nelinearna polarizacija vsebuje produkte polj, ki nihajo z vsemi možnimi vsotami in razlikami parov frekvenc ω_1, ω_2 in ω_3

$$\begin{aligned}
\mathbf{P}_{\mathrm{NL}} = \varepsilon_0 \chi^{(2)} : \mathbf{E}\mathbf{E} = \varepsilon_0 \sum_{n=1}^{3}\sum_{m=1}^{3} &\left(\frac{1}{4}\chi^{(2)} : \mathbf{e}_n \mathbf{e}_m\right) A_n(z) A_m(z) e^{i(k_n+k_m)z - i(\omega_n+\omega_m)t} + \\
&\left(\frac{1}{4}\chi^{(2)} : \mathbf{e}_n \mathbf{e}_m\right) A_n(z) A_m^*(z) e^{i(k_n-k_m)z - i(\omega_n-\omega_m)t} + \text{k.k.}
\end{aligned} \tag{8.16}$$

Če želimo, da je valovna enačba (8.11) izpolnjena ob vsakem času t, se morajo ujemati izrazi pri istih časovnih odvisnostih, to je pri istih frekvencah. Najprej zberemo člene pri $\omega_n = \omega_3$ in $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Dobimo

$$ik_3\mathbf{e}_3\frac{dA_3}{dz}e^{ik_3z} = -\frac{\mu_0\varepsilon_0\omega_3^2}{4}\chi : \mathbf{e}_1\mathbf{e}_2A_1A_2e^{i(k_1+k_2)z}. \tag{8.17}$$

Množimo še obe strani skalarno z $\mathbf{e}_3$, upoštevajmo zvezo med k_3 in ω_3 in ravnajmo podobno še za drugi dve valovanji. Tako dobimo sistem sklopljenih enačb za amplitude valovanj v optično nelinearnem sredstvu

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{i\omega_3\chi_{ef}}{4c_0n_3}A_1A_2\,e^{-i\Delta kz} \tag{8.18}$$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{i\omega_2\chi_{ef}}{4c_0n_2}A_1^*A_3\,e^{i\Delta kz} \tag{8.19}$$

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{i\omega_1\chi_{ef}}{4c_0n_1}A_2^*A_3\,e^{i\Delta kz}. \tag{8.20}$$

Pri tem je

$$\chi_{ef} = \mathbf{e}_3\cdot\chi : \mathbf{e}_1\,\mathbf{e}_2 = \sum_{ijk}\chi_{ijk}e_{3i}e_{1j}e_{2k}. \tag{8.21}$$

Ker polarizacijski vektorji niso nujno vzporedni s koordinatnimi osmi, tudi χ_{ef} niso čiste kartezične komponente tenzorja nelinearne susceptibilnosti.

Naloga 8.2.2 Pokaži, da iz Kleinmanove domneve (enačba 8.8) sledi, da so efektivne susceptibilnosti χ_{ef} v vseh treh izrazih (8.18-8.20) enake.

Z Δk smo označili razliko valovnih vektorjev

$$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2. \tag{8.22}$$

Čeprav je $\omega_3 - \omega_2 - \omega_1 = 0$, je Δk navadno različen od nič zaradi frekvenčne disperzije lomnega količnika. Videli bomo, da je to ključnega pomena za vrsto nelinearnih optičnih pojavov. Dobljeni sistem sklopljenih diferencialnih enačb opisuje več pojavov, odvisno od začetnih pogojev in relativnih intenzitet valovanj. Mi si bomo ogledali le nekaj najpomembnejših primerov.

Naloga 8.2.3 Pokaži, da nastavek za polje v nelinearni snovi (enačba 8.13) reši nelinearno valovno enačbo (8.11), in pokaži, da spreminjanje amplitude posameznih valovanj ustreza enačbam (8.18-8.20).

8.3 Optično frekvenčno podvajanje

Obravnavajmo optično nelinearno sredstvo, na katerega vpadata valovanji $\mathbf{E}_1$ in $\mathbf{E}_2$. Naj bosta frekvenci vpadnih valovanj enaki $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, valovanji pa razlikujemo zaradi možnosti dveh različnih polarizacij. Takrat je $\omega_3 = 2\omega$ in govorimo o najpreprostejšem in tudi najpomembnejšem optičnem nelinearnem pojavu – frekvenčnem podvajanju. Pogosto ga uporabljamo za pridobivanje laserskih snopov pri krajših valovnih dolžinah, na primer pri Nd:YAG laserju, ko infrardeče izhodno valovanje (1064 nm) pretvorimo v vidno svetlobo zelene barve (532 nm).

Zanima nas, kako se $A_3(z) = A_{2\omega}(z)$ spreminja vzdolž nelinearnega kristala pri začetnem pogoju $A_{2\omega}(0) = 0$. Privzemimo še, da se pretvori le manjši del vpadnega energijskega toka, tako da sta amplitudi $A_1 = A_2 = A_0$ približno konstantni. Tedaj lahko enačbo za $A_3(z)$ (enačba 8.18) brez težav integriramo do dolžine kristala L in zapišemo

$$A_{2\omega}(L) = \frac{i\omega\chi_{ef}A_0^2}{2c_0 n_{2\omega}} e^{-i\Delta kL/2} \frac{\sin\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)}{\frac{\Delta kL}{2}} L, \tag{8.23}$$

kjer smo z $n_{2\omega}$ označili lomni količnik pri dvojni frekvenci. Iz tega izraza izračunamo izhodno gostoto svetlobnega toka pri dvojni frekvenci

$$j_{2\omega}(L) = \frac{1}{2}\varepsilon_0 n_{2\omega} c_0 |A_3|^2 = \frac{\omega^2\chi_{ef}^2}{2n_{2\omega}n_\omega^2 c_0^3 \varepsilon_0} j_\omega^2 L^2 \left(\frac{\sin\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)}{\frac{\Delta kL}{2}}\right)^2. \tag{8.24}$$

Gostota energijskega toka frekvenčno podvojene svetlobe torej narašča s kvadratom intenzitete vpadne svetlobe. Naj bo S presek snopa. Potem je razmerje med energijskim tokom pri podvojeni in osnovni frekvenci (izkoristek pretvorbe) enako

$$\boxed{\frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = \frac{\omega^2\chi_{ef}^2}{2Sn_{2\omega}n_\omega^2 c_0^3 \varepsilon_0} P_\omega L^2 \left(\frac{\sin\left(\frac{\Delta kL}{2}\right)}{\frac{\Delta kL}{2}}\right)^2.} \tag{8.25}$$

Poglejmo si faktor $\sin^2(\Delta kL/2)/(\Delta kL/2)^2$, katerega odvisnost od $\Delta kL/2$ je prikazana na sliki (8.2). Vidimo, da je zaradi tega faktorja na poti, daljši od $\pi/\Delta k$, stopnja pretvorbe zelo majhna.

Slika 8.2: Izkoristek pretvorbe v frekvenčno podvojeno valovanje je sorazmeren s funkcijo $(\sin(x)/x)^2$, pri čemer je $x = \Delta kL/2$.

Poglejmo primer. Faktor Δk je različen od nič zaradi odvisnosti lomnih količnikov od valovne dolžine. V KDP je redni lomni količnik pri 1000 nm 1,496, pri 500 nm pa 1,514. Vrednost, pri kateri pade intenziteta frekvenčno podvojenega valovanja na nič $L_c = \pi/\Delta k$, je tako le okoli 30 mikrometrov. Na večjih dolžinah postane stopnja pretvorbe zanemarljivo majhna.

★ Pri izpeljavi frekvenčnega podvajanja iz enačb za nelinearne pojave drugega reda (enačbe 8.18 do 8.20) moramo biti pazljivi. Uporabili smo splošne enačbe in tako privzeli, da je vpadno valovanje sestavljeno iz dveh ločenih valovanj s frekvenco ω z intenziteto j_ω. Lahko pa frekvenčno podvajanje obravnavamo z enim vpadnim valovanjem s frekvenco ω in intenziteto $2j_\omega$, ki nelinearno interagira samo s sabo. Takrat je zapis enačb za predfaktor drugačen, končen rezultat pa seveda enak.

Za visok izkoristek pretvorbe v frekvenčno podvojeno valovanje je torej pomembno, da se faze čim bolj ujemajo in da je $\Delta k = 0$. Takrat je vrednost faktorja $\sin(\Delta kL/2)/(\Delta kL/2)$ največja in neodvisna od dolžine poti L, izkoristek pretvorbe pa narašča sorazmerno s kvadratom poti

$$\frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = \frac{\omega^2 \chi_{ef}^2}{2Sn_{2\omega}n_\omega^2 c_0^3 \varepsilon_0} P_\omega L^2. \tag{8.26}$$

Za uporabno pretvorbo v frekvenčno podvojeno valovanje je torej treba doseči fazno ujemanje valovnih vektorjev pri osnovni in podvojeni frekvenci. Kako to naredimo, bomo spoznali v prihodnjem razdelku.

Naloga 8.3.1 Pokazali smo, da intenziteta frekvenčno podvojenega valovanja narašča sorazmerno s kvadratom dolžine kristala (enačba 8.24). Takšna odvisnost velja le, če je intenziteta valovanja pri podvojeni frekvenci bistveno manjša od intenzitete vpadnega valovanja, oziroma $A_3 \ll A_1, A_2$. Pokaži, da v nasprotnem primeru intenziteta frekvenčno podvojenega valovanja $j_{2\omega}(L)$ narašča kot

$$j_{2\omega}(L) = j_\omega \tanh^2\left(\chi_{ef}\omega L\sqrt{\frac{j_\omega}{2n_{2\omega}n_\omega^2 c_0^3 \varepsilon_0}}\right) = j_\omega \tanh^2(\kappa L), \tag{8.27}$$

pri čemer je j_ω vpadna intenziteta valovanja pri osnovni frekvenci. Namig: upoštevaj, da se celotna energija ohranja.

Slika 8.3: Izkoristek pretvorbe v frekvenčno podvojeno valovanje. Če privzamemo, da se intenziteta osnovnega žarka ne zmanjšuje, je odvisnost parabolična (rdeča krivulja), kar je dober približek le za majhne intenzitete. Bolj natančen izračun pokaže, da je izkoristek pretvorbe sorazmeren s $\tanh^2(\kappa L)$ (črna krivulja).

Kaj pa se zgodi, kadar pogoj ujemanja faz ni izpolnjen in $\Delta k \neq 0$? Takrat dolžino kristala L v izrazu (8.25) okrajšamo in izkoristek pretvorbe z naraščajočim L sinusno niha med nič in neko največjo vrednostjo. Tak pojav lahko opazimo, če uporabimo klinast vzorec, ki se mu debelina spreminja, ali pa če vzorec sučemo in na ta način spreminjamo razliko faz. Ta pojav, imenujemo ga Makerjeve oscilacije[3], uporabljamo za merjenje nelinearne susceptibilnosti kristalov.

[3] P. D. Maker et al., Phys. Rev. Lett. 8, 21 (1962).

Ujemanje faz

Poglejmo, kako lahko dosežemo ujemanje faz, ki je nujno za učinkovito optično frekvenčno podvajanje. Spomnimo se, da je pogoj za ujemanje faz

$$\Delta k = k_3 - k_1 - k_2 = k_3^{2\omega} - k_1^{\omega} - k_2^{\omega} = \frac{2\omega}{c_0} n_3 - \frac{\omega}{c_0} n_1 - \frac{\omega}{c_0} n_2 = 0. \tag{8.28}$$

Iz tega sledi pogoj za ujemanje faz

$$\boxed{n_1^{\omega} + n_2^{\omega} = 2n_3^{2\omega}.} \tag{8.29}$$

Da lahko zadostimo gornjemu pogoju, izkoristimo dvojni lom v anizotropnih kristalih (glej poglavje 1.8), pri čemer se zaradi enostavnosti omejimo le na optično enoosne kristale. Obravnavajmo samo kristale brez absorpcije in z normalno disperzijo, to pomeni, da oba lomna količnika naraščata s frekvenco.

Za razumevanje je najbolj nazoren grafični prikaz (slika 8.4). Podrobneje poglejmo primer s slike (a). Na njem so narisane ploskve konstantne fazne hitrosti v k prostoru za pozitivno anizotropni ($n_e > n_o$) enoosni kristal pri enojni in dvojni frekvenci v odvisnosti od kota glede na optično os. Rdeča barva nakazuje lomne količnike pri vpadni frekvenci, modra pa pri podvojeni. Ekscentričnost elipse za izredni lomni količnik in frekvenčna disperzija sta zaradi večje nazornosti močno pretirani.

Opazimo, da je pri nekem kotu ϑ med smerjo širjenja svetlobe $\mathbf{k}$ in optično osjo z redni lomni količnik pri dvojni frekvenci enak izrednemu količniku pri osnovni frekvenci, saj se moder krog in rdeča elipsa sekata. Če torej izberemo izredno polarizacijo vpadnega valovanja, bo za podvojeno valovanje z redno polarizacijo pri kotu ϑ_m izpolnjen pogoj ujemanja faz (enačba 8.29). Takrat leži polarizacija vpadnega valovanja v ravnini optične osi in smeri širjenja, polarizacija izhodnega frekvenčno podvojenega žarka pa je pravokotna na optično os. Zapišimo ta razmislek še z enačbo.

V obravnavanem primeru mora biti lomni količnik za redno polarizirano valovanje pri podvojeni frekvenci $n_o^{2\omega}$ enak lomnemu količniku za izredno polarizirano valovanje pri osnovni frekvenci n^{ω}. Pri tem je lomni količnik za izredno valovanje odvisen od kota (enačba 1.68)

$$\frac{1}{(n^{\omega}(\vartheta))^2} = \frac{\cos^2\vartheta}{(n_o^{\omega})^2} + \frac{\sin^2\vartheta}{(n_e^{\omega})^2} = \frac{1}{(n_o^{2\omega})^2}. \tag{8.30}$$

Tako dobimo izraz

$$\cos^2\vartheta_m = \frac{(n_o^{2\omega})^{-2} - (n_e^{\omega})^{-2}}{(n_o^{\omega})^{-2} - (n_e^{\omega})^{-2}}, \tag{8.31}$$

iz katerega lahko izračunamo kot ϑ_m, pri katerem pride do ujemanja faz. Pri optično enoosnih kristalih je torej pogoj ujemanja faz določen s kotom širjenja svetlobe glede na smer optične osi v kristalu. Tako dobimo cel stožec dovoljenih smeri.

Naloga 8.3.2 Pokaži, da v primeru negativne anizotropije pogoj za ujemanje faz zapišemo kot

$$\cos^2\vartheta_m = \frac{(n_o^{\omega})^{-2} - (n_e^{2\omega})^{-2}}{(n_o^{2\omega})^{-2} - (n_e^{2\omega})^{-2}}. \tag{8.32}$$

Slika 8.4: Štirje primeri, pri katerih je izpolnjen pogoj za ujemanje faz. Ujemanje faz prvega reda za pozitivno anizotropno snov (a), ujemanje faz prvega reda za negativno anizotropno snov (b) ter ujemanje faz drugega reda za pozitivno (c) in negativno (d) anizotropno snov. Za razlago glej besedilo.

S slike (8.4 c in d) lahko razberemo, da obstaja še en primer, pri katerem je izpolnjen pogoj za ujemanje faz. Poglejmo primer (c), pri katerem sta v vpadnem valovanju prisotni obe polarizaciji, redna in izredna, podvojeno valovanje pa je redno polarizirano. Tedaj mora biti za ujemanje faz vsota rednega in izrednega lomnega količnika pri osnovni frekvenci $n_o^{\omega} + n^{\omega}$ enaka dvakratniku rednega lomnega količnika pri dvojni frekvenci $2n_o^{2\omega}$. Povedano drugače: lomni količnik pri dvojni frekvenci mora biti enak povprečju rednega in izrednega lomnega količnika pri osnovni frekvenci. Za praktično uporabo je ta izbira, kadar obstaja, celo ugodnejša, ker je pri njej kot ujemanja faz bliže $\pi/2$. Ujemanje faz je zato manj občutljivo na majhna odstopanja v kotu ali na temperaturne spremembe lomnih količnikov. Račun kota ϑ_m za ta primer je bolj zahteven, saj je treba rešiti enačbo četrte stopnje.

Efektivna susceptibilnost

Na izhodno moč frekvenčno podvojenega snopa poleg faznega faktorja bistveno vpliva tudi efektivna susceptibilnost χ_{ef} (enačba 8.21). Ta je odvisna od polarizacij vhodnega in izhodnega žarka ter seveda od simetrije kristala. Ugotovili smo že, da je v optično enoosnem kristalu kriterij ujemanja faz izpolnjen na stožcu okoli optične osi, pri čemer je stožec določen z izračunanim kotom ϑ_m (enačbi 8.31 in 8.32). Drugi kot, ki določa smer širjenja v ravnini, ki je pravokotna na optično os, pa izberemo tako, da izkoristimo največje komponente nelinearne susceptibilnosti.

Oglejmo si kot primer KDP (KH_2PO_4), ki je negativno anizotropen z vrednostmi $n_o^\omega = 1,4942$, $n_e^\omega = 1,4603$, $n_o^{2\omega} = 1,5129$ in $n_e^{2\omega} = 1,4709$ (slika 8.4 b). Valovna dolžina osnovnega snopa naj bo 1064 nm. Zaradi negativne anizotropije za izračun kota ujemanja faz uporabimo enačbo (8.32) in dobimo $\vartheta_m = 41,25°$. Poleg tega iz tabele (8.1) razberemo, da ima nelinearna susceptibilnost v tetragonalni simetriji $\bar{4}2m$ od nič različne komponente χ_{xyz}, χ_{xzy} χ_{zxy}, χ_{zyx}, χ_{yzx} in χ_{yxz}. Zaradi poenostavitve privzamemo, da so njihove vrednosti enake.

Naj se osnovno in frekvenčno podvojeno valovanje širita v smeri **s**. Pomagamo si s sliko (8.5) in zapišemo vektor **s**, pri čemer je kot φ kot med osjo x in projekcijo **s** na ravnino xy.

$$\mathbf{s} = (\cos\varphi \sin\vartheta_m, \sin\varphi \sin\vartheta_m, \cos\vartheta_m). \tag{8.33}$$

Slika 8.5: K izračunu efektivne susceptibilnosti. Zelen črtkan krog opisuje stožec, ki je določen s ϑ_m, zelen pikčast krog pa njegovo projekcijo na ravnino xy. Rdeč vektor označuje polarizacijo redno polariziranega valovanja, moder pa polarizacijo izredno polariziranega valovanja.

Naša naloga je poiskati vrednost kota φ, pri kateri je χ_{ef} največji in s tem največja tudi moč frekvenčno podvojenega valovanja. Iz pogoja za ujemanje faz smo določili, da mora biti vpadna svetloba redno polarizirana, izhodna frekvenčno podvojena pa izredno polarizirana. Pri tem je redna polarizacija pravokotna na os z (optično os) in hkrati pravokotna na smer vektorja **s**. Zapišemo jo kot

$$\mathbf{e}_o = (e_{ox}, e_{oy}, e_{oz}) = (\sin\varphi, -\cos\varphi, 0). \tag{8.34}$$

To najlažje preverimo, tako da postavimo vektor **s** enkrat v ravnino xz in drugič v ravnino yz. Izredna polarizacija leži v ravnini, ki jo tvori vektor **s** z osjo z, hkrati pa je pravokotna na vektor **s**, tako da jo zapišemo kot

$$\mathbf{e}_e = (e_{ex}, e_{ey}, e_{ez}) = (-\cos\varphi\cos\vartheta_m, -\sin\varphi\cos\vartheta_m, \sin\vartheta_m). \tag{8.35}$$

Zdaj lahko izračunamo efektivno susceptibilnost (enačba 8.21), pri čemer upoštevamo, da sta žarka 1 in 2 pri osnovni frekvenci redno polarizirana, žarek z oznako 3 pa opisuje izredno polariziran žarek pri podvojeni frekvenci

$$\chi_{ef} = \sum_{ijk} \chi_{ijk} e_{3i} e_{1j} e_{2k} = \sum_{ijk} \chi_{ijk} e_{ei} e_{oj} e_{ok}. \tag{8.36}$$

Krajši račun pokaže, da je zaradi oblike tenzorja nelinearne susceptibilnosti v izbranem primeru od nič različna le ena komponenta nelinearne polarizacije, komponenta z. Zapišemo

$$\chi_{ef} = \chi_{\mathrm{zxy}} e_{ez} e_{ox} e_{oy} + \chi_{\mathrm{zyx}} e_{ez} e_{oy} e_{ox} \tag{8.37}$$

in

$$\begin{aligned} P_z^{2\omega} &= -2\varepsilon_0\,\chi_{zxy}E_0^2\cos\varphi\sin\varphi\sin\vartheta_m \\ &= -\varepsilon_0\,\chi_{zxy}E_0^2\sin(2\varphi)\sin\vartheta_m. \end{aligned} \tag{8.38}$$

Nelinearna polarizacija je največja pri $\varphi = \pi/4$, največji χ_{ef} pa je

$$\chi_{ef} = \sin\vartheta_m\chi_{zxy} \approx 0,66\,\chi_{zxy} \approx 0,74\ \mathrm{pm/V}. \tag{8.39}$$

Naloga 8.3.3 Izračunaj največjo možno efektivno nelinearno susceptibilnost za frekvenčno podvajanje svetlobe z valovno dolžino 10 µm v kristalu telurja s simetrijsko grupo 32 (glej tabelo 8.1). Lomni količniki: $n_o^\omega = 4,7969$, $n_e^\omega = 6,2455$, $n_o^{2\omega} = 4,8657$ in $n_e^{2\omega} = 6,3152$.

★ Namesto zvezne svetlobe za optično podvajanje frekvenc pogosto uporabimo laserske sunke, saj je vršna moč zelo velika in je zato velika tudi pretvorba v frekvenčno podvojen signal. Vendar je treba biti pri tem pazljiv, saj zaradi disperzije osnovni in podvojeni signal ne potujeta z enakima hitrostma. Navadno podvojeni signal potuje počasneje in zaostaja za osnovnim, zato ob izhodu dobimo razmeroma sploščen in precej razvlečen frekvenčno podvojen signal.

8.4 Frekvenčno podvajanje Gaussovih snopov

Doslej smo vpadni in frekvenčno podvojeni snop obravnavali kot ravni valovanji, ki sta bili razsežni v prečni smeri. Izračunali smo, da v primeru ujemanja faz ($\Delta k = 0$) moč frekvenčno podvojene svetlobe narašča s kvadratom dolžine poti po nelinearnem sredstvu. Pretvorba v frekvenčno podvojeno svetlobo je po enačbi (8.25) tem učinkovitejša, čim večja je gostota svetlobnega toka pri osnovni frekvenci. Zato v praksi vpadno svetlobo vselej zberemo in tako povečamo gostoto toka. Pri tem moramo paziti, da je nelinearen kristal odporen proti poškodbam zaradi velike gostote svetlobnega toka. To in možnost izpolnitve kriterija ujemanja faz sta poglavitna kriterija pri izbiri snovi za frekvenčno podvajanje.

Poglejmo, kako se enačbe spremenijo, če je vpadni snop pri osnovni frekvenci Gaussove oblike. Rezultat lahko ocenimo, če vzamemo, da je efektivna dolžina za pretvorbo L kar dolžina grla; izven grla je gostota toka znatno manjša kot v grlu, s tem pa tudi izkoristek pretvorbe v frekvenčno podvojeni snop. Dolžina grla je (enačba 3.21)

$$L = 2z_0 = 2\frac{\pi w_0^2}{\lambda/n} = \frac{n w_0^2\omega}{c_0} \quad \text{in} \quad w_0^2 = \frac{c_0 L}{n\omega}. \tag{8.40}$$

Pri zapisu preseka vpadnega snopa upoštevajmo še faktor ena polovica, do katerega pridemo, če integriramo intenziteto snopa po celotni površini (glej nalogo 3.3.2). Sledi

$$S = \frac{1}{2}\pi w_0^2 = \frac{\pi c_0 L}{2n\omega}. \tag{8.41}$$

Daljše ko je grlo in večja dolžina L, na kateri pride do frekvenčnega podvajanja, večji je tudi presek snopa S in zato intenziteta svetlobe manjša, kar zmanjša učinek pretvorbe v frekvenčno podvojeno valovanje. V enačbi (8.24) upoštevamo ujemanje faz in S pri podvojeni frekvenci. Tako dobimo

$$\boxed{\frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = \frac{\omega^3\chi_{ef}^2}{2\pi n_{2\omega}n_\omega c_0^4\varepsilon_0}P_\omega L.} \tag{8.42}$$

Ob optimalnem fokusiranju je izkoristek pretvorbe torej sorazmeren z dolžino kristala.

Naloga 8.4.1 Imamo 1 cm dolg kristal KH_2PO_4. Valovna dolžina vpadne svetlobe je $1,06$ µm, vhodna moč $P_\omega = 5$ kW, efektivna nelinearna susceptibilnost $\chi_{ef} = 7 \cdot 10^{-13}$ m/V, $\Delta k = 0$ in $n = 1,5$. Pokaži, da je faktor pretvorbe v frekvenčno podvojeno svetlobo okoli 27 %. Da je dolžina grla $2z_0 = 1$ cm, mora biti polmer grla okoli 40 µm. Gostota svetlobnega toka v kristalu je pri tem $2 \cdot 10^8$ W/cm^2, kar je že blizu praga za poškodbe, predvsem na vstopni ali izstopni površini.

8.5 *Račun podvajanja Gaussovih snopov

V prejšnjem razdelku smo na hitro grobo ocenili vpliv oblike Gaussovih snopov na frekvenčno podvajanje. Naredimo zdaj še natančnejši izračun. Vrnimo se k valovni enačbi (8.11), vpadna snopa naj bosta pri frekvencah ω_1 in ω_2, nastajajoč snop pa pri frekvenci $\omega_3 = \omega_1 + \omega_2$. Podobno kot prej naj ima vsako od polj obliko

$$\mathbf{E}_i = \frac{\mathbf{e}_i}{2}\left[\tilde{A}_i(r,z)\, e^{i(k_i z - \omega_i t)} + \tilde{A}_i^*(r,z)\, e^{-i(k_i z - \omega_i t)}\right], \tag{8.43}$$

pri čemer je $\tilde{A}(r,z)$ funkcija tako vzdolžne kot tudi prečne koordinate. Privzeli bomo, da se vzdolž smeri z le počasi spreminja. Zaradi poenostavljenega zapisa vpeljemo novo spremenljivko

$$\psi_i = \sqrt{\frac{n_i}{\omega_i}}\tilde{A}_i. \tag{8.44}$$

Tako je nastavek za električno poljsko jakost

$$\mathbf{E}_i = \frac{\mathbf{e}_i}{2}\sqrt{\frac{\omega_i}{n_i}}\psi_i(r,z)e^{i(k_i z - \omega_i t)} + \text{ k. k.} \tag{8.45}$$

Vstavimo nastavek (8.45) v valovno enačbo (8.11) in ločimo na levi in desni člene z enako časovno odvisnostjo. Zaradi počasnega spreminjanja vzdolž smeri z lahko zanemarimo tudi druge odvode ψ po z. Od tod sledi sklopljen sistem obosnih enačb

$$\nabla_\perp^2 \psi_1 + 2ik_1\psi_1' = -\frac{k_1}{2}\kappa\psi_2^*\psi_3 e^{i\Delta k z} \tag{8.46}$$

$$\nabla_\perp^2 \psi_2 + 2ik_2\psi_2' = -\frac{k_2}{2}\kappa\psi_1^*\psi_3 e^{i\Delta k z} \tag{8.47}$$

$$\nabla_\perp^2 \psi_3 + 2ik_3\psi_3' = -\frac{k_3}{2}\kappa\psi_1\psi_2 e^{-i\Delta k z} \tag{8.48}$$

s pripadajočim sistemom konjugiranih enačb. Pri tem je

$$\kappa = \frac{\chi_{ef}}{c_0}\sqrt{\frac{\omega_1\omega_2\omega_3}{n_1 n_2 n_3}}. \tag{8.49}$$

S črtico smo označili odvajanje po z. Gornji sistem enačb je očitno posplošitev sistema enačb (8.18 do 8.20) za primer, ko je valovanje odvisno tudi od prečne koordinate. Reševanje tega nelinearnega sistema parcialnih diferencialnih enačb je v splošnem zelo zapleteno.

Poglejmo le najenostavnejši primer frekvenčnega podvajanja, ko je $\omega_3 = 2\omega_1 = 2\omega$. Vpadna snopa naj bosta enaka in Gaussove oblike (enačba 3.29), njuna amplituda pa naj bo enaka A_1

$$\psi_1 = \psi_2 = A_1 \frac{1}{1 + iz/z_1}\exp\left(-\frac{r^2}{w_1^2(z)} + \frac{ik_1 r^2}{2R_1(z)}\right). \tag{8.50}$$

Privzemimo še, da je izpolnjen pogoj za ujemanje faz, $\Delta k = 0$, in da je ψ_3 dovolj majhen, da nam zmanjševanja ψ_1 ni treba upoštevati. Tudi za podvojeni snop privzemimo Gaussovo obliko, njegova amplituda A_3 pa naj le počasi narašča. Zapišemo ga kot

$$\psi_3 = A_3(z)\psi_{3H}(z,r) = A_3(z)\frac{1}{1+iz/z_3}\exp\left(-\frac{r^2}{w_3^2(z)}+\frac{ik_3r^2}{2R_3(z)}\right), \tag{8.51}$$

pri čemer ψ_{3H} reši homogeno obosno valovno enačbo (3.5). Ko izraza za ψ_1 in ψ_3 vstavimo v tretjo enačbo sistema sklopljenih enačb (8.48), ostane na levi le člen oblike $2ik_3A_3'(z)\psi_{3H}$. Tako dobimo pogoj

$$\begin{aligned} &A_3'(z)\frac{1}{1+iz/z_3}\exp\left(-\frac{r^2}{w_3^2(z)}+\frac{ik_3r^2}{2R_3(z)}\right) = \\ &\frac{i\kappa}{4}A_1^2\frac{1}{(1+iz/z_1)^2}\exp\left(-\frac{2r^2}{w_1^2(z)}+\frac{ik_1r^2}{R_1(z)}\right). \end{aligned} \tag{8.52}$$

Poiščimo rešitev te enačbe v obliki, za katero velja $w_{30}^2 = w_{10}^2/2$. Tedaj je

$$z_3 = \frac{k_3w_{30}^2}{2} = \frac{2k_1w_{10}^2}{4} = z_1 \tag{8.53}$$

in je tudi $w_3^2(z) = w_1^2(z)/2$. Poleg tega je $R_3(z) = R_1(z)$ in lahko na obeh straneh krajšamo eksponentna faktorja. Ostane

$$A_3'(z) = \frac{i\kappa}{4}A_1^2\frac{1}{1+iz/z_1}. \tag{8.54}$$

Gornjo enačbo seveda brez težav integriramo. Naj bo grlo vpadnega snopa ravno na sredini nelinearnega sredstva, tako da integriramo od $-L/2$ do $L/2$

$$\begin{aligned} A_3(L) &= \frac{i\kappa}{4}A_1^2\int_{-L/2}^{L/2}\frac{dz}{1+iz/z_1} = \frac{\kappa}{4}A_1^2z_1\ln\frac{1+i\frac{L}{2z_1}}{1-i\frac{L}{2z_1}} = \\ &= \frac{\kappa}{2}A_1^2z_1\arctan\frac{L}{2z_1}. \end{aligned} \tag{8.55}$$

Moč Gaussovega snopa je

$$P_i = \frac{1}{2}\pi w_{i0}^2\frac{1}{2}c_0n_i\varepsilon_0E_{i0}^2 = \frac{\pi}{4}w_{i0}^2\varepsilon_0c_0\omega_iA_i^2, \tag{8.56}$$

tako da je izkoristek pri frekvenčnem podvajanju Gaussovega snopa

$$\begin{aligned} \frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = \frac{A_3^2}{A_1^2} &= \frac{\chi_{ef}^2\omega^3P_\omega z_1}{\pi c_0^4\varepsilon_0n_\omega n_{2\omega}}\arctan^2\left(\frac{L}{2z_1}\right) \\ &= \frac{\chi_{ef}^2\omega^3P_\omega}{\pi c_0^4\varepsilon_0n_\omega n_{2\omega}}\frac{L}{2}\arctan^2\left(\frac{L}{2z_1}\right)\frac{1}{L/2z_1}. \end{aligned} \tag{8.57}$$

Funkcija $(\arctan^2 x)/x$ zavzame največjo vrednost 0,64 pri $x = L/2z_1 = 1,39$. Pri dani dolžini nelinearnega sredstva L je torej izkoristek največji, kadar je $z_1 = 0,36L$, kar je malo manj kot pri preprosti oceni $z_1 = 0,5L$ (enačba 8.40). Največji izkoristek frekvenčnega podvajanja Gaussovih snopov je tako

$$\frac{P_{2\omega}}{P_\omega} = 0,64\frac{\omega^3\chi_{ef}^2}{2\pi n_{2\omega}n_\omega c_0^4\varepsilon_0}P_\omega L. \tag{8.58}$$

To je malo manj od preproste ocene, ki smo jo naredili v prejšnjem razdelku (enačba 8.42), v obeh primerih pa izkoristek narašča linearno z dolžino kristala.

8.6 Optično parametrično ojačevanje

Oglejmo si še en zelo uporaben primer mešanja treh valovanj, ki ga opisujejo enačbe (8.18 do 8.20). Gre za optično parametrično ojačevanje, pri katerem nelinearne optične pojave izkoristimo za ojačevanje optičnih signalov. Imejmo vhodni signal pri frekvenci ω_1, ki ga želimo ojačati, in močno črpalno valovanje pri frekvenci $\omega_3 > \omega_1$. Zaradi nelinearnosti v snovi se intenziteta valovanja pri ω_1 povečuje, intenziteta valovanja pri ω_3 zmanjšuje, hkrati pa zaradi ohranitve energije nastaja dodatno valovanje pri razliki frekvenc $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$. Proces parametričnega ojačevanja si torej lahko predstavljamo kot pretvorbo enega fotona pri frekvenci ω_3 v dva fotona pri ω_1 in ω_2. Parametrično ojačevanje pogosto uporabljamo za ojačevanje šibkih signalov v infrardečem območju.

Slika 8.6: Shematski prikaz nastanka valovanj pri optičnem parametričnem ojačevanju

Izhajamo iz splošnih enačb za nelinearne optične pojave drugega reda (enačbe 8.18 do 8.20).

$$\frac{dA_3}{dz} = \frac{i\omega_3\chi_{ef}}{4c_0n_3}A_1A_2\,e^{-i\Delta kz} \tag{8.59}$$

$$\frac{dA_2}{dz} = \frac{i\omega_2\chi_{ef}}{4c_0n_2}A_1^*A_3\,e^{i\Delta kz} \tag{8.60}$$

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{i\omega_1\chi_{ef}}{4c_0n_1}A_2^*A_3\,e^{i\Delta kz}. \tag{8.61}$$

Privzemimo, da je črpalno valovanje vselej dosti močnejše od drugih dveh ($A_3 \gg A_1, A_2$) in njegova jakost približno konstantna $A_3 = A_{30}$. Poskrbimo še, da je izpolnjen pogoj za ujemanje faz, $\Delta k = 0$, začetna pogoja pa zapišemo kot $A_1(z=0) = A_{10}$ in $A_2(z=0) = 0$. Ko vse to upoštevamo, dobimo dve sklopljeni enačbi

$$\frac{dA_1}{dz} = \frac{i\omega_1\chi_{ef}}{4c_0n_1}A_2^*A_{30} \qquad \text{in} \tag{8.62}$$

$$\frac{dA_2^*}{dz} = -\frac{i\omega_2\chi_{ef}}{4c_0n_2}A_1A_{30}^*. \tag{8.63}$$

Enačbi lahko rešimo, tako da prvo odvajamo po z in vanjo vstavimo drugo enačbo. Sledi

$$\frac{d^2A_1}{dz^2} = \frac{\omega_1\omega_2\chi_{ef}^2|A_{30}|^2}{16c_0^2n_1n_2}A_1 = \kappa^2A_1 \tag{8.64}$$

in podobno za A_2

$$\frac{d^2A_2}{dz^2} = \frac{\omega_1\omega_2\chi_{ef}^2|A_{30}|^2}{16c_0^2n_1n_2}A_2 = \kappa^2A_2. \tag{8.65}$$

Ob upoštevanju začetnih pogojev izračunamo rešitev za naraščanje amplitude signalnega žarka z začetno amplitudo A_{10}

$$A_1 = A_{10}\cosh(\kappa L). \tag{8.66}$$

Hkrati z njim narašča tudi amplituda dodatnega nedejavnega (*idle*) žarka, ki nastane med procesom ojačanja

$$A_2 = A_{20}\sinh(\kappa L). \tag{8.67}$$

V gornjih enačbah je L dolžina nelinearnega sredstva,

$$\kappa^2 = \frac{\omega_1\omega_2\chi_{ef}^2|A_{30}|^2}{16c_0^2 n_1 n_2} \tag{8.68}$$

in

$$A_{20} = i\sqrt{\frac{\omega_2 n_1}{\omega_1 n_2}}A_{10}. \tag{8.69}$$

Na začetku intenziteti obeh valovanj naraščata približno eksponentno na račun črpalnega valovanja (slika 8.7). Ko postane njuna intenziteta znatna in se začne A_3 zmanjševati, je treba to seveda tudi upoštevati pri izračunu. V tem primeru je treba rešiti bolj zahteven sistem treh sklopljenih enačb, podobno – a še bolj zapleteno – kot v nalogi (8.3.1).

Slika 8.7: Normirani intenziteti ojačanega žarka in dodatnega nedejavnega žarka, ki nastane zaradi ohranitve energije. Naraščajoči funkciji sta seveda samo približek, ki velja, dokler je ojačanje majhno in se intenziteta črpalnega žarka ne zmanjšuje znatno.

Naloga 8.6.1 Pokaži, da sta izraza za amplitudi polji A_1 in A_2 (enačbi 8.66 in 8.67) rešitvi sklopljenih enačb (8.62) in (8.63) ob parametrih A_{20} in κ, kot sta zapisana v enačbah (8.68) in (8.69).

Do zdaj smo vedno privzeli, da je izpolnjen pogoj ujemanja faz in $\Delta k = k_3 - k_1 - k_2 = 0$. Ta pogoj lahko izpolnimo na enak način kot pri podvajanju frekvence: v dvolomnem kristalu izberemo ustrezno smer glede na optično os in ustrezne polarizacije, tako da velja $\omega_3 n_3 = \omega_1 n_1 + \omega_2 n_2$.

Lahko na primer vzamemo izredno polarizacijo za črpalno valovanje in redni polarizaciji za obe ojačevani valovanji, podobno kot pri podvajanju frekvence. Tedaj mora biti izpolnjen naslednji pogoj

$$\left[\left(\frac{\cos\vartheta_m}{n_o^{\omega_3}}\right)^2+\left(\frac{\sin\vartheta_m}{n_e^{\omega_3}}\right)^2\right]^{-1/2}=\frac{\omega_1}{\omega_3}n_o^{\omega_1}+\frac{\omega_2}{\omega_3}n_o^{\omega_2}. \tag{8.70}$$

Naloga 8.6.2 Obravnavali smo optično parametrično ojačevanje, ko je bil izpolnjen kriterij za ujemanje faz. Pokaži, v primeru neujemanja faz $\Delta k \neq 0$ amplitudi ojačevanega in dodatnega žarka naraščata kot

$$A_1 = A_{10}\left(\cosh(\kappa z)-\frac{i\Delta k z}{2\kappa}\sinh(\kappa z)\right)e^{\frac{i\Delta k z}{2}} \qquad A_2 = A_{20}\sinh(\kappa z)e^{\frac{i\Delta k}{2}}, \tag{8.71}$$

pri čemer sta

$$\kappa^2=\frac{\omega_1\omega_2\chi_{ef}^2|A_{30}|^2}{16c_0^2n_1n_2}-\frac{\Delta k^2}{4} \quad \text{in} \quad A_{20}=i\sqrt{\frac{\omega_2 n_1}{\omega_1 n_2}}\sqrt{1+\frac{\Delta k^2}{4\kappa^2}}\,A_{10}. \tag{8.72}$$

Hitro uvidimo, da so gornje enačbe v limitnem primeru $\Delta k = 0$ enake enačbam (8.66, 8.67 in 8.68).

Za konec ocenimo koeficient ojačanja v nelinearnem kristalu $LiNbO_3$, v katerem želimo ojačati svetlobo z valovno dolžino $\lambda = 1$ µm. Črpajmo z laserjem z valovno dolžino okoli 500 nm in gostoto svetlobnega toka 5 MW/cm^2. Lomni količnik snovi je $n = 2,2$, efektivna nelinearna susceptibilnost pa $\chi_{ef} = 5$ pm/V. Vstavimo podatke v enačbo (8.68) in izračunamo vrednost $\kappa \sim 0,15$ /cm. Porast intenzitete vpadne svetlobe v 1 cm dolgem kristalu je tako le približno 2 %.

Optični parametrični oscilator (OPO)

Gornji izračun kaže, da optično parametrično ojačevanje pri prehodu skozi kristal ni prav veliko kljub dokaj močnemu črpalnemu žarku. Zato je smiselno, da svetloba skozi ojačevalno sredstvo preide večkrat in se postopoma ojačuje. To naredimo tako, da optično ojačevalno sredstvo zapremo v optični resonator in signal se ob vsakem obhodu ojača. Sestavili smo t. i. optični parametrični oscilator.

Slika 8.8: Shematski prikaz tipičnega optičnega parametričnega oscilatorja. Ojačevalno sredstvo zapremo med resonatorja, da se signalni žarek (ω_1) ob vsakem preletu ojači.

V optičnemu resonatorju je odbojnost zrcal za črpalni žarek (ω_3) zelo majhna, odbojnost za ojačani žarek pa blizu ena. Valovanje pri ω_1, ki se v parametričnem oscilatorju ojačuje, nastane spontano, prav tako valovanje pri $\omega_2 = \omega_3 - \omega_1$. Njuni frekvenci sta dodatno določeni s pogojem za ujemanje faz $k_3 - k_1 - k_2 = 0$, hkrati pa mora ojačevano nihanje sovpadati z lastnim nihanjem resonatorja. S sukanjem ojačevalnega kristala lahko na ta način spreminjamo ojačano frekvenco in naredili smo nastavljiv izvor svetlobe, navadno infrardeče.

Za delovanje oscilatorja mora biti jakost črpalnega žarka tako velika, da je parametrično ojačevanje na obhod večje od izgub. Izračunajmo za primer zgoraj narisanega oscilatorja. Signal z močjo P_0 se ob prehodu skozi ojačevalno sredstvo ojača (enačba 8.66)

$$P_1 = P_0 \cosh^2(\kappa L), \tag{8.73}$$

hkrati pa se zaradi izhodnega zrcala z odbojnostjo R in notranjih izgub Λ_0 intenziteta žarka zmanjšuje. Pri tem je pogoj ujemanja faz izpolnjen le v eni smeri in se svetloba ojačuje le enkrat na celoten obhod. Ob preletu v drugo smer je namreč $\Delta k \neq 0$ in žarek se ne ojačuje. V stacionarnem stanju je moč žarka po obhodu P_2 enaka začetni moči P_0 in ojačanje je ravno enako izgubam

$$P_2 = P_1\,(1-\Lambda_0)R = P_0\,(1-\Lambda_0)R\cosh^2(\kappa L) = P_0 \tag{8.74}$$

oziroma

$$(1-\Lambda_0)\,R\cosh^2(\kappa L) = 1. \tag{8.75}$$

Iz gornjega pogoja določimo parameter κ, po enačbi (8.68) pa mejno amplitudo in intenziteto črpalnega žarka. Nadaljujmo še prejšnji primer ojačanja svetlobe v 1 cm dolgem kristalu $LiNbO_3$. Če je odbojnost izhodnega zrcala $R = 0,85$, notranje izgube $\Lambda_0 = 0,05$ in prečni presek žarka 10 μm^2, je moč praga $P_{\omega_3} = 5$ W.

Optični parametrični oscilator torej oddaja svetlobo, podobno kot laser. Tudi sicer sta si do neke mere podobna: oba sistema potrebujeta močen črpalni mehanizem, oba sistema sta sestavljena iz resonatorja, v katerem se žarek velikokrat odbije in postopoma ojača, in oba oddajata koherentno svetlobo pri točno določeni valovni dolžini. Vendar je med parametričnim oscilatorjem in laserjem velika razlika. Pri laserju pride do ojačanja svetlobe zaradi obrnjene zasedenosti stanj, pri oscilatorju pa zaradi nelinearnega optičnega pojava. Ker pri oscilatorju energija ni shranjena v snovi, ampak se ojača sproti, je zelo pomembno, da sunek črpalnega laserja vpade na kristal istočasno kot ojačevan žarek. Velika prednost oscilatorjev pred laserji je zvezno nastavljiva frekvenca delovanja v zelo širokem frekvenčnem območju.

8.7 Optično usmerjanje in teraherčno valovanje

Ko smo obravnavali nelinearne optične pojave drugega reda, smo zapisali različne frekvence, ki so vsebovane v izhodnem signalu (slika 8.1). Eno izmed izhodnih valovanj ima tudi frekvenco enako nič, kar pomeni, da je to statično električno polje. Iz analogije z elektronskimi vezji, kjer izmenično napetost z usmernikom spremenimo v enosmerno napetost, pojav imenujemo optično usmerjanje, saj iz svetlobnega valovanja nastane statično polje. Tako statično polje navadno ni veliko, saj sunek svetlobe z vršno močjo nekaj MW tipično povzroči nekaj deset mV napetosti v smeri prečno na smer potovanja svetlobe.

Naloga 8.7.1 Pokaži, da je napetost, ki se pojavi pri optičnem usmerjanju, približno enaka

$$U = \frac{\chi P_0}{n^3 \varepsilon_0 c_0 a}, \tag{8.76}$$

pri čemer je P_0 moč vpadne svetlobe, n lomni količnik snovi in a širina kristala. Namig: nelinearen kristal obravnavaj kot ploščati kondenzator.

Oceni še napetost, če je $\chi = 3$ pV/m, $P_0 = 1$ MW, $n = 2,2$ in $a = 5$ mm.

Precej bolj uporaben je pojav, ko na nelinearen kristal posvetimo z ultrakratkimi sunki svetlobe, tipično okoli ps ali krajšimi. Spomnimo se, da je povsem monokromatsko valovanje lahko samo tako, ki ima neskončen koherenčni čas in je časovno neomejeno (2.18). Čim je valovanje časovno omejeno, ima njegov spekter končno širino, pri čemer imajo krajši sunki svetlobe širši spekter valovanja.

Ko z ultrakratkim sunkom osvetlimo optično nelinearen kristal, v kristal vstopajo vse frekvence z danega intervala $\omega \pm \Delta\omega/2$. Optično usmerjanje ni več popolno, saj se frekvence ne odštejejo povsem, ampak se namesto statičnega polja pojavi sunek svetlobe s širokim spektrom, ki sega od ničelne frekvence do neke največje vrednosti. Celotna spektralna širina tega signala je približno enaka spektralni širini vstopnega sunka, ta pa je obratno sorazmerna z njegovo dolžino. Ocenimo te vrednosti še numerično.

Slika 8.9: Shematski prikaz nastanka teraherčnega valovanja v optično nelinearnem sredstvu

Vzemimo kratek sunek svetlobe dolžine τ. Njegova spektralna širina je potem

$$\Delta\omega = \frac{2}{\tau}. \tag{8.77}$$

Če je sunek svetlobe dolg 1 ps, je razlika v frekvencah spektra

$$\Delta\omega = \frac{2}{10^{-12}\ \text{Hz}} = 2\ \text{THz}. \tag{8.78}$$

Valovanje, ki nastane pri takem kvazi optičnem usmerjanju, ima torej frekvence v teraherčnem področju in naredili smo izvor teraherčnega valovanja.

Teraherčno valovanje, to je elektromagnetno valovanje s frekvencami v območju od 0,3 do 3 THz oziroma z valovnimi dolžinami med 0,1 in 1 mm, se uporablja za neinvazivno slikanje in preiskave tkiv in materialov. Kristali, ki se najpogosteje uporabljajo za nastanek teraherčnega valovanja, so ZnTe, GaP, GaSe in GaAs.

8.8 Nelinearni pojavi tretjega reda

Doslej smo obravnavali najnižji red nelinearnosti, katerega glavni učinek je mešanje treh frekvenc, na primer optično frekvenčno podvajanje ali optično parametrično ojačevanje. Ti pojavi so možni le v kristalih brez centra inverzije. Naslednji člen razvoja nelinearne polarizacije po električnem polju obstaja v vsaki snovi. V njem nastopa polje v tretji potenci

$$\mathbf{P}_{\mathrm{NL},3} = \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vdots \mathbf{E}\,\mathbf{E}\mathbf{E} \tag{8.79}$$

oziroma izpisano po komponentah

$$(\mathbf{P}_{\mathrm{NL},3})_i = \varepsilon_0 \chi^{(3)}_{ijkl} E_j E_k E_l. \tag{8.80}$$

Pri tem je $\chi^{(3)}$ tenzor četrtega ranga, tipična velikost pa je okoli 10^{-22} $\mathrm{m}^2/\mathrm{V}^2$. V splošnem ima 81 različnih neodvisnih komponent, to število pa se lahko zelo zmanjša zaradi simetrije snovi. V izotropni snovi je tako 21 neničelnih elementov, od katerih so le trije neodvisni.

Če vsebuje vpadno polje le eno frekvenco, se zaradi nelinearnosti tretjega reda pojavi polarizacija pri 3ω in ω. Pri dveh vpadnih frekvencah ω_1 in ω_2 so možne kombinacije $2\omega_1 \pm \omega_2$ in $\omega_1 \pm 2\omega_2$, pri treh vpadnih frekvencah pa vse možne vsote in razlike frekvenc, to so ω_1, ω_2, ω_3, $3\omega_1$, $3\omega_2$, $3\omega_3$, $\omega_1+\omega_2+\omega_3$, $\omega_1+\omega_2-\omega_3$, $\omega_1-\omega_2+\omega_3$, $-\omega_1+\omega_2+\omega_3$, $2\omega_1 \pm \omega_2$, $2\omega_1 \pm \omega_3$, $2\omega_2 \pm \omega_1$, $2\omega_2 \pm \omega_3$, $2\omega_3 \pm \omega_1$, $2\omega_3 \pm \omega_2$. Možnosti je torej precej več kot pri nelinearnosti drugega reda in računi so zato v splošnem precej bolj zapleteni.

Obravnava nastanka valovanja pri kombinaciji frekvenc je zelo podobna obravnavi podvajanja frekvence in parametričnemu ojačevanju. V enačbah za nastanek novega valovanja ali ojačevanje katerega od vpadnih snopov spet nastopi fazni faktor, ki vsebuje razliko vseh valovnih vektorjev $\Delta\mathbf{k}$. Da bo nastajanje novega valovanja znatno, mora biti $\Delta kL \simeq 0$, spet mora biti torej izpolnjen pogoj ujemanja faz. Ker v tem primeru nastopajo v splošnem štirje valovni vektorji, je seveda tudi pri izbiri geometrije in polarizacij za ujemanje faz precej več možnosti.

Vrnimo se k najpreprostejšemu primeru, ko ima vpadno valovanje le eno frekvenco. Takrat se pojavi valovanje pri potrojeni frekvenci, pa tudi pri frekvenci, ki je enaka vpadni. Pojavi se torej polarizacija pri vpadni frekvenci, ki spremeni obnašanje osnovnega žarka, in žarek vpliva sam nase. Ti pojavi, ki jih poimenujemo s predpono *samo-*, kot na primer samozbiranje, so značilni za nelinearne pojave tretjega reda.

8.9 Optični Kerrov pojav

Naj valovanje vpada na nelinearno snov, za katero velja $\chi^{(2)} = 0$. Polarizacija je potem enaka vsoti linearnega in nelinearnega dela tretjega reda (enačba 8.4)

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0 \chi^{(1)} \cdot \mathbf{E} + \varepsilon_0 \chi^{(3)} \vdots \mathbf{E}\,\mathbf{E}\,\mathbf{E}. \tag{8.81}$$

Ker obravnavamo nelinearne pojave, moramo tudi v tem primeru zapisati realna električna polja. To naredimo z vsoto dveh kompleksno konjugiranih členov

$$\mathbf{E} = \frac{\mathbf{e}}{2}(Ae^{i(kz-\omega t)} + A^* e^{-i(kz-\omega t)}). \tag{8.82}$$

Podobno zapišemo tudi za polarizacijo, pri čemer nas bodo zanimali samo členi, ki nihajo s frekvenco ω

$$\mathbf{P} = \frac{\mathbf{e}}{2}(P_\omega e^{i(kz-\omega t)} + P^*_\omega e^{-i(kz-\omega t)}). \tag{8.83}$$

Ti členi nastopijo v primeru, ko v izrazu $\mathbf{E}\,\mathbf{E}\,\mathbf{E}$ vzamemo dvakrat nekonjugirani del, enkrat pa konjugiranega. To lahko naredimo na tri možne načine in dobimo tri enake člene. Sledi

$$\frac{\mathbf{e}}{2}P_{\omega,\mathrm{NL}} = 3\frac{1}{8}AA^*\left(\varepsilon_0\chi^{(3)}\vdots\mathbf{e}\,\mathbf{e}\mathbf{e}\right)A. \tag{8.84}$$

Celotna polarizacija je

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0\chi^{(1)}\cdot\mathbf{E} + \frac{3}{4}|A|^2\left(\varepsilon_0\chi^{(3)}\vdots\mathbf{e}\,\mathbf{e}\right)\mathbf{E}. \tag{8.85}$$

Z upoštevanjem zveze med amplitudo polja in povprečno gostoto energijskega toka (enačba 1.31) zapišemo

$$\mathbf{P} = \varepsilon_0\left(\chi^{(1)} + \frac{3}{4}\frac{2j}{\varepsilon_0\tilde{n}c_0}\chi^{(3)}\vdots\mathbf{e}\,\mathbf{e}\right)\mathbf{E}. \tag{8.86}$$

Z $\tilde{n}$ smo označili lomni količnik pri frekvenci ω. Faktor v oklepaju ni nič drugega kot efektivna susceptibilnost, ki je neposredno povezana z lomnim količnikom snovi $\chi_{ef} = \varepsilon - 1 = n^2 - 1$. Gornja enačba torej opisuje pojav, pri katerem vpadna svetloba vpliva na lomni količnik snovi. Gre za podoben učinek kot pri navadnem Kerrovem pojavu (enačba 9.4), pri katerem se lomni količnik spremeni pod vplivom zunanjega električnega polja. Opisani optični ekvivalent zato imenujemo optični Kerrov pojav[4].

Poglejmo pojav podrobneje na primeru izotropne snovi. Na snov naj vpada valovanje, ki je polarizirano v smeri x, tako da ima nelinearna polarizacija le komponento

$$P_{\mathrm{NL},x} = \varepsilon_0\left(\chi_{xx} + \frac{3}{4}\chi_{xxxx}\frac{2j}{\varepsilon_0\tilde{n}c_0}\right)E = \varepsilon_0\chi_{ef}E = \varepsilon_0(n^2-1)E. \tag{8.87}$$

Ko izrazimo lomni količnik, dobimo

$$n \approx \tilde{n} + \frac{3\chi_{xxxx}}{4\varepsilon_0 c_0\tilde{n}^2}j. \tag{8.88}$$

Efektivni lomni količnik v snovi lahko torej zapišemo kot

$$\boxed{n = \tilde{n} + n_2 j,} \tag{8.89}$$

pri čemer smo vpeljali nelinearni lomni količnik

$$\boxed{n_2 = \frac{3\chi_{xxxx}}{4\varepsilon_0 c_0\tilde{n}^2}.} \tag{8.90}$$

Efektivni lomni količnik snovi je torej odvisen od intenzitete svetlobe, ki vpada nanjo. Tipične vrednosti nelinearnega lomnega količnika za vidno svetlobo so 10^{-20} m^2/W. V tekočini CS_2 je $n_2 = 3,2\cdot 10^{-18}$ m^2/W, v nekaterih drugih snoveh (npr. polprevodnikih) je lahko vrednost n_2 večja še za več velikostnih redov, n_2 pa je lahko tudi negativen.

Zanimivi posledici lomnega količnika, odvisnega od intenzitete svetlobe, sta samozbiranje svetlobnega snopa in širjenje solitonov po optičnih vodnikih, kar si bomo pogledali v naslednjih razdelkih.

★ Ničesar nismo povedali o ujemanju faz, ki je sicer nujno potrebno za učinkovite nelinearne optične pojave. V tem primeru vpada na snov en sam laserski žarek in pogoj ujemanja faz je vedno izpolnjen.

[4] Škotski fizik John Kerr, 1824–1907.

Snov	$\chi^{(3)}$ (m^2/V^2)	n_2 (m^2/W)
steklo BK7	$2{,}8 \times 10^{-22}$	$3,2 \times 10^{-20}$
voda	$2,5 \times 10^{-22}$	$4,1 \times 10^{-20}$
GaAs	$1,4 \times 10^{-18}$	$3,3 \times 10^{-17}$
ZnSe	$6,2 \times 10^{-20}$	$3,0 \times 10^{-18}$
CS_2	$3,1 \times 10^{-20}$	$3,2 \times 10^{-18}$
polimer 4BCMU	$-1,2 \times 10^{-19}$	$-1,5 \times 10^{-17}$

Tabela 8.2: Nelinearna susceptibilnost tretjega reda in nelinearni lomni količnik za nekaj izbranih snovi

8.10 Samozbiranje in krajevni solitoni

Za začetek si oglejmo pojav samozbiranja svetlobe. Osnovni Gaussov snop (enačba 3.29) naj vpada na sredstvo, v katerem je lomni količnik odvisen od intenzitete vpadne svetlobe po enačbi (8.89). Naj bo $n_2 > 0$, tako da je lomni količnik v sredini snopa večji od nemotenega lomnega količnika na robu. V osi snopa se optična pot zaradi optično gostejšega sredstva podaljša in valovna fronta v osi zaostaja glede na fronte na robu snopa. Če je zaostajanje dovolj veliko, lahko krivinski radij valovne fronte postane negativen in snop se ne širi, temveč oži (slika 8.10). Temu pojavu pravimo samozbiranje. Samozbiranje je pri dovolj veliki moči snopa lahko tako veliko, da pride do katastrofične zožitve snopa in s tem do tolikšnega povečanja gostote svetlobnega toka, da nastanejo poškodbe v snovi.

Slika 8.10: V Gaussovem snopu je intenziteta valovanja odvisna od prečne lege, zato je tudi lomni količnik nelinearnega sredstva odvisen od nje. To vodi do samozbiranja svetlobe. Na sliki so fronte vpadnega Gaussovega snopa narisane kot ravni valovi.

Naloga 8.10.1 Gaussov snop svetlobe z močjo P in polmerom w naj vpada pravokotno na ploščico kristala debeline d. Pokaži, da ploščica deluje na snop kot leča z goriščno razdaljo

$$f = \frac{\pi w^4}{8 n_2 d P}, \tag{8.91}$$

pri čemer je n_2 nelinearni lomni količnik.

Zaradi uklona se Gaussov snop navadno širi, pojav samozbiranja pa ima ravno nasprotni učinek. Zato je pri določeni moči snopa možno doseči, da se oba pojava po velikosti ravno izenačita in snop ima v snovi konstanten polmer, valovne fronte pa so ravne. Snop na ta način samemu sebi ustvarja valovni vodnik, v katerem je v sredi lomni količnik večji kot na robu, in nastane t. i. krajevni soliton.

Ocenimo, kolikšna mora biti vpadna moč svetlobe, da pride do pojava krajevnih solitonov. Vzemimo, da je na izbranem mestu valovna fronta ravna. Lahko si mislimo, da je tam grlo Gaussovega snopa. Brez samozbiranja bi bil na razdalji dolžine grla z_0 krivinski radij valovne fronte (enačba 3.25)

$$R(z_0) = z_0 \left(1 + \left(\frac{z_0}{z_0}\right)^2\right) = 2z_0. \tag{8.92}$$

V bližini osi lahko Gaussovo funkcijo, ki opisuje prečno odvisnost amplitude polja v snopu, razvijemo po prečni koordinati r do drugega reda. Po enačbi (8.89) je odvisnost lomnega količnika približno

$$n(r) = \tilde{n} + n_2 j_0 e^{-2r^2/w_0^2} \approx \tilde{n} + n_2 j_0 \left(1 - 2\frac{r^2}{w_0^2}\right). \tag{8.93}$$

Razlika med lomnim količnikom na osi in pri w_0 od osi je $\Delta n = 2 j_0 n_2$. Zaradi tega je na poti od grla do z_0 razlika optičnih poti med žarkoma na osi $(r = 0)$ in pri $r = w_0$ enaka $\Delta n z_0 = 2 n_2 j_0 z_0$ in valovna fronta se ukrivi na nek krivinski radij $-R$. Iz preproste geometrije velja zveza

$$\Delta n z_0 = R - R\sqrt{1 - \frac{w_0^2}{R^2}} \approx \frac{w_0^2}{2R} \tag{8.94}$$

Da valovna fronta ostane ravna, se morata krivinska radija zaradi uklona (enačba 8.92) in samozbiranja (enačba 8.94) ravno izenačiti. Od tod sledi

$$\Delta n = \frac{w_0^2}{4z_0^2}. \tag{8.95}$$

Moč snopa, pri katerem se polmer ne spreminja, je potem

$$P_s = \frac{1}{2}\pi w_0^2 j_0 = \frac{1}{2}\pi w_0^2 \frac{\Delta n}{2n_2} = \frac{1}{2}\pi w_0^2 \frac{w_0^2}{4z_0^2}\frac{1}{2n_2} = \frac{\lambda^2}{16\pi n_2}, \tag{8.96}$$

pri čemer smo upoštevali zvezo med z_0 in w_0 (enačba 3.21).

Pri moči, ki je manjša od kritične P_s, se vpadli Gaussov snop širi, čeprav nekoliko počasneje kot v sredstvu s konstantnim lomnim količnikom, če pa je moč znatno večja od kritične moči, pa lahko pride do katastrofičnega samozbiranja in porušitve snovi. Zanimivo je, da kritična moč, pri kateri se pojavijo solitoni, ni odvisna od začetnega polmera snopa.

Naloga 8.10.2 Nariši skico k enačbi (8.94) in izpelji izraz za moč, pri kateri pride do pojava solitonov (enačba 8.96).

Izračunaj še kritično moč za pojav solitonov v CS_2, če je valovna dolžina vpadnega valovanja 1 µm, nelinearni lomni količnik te tekočine pa je $n_2 = 3,2 \cdot 10^{-18}\ \mathrm{m^2/W}$.

Eksperimentalna metoda, s katero merimo nelinearni lomni količnik, je tako imenovana metoda vzdolžnega premika (*Z-scan*). Optično nelinearno sredstvo (naj ima $n_2 > 0$) postavimo v zožan laserski snop (slika 8.11). Zaradi samozbiranja deluje vzorec kot leča, njena goriščna razdalja pa je odvisna od intenzitete snopa in od nelinearnega lomnega količnika. Ko vzorec premikamo vzdolž snopa, se skupna efektivna goriščna razdalja leče in nelinearne snovi spreminja in žarek na detektorju je enkrat bolj zbran, drugič manj. Za lege vzorca desno od prvotnega gorišča ($z > 0$), je skupna goriščna razdalja daljša od goriščne razdalje leče, snop je bolj zbran (pikčasta črta) in signal na detektorju (D) naraste. Za lege vzorca levo od prvotnega gorišča ($z < 0$) je ravno obratno, snop se razširi (črtkana črta) in signal na detektorju se zmanjša. Za snovi z negativnim nelinearnim lomnim količnikom je odziv ravno nasprotnega predznaka. Pri določanju nelinearnega lomnega količnika je ključno uporabiti zaslonko (Z), s katero omejimo premer vpadnega snopa pred detektorjem. Če zaslonko odstranimo in merimo odvisnost celotne vpadne intenzitete od lege vzorca, nelinearnega lomnega količnika ne moremo meriti, lahko pa določimo nelinearni absorpcijski koeficient.

Slika 8.11: Shema metode vzdolžnega premika

8.11 *Izpeljava krajevnih solitonov

Za podrobnejšo obravnavo krajevnih solitonov moramo rešiti valovno enačbo v obosnem približku. Začnimo s krajevnim delom valovne enačbe za monokromatsko valovanje v skalarni obliki (enačba 1.23)

$$\nabla^2 E + n^2 \frac{\omega^2}{c_0^2} E = 0. \tag{8.97}$$

Polje zapišemo v obliki počasi spreminjajoče se amplitude in faznega faktorja, podobno kot smo to naredili pri izpeljavi Gaussovega snopa (enačba 3.4)

$$E = \psi(\mathrm{r}, z) e^{ik_0 z}, \tag{8.98}$$

kjer je $k_0 = \tilde{n}\omega/c_0$ valovno število brez upoštevanja nelinearnosti. Funkcija $\psi(\mathbf{r}, z)$ naj se v smeri osi z le počasi spreminja, tako da lahko drugi odvod po z zanemarimo in dobimo

$$\nabla_\perp^2 \psi + \frac{\omega^2}{c_0^2}(n^2 - \tilde{n}^2)\psi + 2ik_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0. \tag{8.99}$$

Upoštevajmo odvisnost lomnega količnika od intenzitete, pri čemer zanemarimo člen z n_2^2, ker je gotovo majhen, in dobimo

$$\nabla_\perp^2 \psi + 2k_0^2 \frac{n_2}{\tilde{n}} j\psi + 2ik_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0. \tag{8.100}$$

Izrazimo še gostoto svetlobnega toka z amplitudo električne poljske jakosti

$$\nabla_\perp^2 \psi + k_0^2 n_2 \varepsilon_0 c_0 |\psi|^2 \psi + 2ik_0 \frac{\partial \psi}{\partial z} = 0. \tag{8.101}$$

Preden se lotimo reševanja gornje enačbe, vpeljimo še

$$\kappa = k_0^2 n_2 \varepsilon_0 c_0 \tag{8.102}$$

in novo spremenljivko vzdolž osi z

$$\zeta = \frac{z}{2k_0}. \tag{8.103}$$

S tem preide enačba (8.101) v standardno obliko nelinearne Schrödingerjeve enačbe, le da namesto odvoda po času tukaj nastopa odvod po koordinati ζ. Sledi

$$i\frac{\partial \psi}{\partial \zeta} + \nabla_\perp^2 \psi + \kappa |\psi|^2 \psi = 0. \tag{8.104}$$

V treh dimenzijah je reševanje enačbe (8.104) težavno in analitične rešitve niso znane. V dveh dimenzijah pa stacionarno rešitev znamo poiskati. Stacionarni rešitvi se vzdolž ζ lahko spreminja le faza, zato rešitev iščemo v obliki

$$\psi = e^{i\eta^2 \zeta} u(x), \tag{8.105}$$

kjer je η konstanta, katere pomen bomo videli v nadaljevanju, funkcija $u(x)$ pa naj bo realna. Uporabimo gornji nastavek v enačbi (8.104) in dobimo

$$\frac{d^2 u}{dx^2} = \eta^2 u - \kappa u^3. \tag{8.106}$$

Z množenjem obeh strani z u' lahko enačbo enkrat integriramo

$$\left(\frac{du}{dx}\right)^2 = \eta^2 u^2 - \frac{1}{2}\kappa u^4. \tag{8.107}$$

Ločimo spremenljivki in zapišemo

$$\int_{\eta\sqrt{2/\kappa}}^{u} \frac{du}{\sqrt{\eta^2 u^2 - \frac{1}{2}\kappa u^4}} = x - x_0, \tag{8.108}$$

pri čemer smo uvedli integracijsko konstanto x_0 in integracijsko mejo postavili tako, da so vrednosti pod korenom pozitivne. Integral brez težav izračunamo

$$\frac{1}{\eta} \ln\left(\sqrt{\frac{\kappa}{2}} \frac{u}{\eta + \sqrt{\eta^2 - \kappa u^2/2}}\right) = x - x_0 \tag{8.109}$$

in izrazimo iskano funkcijo $u(x)$

$$u = \sqrt{\frac{2}{\kappa}} \frac{2\eta}{e^{\eta(x-x_0)} + e^{-\eta(x-x_0)}} = \sqrt{\frac{2}{\kappa}} \frac{\eta}{\cosh \eta (x - x_0)}. \tag{8.110}$$

Po enačbi (8.105) je rešitev

$$\psi(x,z) = \sqrt{\frac{2}{\kappa}}\, \eta\, \frac{e^{i\eta^2 \zeta}}{\cosh \eta (x - x_0)}. \tag{8.111}$$

Vidimo, da predstavlja spremenljivka $1/\eta$ neko karakteristično širino snopa, x_0 pa je le njegov prečni premik, ki ga lahko brez škode postavimo na $x_0 = 0$. Tako lahko zapišemo celotno polje stacionarnega snopa

$$E_s(x,z) = \sqrt{\frac{2}{\kappa}} \frac{\eta}{\cosh(\eta x)} \exp\left(ik_0 z\left(1 + \frac{\eta^2}{2k_0^2}\right)\right). \tag{8.112}$$

Intenziteta svetlobe je sorazmerna kvadratu amplitude polja, zato

$$j_s(x,z) = j_0 \frac{1}{\cosh^2(\eta x)}. \tag{8.113}$$

Slika 8.12: Prečni profil krajevnega solitona v 2D. Vzdolž koordinate z se profil ohranja.

Če se vrnemo k izrazu za električno poljsko jakost (enačba 8.112), vidimo, da parameter η nastopa tudi v faznem faktorju. To pomeni, da je od njega odvisna tudi konstanta širjenja in s tem fazna hitrost

$$v_f = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\tilde{n}\left(1 + \frac{\eta^2}{2k_0^2}\right)}. \tag{8.114}$$

Fazna hitrost omejenih snopov oziroma solitonov je torej vedno manjša od fazne hitrosti ravnih valov. Bolj ko je snop omejen, manjša je fazna hitrost, za velike polmere snopa pa doseže limitno vrednost $c_0/\tilde{n}$.

Moč dvodimenzionalnega snopa je enaka integralu gostote svetlobnega toka (enačba 8.113) po x. Integriramo in zapišemo

$$P_s = \int j_s dx \propto \int |E_s|^2 dx = \frac{2}{\kappa}\eta^2 \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dx}{\cosh^2 \eta x} = \frac{4\eta}{\kappa}. \tag{8.115}$$

Moč stacionarnega snopa – solitona – v dveh dimenzijah je torej obratno sorazmerna s širino snopa $1/\eta$. Zato tudi pri poljubno veliki moči obstaja stacionarna širina. To je bistvena razlika med obravnavanim dvo- in tridimenzionalnim primerom, kjer se snop z nadkritično močjo skrči v singularnost.

8.12 Optični solitoni

V prejšnjem razdelku smo ugotovili, da pojav samozbiranja lahko izniči širjenje svetlobnega snopa zaradi uklona, tako da ima pri ustrezni moči snop vzdolž smeri širjenja konstantno širino in obliko. Takim snopom smo rekli krajevni solitoni. Povsem podoben pojav poznamo tudi v časovni domeni, kjer se pojavijo časovni ali optični solitoni.

Sunek svetlobe naj se širi po valovnem vodniku. Zaradi disperzije je lomni količnik odvisen od frekvence valovanja in sunek svetlobe se podaljšuje. Več o tem bomo spoznali pri obravnavi disperzije v optičnih vlaknih (poglavje 10.4). Ob primernih pogojih lahko nelinearen pojav (odvisnost lomnega količnika od intenzitete svetlobe) ravno izniči disperzijo (odvisnost lomnega količnika od valovne dolžine) in sunek ohranja obliko. Sunkom svetlobe, ki potujejo po sredstvu brez spremembe oblike, pravimo optični solitoni. Posebej so pomembni v optičnih vlaknih, kjer želimo vpliv disperzije zaradi učinkovitosti prenosa informacije kar se da zmanjšati.

Pojava optičnih solitonov ni težko pojasniti. Naj na optično nelinearno sredstvo vpade sunek svetlobe, ki je Gaussove oblike v času

$$j(t) = j_0 e^{-2t^2/\tau^2}. \tag{8.116}$$

Faza takega sunka je

$$\phi(t) = k_o n z - \omega_0 t = k_0(\tilde{n} + n_2 j)z - \omega_0 t = \phi_0 + k_0 n_2 z j - \omega_0 t, \tag{8.117}$$

frekvenca pa

$$\omega = -\frac{d\phi}{dt} = \omega_0 - k_0 n_2 z \frac{dj}{dt}. \tag{8.118}$$

Če vstavimo časovno obliko sunka svetlobe (enačba 8.116), vidimo, da se frekvenca takega sunka spreminja s časom

$$\omega = \omega_0 + \frac{4k_0 n_2 z j_0}{\tau^2} t\, e^{-2t^2/\tau^2}. \tag{8.119}$$

Začetnemu delu sunka (pri $t < 0$) se frekvenca zmanjša, zadnjemu delu sunka (pri $t > 0$) pa se mu poveča (slika 8.13). Ta pojav spreminjanja frekvence znotraj kratkega sunka imenujemo čričkanje sunkov (*chirping*), po podobnosti z oglašanjem črčkov.

Slika 8.13: Zaradi nelinearnega lomnega količnika pride do frekvenčnega premika v sunku svetlobe.

Pri prehodu optičnega sunka z osnovno frekvenco ω_0 se torej različnim delom sunka frekvenca različno spremeni (slika 8.14 a), začetnemu delu se zmanjša, končnemu pa poveča. Po drugi strani pa v snoveh poznamo barvno disperzijo, kar pomeni, da veljajo za valovanja z različnimi frekvencami različni lomni količniki. Pojav disperzije je še bolj zapleten pri potovanju sunkov svetlobe, kar bomo podrobneje obravnavali pri optičnih vlaknih (poglavje 10.5). Zaenkrat povejmo le, da je pomemben parameter disperzija grupne hitrosti, ki je sorazmerna z drugim odvodom lomnega količnika po valovni dolžini (enačba 10.66)

$$D = -\frac{\lambda}{c_0}\frac{d^2 n}{d\lambda^2}. \tag{8.120}$$

Pri določenih pogojih (izbrana snov in določeno frekvenčno območje) lahko dosežemo, da potuje del valovanja z daljšo valovno dolžino počasneje kot del valovanja s krajšo valovno dolžino (slika 8.14 b). V tem primeru končni del sunka dohiteva sprednjega in učinek disperzije ravno izniči učinek nelinearnosti. Nastane signal, ki ohranja svojo obliko – soliton.

Slika 8.14: Čričkanje sunkov svetlobe zaradi nelinearnega pojava (a). Z ustrezno disperzijo lahko čričkanje izničimo (b) in nastane sunek svetlobe, ki oblike ne spreminja – soliton.

8.13 *Izpeljava optičnih solitonov

Za matematični opis optičnih solitonov izhajamo iz nelinearne valovne enačbe (enačba 8.11), ki jo zapišemo v skalarni obliki

$$\nabla^2 E - \frac{n^2}{c_0^2}\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 P_{\mathrm{NL}}}{\partial t^2}, \tag{8.121}$$

pri čemer je P_{NL} nelinearna polarizacija tretjega reda (enačba 8.6). Namesto v časovni domeni je enačbo prikladnejše reševati v frekvenčni domeni, zato namesto E in P_{NL} vpeljemo Fourierevi transformiranki $\tilde{E}$ in $\tilde{P}$. Sledi

$$\nabla^2 \tilde{E} + \frac{n^2}{c_0^2}\omega^2 \tilde{E} = -\mu_0 \omega^2 \tilde{P}. \tag{8.122}$$

Gornjo enačbo rešujemo z nastavkoma

$$\tilde{E} = \tilde{A}(z, \omega - \omega_0)e^{ik_0 z} \quad \text{in} \quad \tilde{P} = \tilde{B}(z, \omega - \omega_0)e^{ik_0 z}, \tag{8.123}$$

pri čemer je ω_0 osrednja frekvenca svetlobnega sunka in $k_0 = \omega_0 n/c_0$. Vpeljemo še $\Omega = \omega - \omega_0$

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right)\tilde{A}(z,\Omega)e^{ik_0 z} = -\mu_0\omega^2\tilde{B}(z,\Omega)e^{ik_0 z}. \tag{8.124}$$

Da lahko rešimo to enačbo, naredimo nekaj približkov. Ker je $\omega \approx \omega_0$, na desni strani enačbe nadomestimo frekvenco z osrednjo frekvenco. Poleg tega upoštevamo, da se amplituda glede na valovno dolžino le počasi spreminja, zato drugi odvod zanemarimo in

$$2ik_0\frac{\partial\tilde{A}}{\partial z} + (k^2 - k_0^2)\tilde{A} = -\mu_0\omega_0^2\tilde{B}. \tag{8.125}$$

Če je disperzija šibka, lahko zapišemo $k^2 - k_0^2$ kot razliko kvadratov, $k(\omega_0 + \Omega)$ pa razvijemo v Taylorjevo vrsto okoli osrednje frekvence ω_0 do tretjega člena. Sledi

$$k^2 - k_0^2 \approx 2k_0(k - k_0) \approx 2k_0(k'\Omega + \frac{1}{2}k''\Omega^2), \tag{8.126}$$

pri čemer $'$ označuje odvod po frekvenci, in prepišemo enačbo v

$$2ik_0\frac{\partial\tilde{A}}{\partial z} + 2k_0(k'\Omega + \frac{1}{2}k''\Omega^2)\tilde{A} = -\mu_0\omega_0^2\tilde{B}. \tag{8.127}$$

Vrnimo se v časovno domeno, tako da naredimo inverzno Fourierevo transformacijo. Naj bo $A(z,t)$ kompleksna amplituda električne poljske jakosti in inverzna transformiranka funkcije $\tilde{A}(z,\Omega)$, funkcija $B(z,t)$ pa naj bo amplituda polarizacije in inverzna transformiranka funkcije $\tilde{B}(z,\Omega)$. Sledi

$$i(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g}\frac{\partial}{\partial t})A - \frac{1}{2}\frac{d^2k}{d\omega^2}\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = -\frac{\mu_0\omega_0^2}{2k_0}B, \tag{8.128}$$

pri čemer smo z $v_g = d\omega/dk = 1/k'$ označili grupno hitrost. Vpeljimo novo spremenljivko

$$\tau = t - \frac{z}{v_g}, \tag{8.129}$$

s katero opišemo obliko sunka $A_S(z,\tau)$, kot ga vidi opazovalec, ki se giblje z grupno hitrostjo skupaj s sunkom. Uporabimo pravilo verižnega odvajanja in dobimo

$$\frac{\partial A}{\partial z} = \frac{\partial A_S}{\partial z} + \frac{\partial A_S}{\partial \tau}\frac{\partial \tau}{\partial z} = \frac{\partial A_S}{\partial z} - \frac{1}{v_g}\frac{\partial A_S}{\partial \tau}. \tag{8.130}$$

Podobno naredimo še za odvod po času τ, ki pa se ne razlikuje od odvoda po času t

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{\partial A_S}{\partial z}\frac{\partial z}{\partial \tau} + \frac{\partial A_S}{\partial \tau}\frac{\partial \tau}{\partial t} = \frac{\partial A_S}{\partial \tau} \tag{8.131}$$

in

$$\frac{\partial^2 A}{\partial t^2} = \frac{\partial^2 A_S}{\partial \tau^2}. \tag{8.132}$$

Vstavimo še amplitudo nelinearne polarizacije (enačba 8.85), pri čemer izraz popravimo za faktor 4, ker smo drugače vpeljali parameter A

$$B = 3\varepsilon_0\chi|A|^2A. \tag{8.133}$$

in enačba (8.128) dobi obliko

$$i\frac{\partial A_S}{\partial z} - \frac{1}{2}\frac{d^2k}{d\omega^2}\frac{\partial^2 A_S}{\partial\tau^2} + \kappa|A_S|^2A_S = 0. \tag{8.134}$$

Pri tem je

$$\kappa = \frac{3\omega_0\chi}{2c_0\tilde{n}} = 2\omega_0\varepsilon_0 n_2\tilde{n}. \tag{8.135}$$

sorazmeren nelinearnemu lomnemu količniku n_2 (enačba 8.90). Enačba (8.134) ni nič drugega kot nelinearna Schrödingerjeva enačba, ki smo jo zapisali že pri izpeljavi krajevnih solitonov (enačba 8.104). Enačbi se razlikujeta v tem, da ima vlogo prečne koordinate x tukaj čas τ in rešitve nimajo več konstantnega premera, ampak imajo konstantno dolžino sunka. Stacionarne rešitve obstajajo le v primeru, kadar je $d^2k/d\omega^2 < 0$ oziroma kadar ima drugi odvod nasprotni predznak od nelinearnega lomnega količnika n_2. Kot pri krajevnih solitonih tudi tukaj vpeljemo parameter η, ki je sorazmeren z energijo solitona (enačba 8.115). Sledi

$$A_S(z,\tau) = \sqrt{\frac{2}{\kappa}}\eta\frac{e^{i\eta^2 z}}{\cosh\left(\eta\tau\sqrt{2\left|\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\right|^{-1}}\right)} \tag{8.136}$$

$$A(z,t) = \sqrt{\frac{2}{\kappa}}\eta\frac{e^{i\eta^2 z}}{\cosh\left(\eta(t-\frac{z}{v_g})\sqrt{2\left|\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\right|^{-1}}\right)}. \tag{8.137}$$

Zapisana je oblika solitona, ki potuje z grupno hitrostjo in pri tem ohranja obliko. Zaradi tega so solitoni izredno zanimivi za prenos velike gostote informacij na velike razdalje, saj se izognemo omejitvam zaradi disperzije.

★ Ena izmed snovi, ki izpolnjuje pogoj, da je k'' nasprotnega predznaka kot n_2, so kvarčna optična vlakna. Pri valovnih dolžinah vidne svetlobe to sicer ne velja, velja pa za $\lambda \gtrsim 1,3$ µm. Pogoj je torej izpolnjen pri valovnih dolžinah okoli $1,5$ µm, ki se navadno uporabljajo pri prenosu signalov po optičnih vlaknih in signal lahko potuje brez podaljševanja.

8.14 Optična fazna konjugacija

Optična fazna konjugacija je zanimiv in danes tudi praktično pomemben pojav, pri katerem nastane iz danega valovanja novo valovanje, ki ima enake valovne fronte, vendar potuje v nasprotni smeri od prvotnega valovanja. Novo valovanje je torej tako, kot bi začetnemu valovanju obrnili predznak časa in ga "zavrteli nazaj".

Vzemimo optično nelinearno snov, na katero posvetimo z dvema močnima ravnima snopoma v nasprotnih smereh. To sta črpalna snopa in njuna valovna vektorja naj bosta $\mathbf{k}_1$ in $\mathbf{k}_2 = -\mathbf{k}_1$. Poleg njiju naj na snov vpada še tretji, signalni snop, ki ni nujno raven val (slika 8.15). Signalni

snop interferira s prvim črpalnim valom in s tem zaradi nelinearnosti tretjega reda povzroči modulacijo lomnega količnika, ki je skoraj periodična, če je signalni val podoben ravnemu valu. Na tej periodični modulaciji se drugo črpalno valovanje uklanja, pri čemer je uklonjeno valovanje enake oblike kot signalno, le potuje v nasprotni smeri, ker ima drugo črpalno valovanje nasprotno smer od prvega. Črpalni valovanji sta seveda enakovredni in ni mogoče ločiti, s katerim je signalno valovanje interferiralo in katero se uklanja.

Slika 8.15: Optična fazna konjugacija. Dva močna črpalna žarka (modra) vpadata na optično nelinearno snov v nasprotnih smereh, vpadni signal (rdeč) pa se odbije v smer, iz katere vpada.

Pozoren bralec je ugotovil, da je optična fazna konjugacija zelo podobna holografiji, le da pri holografiji najprej zapišemo predmetni snop, ki ga kasneje reproduciramo, pri fazni konjugaciji pa zapis začetnega valovanja in njegova reprodukcija potekata sočasno.

Naj se signalno valovanje razširja v smeri z. Potem ga zapišemo kot

$$E_3 = \Re\left(A_3(z)\, e^{i(kz-\omega t)}\right). \tag{8.138}$$

V nadaljevanju bomo pokazali, da je novonastalo valovanje sorazmerno

$$E_4 \propto \Re\left(A_3^*(z)\, e^{i(-kz-\omega t)}\right). \tag{8.139}$$

Zaradi nasprotnega predznaka k potuje nastalo valovanje v obratni smeri od signalnega valovanja. Poleg tega je kompleksno konjugirana tudi njegova amplituda. To seveda ne vpliva na obliko valovnih front, saj so te popolnoma enake kot pri signalnem valovanju. Zaradi lastnosti, da lahko novo valovanje iz signalnega nastane tako, da krajevni del kompleksno konjugiramo, nastalemu valovanju pravimo fazno konjugirano valovanje.

Uporabna posledica fazne konjugacije je prikazana na sliki (8.16). Najpreprostejši primer je vpad ravnega vala (a), ki se ne odbije po odbojnem zakonu (slika levo), ampak se odbije v smer, iz katere je vpadel na snov (desno). Drugi primer je krogelni val ali v približku tudi Gaussov snop (b). Ko vpade na navadno zrcalo (levo), se njegova divergenca ohranja in se žarek še naprej razširja. Na fazno konjugiranem zrcalu se krogelni val spet zbere v izvoru (desno). Tretji primer je poljubno sredstvo, ki valovanju doda naključno fazo, zato po prehodu valovne fronte niso več gladke (c). Ta popačen snop v faznem konjugatorju generira fazno konjugiran snop, ki potuje v nasprotni smeri in ima enako nepravilne valovne fronte kot vpadni val. Po prehodu skozi nepravilno sredstvo se neravnosti valovne fronte izničijo in nastanejo enake gladke valovne fronte ravnega vala, kot smo jih imeli na začetku. To lastnost popravljanja valovne fronte je mogoče koristno uporabiti, na primer namesto enega zrcala v laserskem resonatorju.

Slika 8.16: Primerjava odbojev na navadnem zrcalu (levo) in faznem konjugatorju (desno): odboj ravnega vala (a), odboj krogelnega valovanja (b) in odboj popačenega vala (c). Valovne fronte vpadnega vala so označene s polno črto, odbitega pa s črtkano.

Omenili smo že, da se fazno konjugirana zrcala lahko uporabljajo v laserjih, da izničimo popačenje Gaussovega snopa. Drug primer uporabe je pri optični astronomiji ali optičnih komunikacijah skozi atmosfero. Naključne spremembe gostote v atmosferi signalu dodajo naključni fazni premik, ki signal popači. Če se signal odbije od zrcala nazaj proti izvoru, bo torej dvakratno popačen. Če pa se odbije od fazno konjugiranega zrcala, se bo vpliv nehomogenosti atmosfere ravno izničil in na prenos signala ne bo vplival, poleg tega je šibek vpadni signal lahko še dodatno ojačan.

8.15 *Izpeljava optične fazne konjugacije

Poglejmo podrobneje, kako v nelinearnem sredstvu nastane fazno konjugiran val. Kot kaže slika (8.15), je celotno polje v nelinearnem sredstvu vsota štirih valovanj, dveh močnih črpalnih (oznaki 1 in 2), signalnega (oznaka 3) in odbitega (oznaka 4)

$$E = \frac{1}{2}A_1 e^{i\mathbf{k}_1\cdot\mathbf{r}-i\omega t} + \frac{1}{2}A_2 e^{-i\mathbf{k}_1\cdot\mathbf{r}-i\omega t} + \frac{1}{2}A_3(z)\, e^{ikz-i\omega t} + \frac{1}{2}A_4(z)\, e^{-ikz-i\omega t} + \text{k.k.} \tag{8.140}$$

S k.k. smo spet označili kompleksno konjugirane člene. Vsa valovanja naj imajo enako frekvenco, zaradi enostavnosti še privzemimo, da so enake tudi vse polarizacije. Račun poenostavimo še s privzetkom, da sta črpalna vala E_1 in E_2 dosti močnejša od E_3 in E_4, tako da sta njuni amplitudi konstantni, $E_3(z)$ in $E_4(z)$ pa se le počasi spreminjata.

Vstavimo E v valovno enačbo z nelinearno polarizacijo (enačba 8.11)

$$\nabla^2 E + \varepsilon\frac{\omega^2}{c_0^2}E = \mu_0\frac{\partial^2 P_{\text{NL}}}{\partial t^2}. \tag{8.141}$$

Pri tem je $\varepsilon\,\omega^2/c_0^2 = k^2$, P_{NL} pa je po enačbi (8.79) enak $P_{\mathrm{NL}} = \varepsilon_0\chi^{(3)}E^3$, kjer je $\chi^{(3)} = \chi$ efektivna nelinearna susceptibilnost za izbrano polarizacijo vseh polj.

Ker je E zapisan kot vsota osmih različnih členov (enačba 8.140), vsebuje produkt E^3 kar 512 členov. Vendar se njihovo število znatno zmanjša, če upoštevamo le tiste z enako časovno odvisnostjo oziroma enako frekvenco. Poleg tega nas ne zanimajo različne kombinacije valovnih vektorjev, ampak k enačbi za E_3 prispevajo le tisti členi s krajevnim faznim faktorjem $\exp(ikz)$, k enačbi za E_4 pa tisti z $\exp(-ikz)$. Sledi

$$\begin{aligned} P_{\mathrm{NL}\,3,4} &= \frac{1}{8}\varepsilon_0\chi\left(6A_1A_2A_4^* + 6A_1A_1^*A_3 + 6A_2A_2^*A_3 + 3A_3A_3^*A_3 + 6A_4A_4^*A_3\right)e^{ikz-i\omega t} \\ &+ \left(6A_1A_2A_3^* + 6A_1A_1^*A_4 + 6A_2A_2^*A_4 + 6A_3A_3^*A_4 + 3A_4A_4^*A_4\right)e^{-ikz-i\omega t}. \end{aligned} \tag{8.142}$$

Če zanemarimo še člene, v katerih nastopata A_3 in A_4 v višjih potencah, dobimo

$$\begin{aligned} P_{\mathrm{NL}\,3,4} &= \frac{3}{4}\varepsilon_0\chi\left(A_1A_2A_4^* + |A_1|^2A_3 + |A_2|^2A_3\right)e^{ikz-i\omega t} \\ &+ \left(A_1A_2A_3^* + |A_1|^2A_4 + |A_2|^2A_4\right)e^{-ikz-i\omega t}. \end{aligned} \tag{8.143}$$

Vstavimo gornji izraz v valovno enačbo (enačba 8.141) in upoštevamo, da se $A_i(z)$ le počasi spreminja (kar pomeni, da zanemarimo drugi odvod po z). Dobimo enačbi

$$ik\frac{dA_3}{dz} = -\frac{3}{4}\mu_0\varepsilon_0\chi\omega^2\left(A_1A_2A_4^* + (|A_1|^2 + |A_2|^2)A_3\right) \tag{8.144}$$

in

$$-ik\frac{dA_4}{dz} = -\frac{3}{4}\mu_0\varepsilon_0\chi\omega^2\left(A_1A_2A_3^* + (|A_1|^2 + |A_2|^2)A_4\right). \tag{8.145}$$

Drugi člen na desni že poznamo: opisuje odvisnost lomnega količnika od intenzitete črpalnih valov, torej optični Kerrov pojav, in je zato le dodaten prispevek k fazi. Vpeljimo novi amplitudi, ki se od prejšnjih razlikujeta zgolj v faznem faktorju.

$$\tilde{A}_3 = A_3\exp\left(-i\frac{3\chi\omega}{4c_0n}(|A_1|^2 + |A_2|^2)z\right) \tag{8.146}$$

in

$$\tilde{A}_4 = A_4\exp\left(i\frac{3\chi\omega}{4c_0n}(|A_1|^2 + |A_2|^2)z\right). \tag{8.147}$$

Ko novi amplitudi vstavimo v diferencialni enačbi (enačbi 8.144 in 8.145), se Kerrov prispevek k fazi ravno odšteje in

$$\frac{d\tilde{A}_3}{dz} = i\frac{3\chi\omega}{4c_0n}A_1A_2\tilde{A}_4^* \tag{8.148}$$

in

$$\frac{d\tilde{A}_4}{dz} = -i\frac{3\chi\omega}{4c_0n}A_1A_2\tilde{A}_3^*. \tag{8.149}$$

Vpeljemo sklopitveno konstanto

$$\kappa = \frac{3\chi\omega}{4c_0n}A_1A_2. \tag{8.150}$$

Enačbi se tako poenostavita v

$$\frac{d\tilde{A}_3}{dz} = i\kappa\tilde{A}_4^* \qquad \text{oziroma} \qquad \frac{d\tilde{A}_3^*}{dz} = -i\kappa^*\tilde{A}_4 \tag{8.151}$$

in

$$\frac{d\tilde{A}_4}{dz} = -i\kappa\tilde{A}_3^*. \tag{8.152}$$

Tako smo zelo težaven problem nelinearne valovne enačbe prevedli na linearen sistem dveh preprostih sklopljenih enačb za amplitudi signalnega in odbitega vala. Splošni rešitvi sistema enačb (8.151) in (8.152) sta

$$\tilde{A}_3^*(z) = C_1\cos(|\kappa|z) + C_2\sin(|\kappa|z) \tag{8.153}$$

$$\tilde{A}_4(z) = D_1\cos(|\kappa|z) + D_2\sin(|\kappa|z). \tag{8.154}$$

Z upoštevanjem zveze, ki izhaja neposredno iz diferencialne enačbe (enačba 8.151), zapišemo

$$C_1 = \frac{i\kappa^*}{|\kappa|}D_2 \qquad \text{in} \qquad C_2 = -\frac{i\kappa^*}{|\kappa|}D_1. \tag{8.155}$$

Potrebujemo še robne pogoje za obe valovanji. Z leve, pri $z = 0$, poznamo $\tilde{A}_3^*(0)$, pri $z = L$ pa ne more biti odbitega vala in je zato $\tilde{A}_4(L) = 0$. S tem lahko določimo konstanti D_1 in D_2

$$D_2 = -\frac{i|\kappa|}{\kappa^*}\tilde{A}_3^*(0) \qquad \text{in} \qquad D_1 = -D_2\tan(|\kappa|L). \tag{8.156}$$

Gornje enačbe združimo in lahko zapišemo amplitudi znotraj nelinearne snovi

$$\tilde{A}_3(z) = \tilde{A}_3(0)\frac{\cos(|\kappa|(L-z))}{\cos(|\kappa|L)} \tag{8.157}$$

in

$$\tilde{A}_4(z) = \tilde{A}_3^*(0)\frac{i\kappa}{|\kappa|}\frac{\sin(|\kappa|(L-z))}{\cos(|\kappa|L)}.$$

Izračunajmo še amplitudi odbitega in prepuščenega vala. Amplituda odbitega vala pri $z = 0$ je

$$\tilde{A}_4(0) = \tilde{A}_3^*(0)\frac{i\kappa}{|\kappa|}\tan(|\kappa|L), \tag{8.158}$$

amplituda prepuščenega pri $z = L$ pa

$$\tilde{A}_3(L) = \frac{\tilde{A}_3^*(0)}{\cos(|\kappa|L)}. \tag{8.159}$$

Oglejmo si gornja rezultata. Vidimo, da je odbiti val sorazmeren kompleksno konjugirani amplitudi vpadnega vala, kar smo omenili že v prejšnjem razdelku. Poleg konjugirane amplitude ima tudi natanko nasproten valovni vektor, zato tudi ime fazno konjugiran val. Zanimiva je tudi njegova velikost. Ker je lahko $\tan(|\kappa|L) > 1$, je odbit val lahko močnejši od vpadnega. To ojačanje odbitega vala gre seveda na račun moči črpalnih valov. V našem računu bi lahko amplituda odbite svetlobe narasla proti neskončnosti, vendar ne smemo pozabiti, ta zapisane enačbe takrat niso več veljavne, ker smo privzeli, da sta signalni in odbiti žarek precej šibkejša od črpalnih.

Poglejmo še prepuščeni žarek. Ker je $\cos(x) \leq 1$, je amplituda prepuščenega žarka vedno večja od amplitude vpadnega. To pomeni, da smo na račun črpalnih žarkov dobili prepustnost, ki je vedno večja od 100 %, in odbojnost, ki je lahko večja od 100 %.

Pri računu smo predpostavili, da je vpadni signal ravni val. Če je njegova amplituda odvisna še od prečne koordinate, ga lahko razvijemo po ravnih valovih in zgoraj izpeljana enačba (8.158) velja za vsako komponento posebej. Odbite komponente so sorazmerne s konjugiranimi komponentami signalnega valovanja z nasprotnim valovnim vektorjem in dajo skupaj valovno fronto enake oblike kot pri signalnem valovanju, le giblje se v nasprotni smeri.

9. Modulacija svetlobe

Pri obravnavi širjenja svetlobe skozi snov je najpomembnejši parameter lomni količnik oziroma tenzor dielektričnosti. V tem poglavju bomo spoznali, kako zunanje polje vpliva na lomni količnik in tako na širjenje svetlobe skozi snov. To nam omogoča, da z zunanjim poljem spreminjamo – moduliramo – lastnosti svetlobe. En primer uporabe smo že spoznali pri obravnavi laserja, kjer za preklop dobrote potrebujemo element, ki hitro spreminja prepustnost. Še pomembnejša je modulacija valovanja pri optičnem prenosu informacij.

Svetlobno valovanje lahko moduliramo na več načinov. Z ustreznim moduliranjem lomnega količnika lahko valovanju spreminjamo amplitudo ali frekvenco oziroma fazo .

Slika 9.1: Amplitudno (levo) in fazno oziroma frekvenčno moduliran signal (desno)

Delovanje optičnih modulatorjev temelji na različnih pojavih. V tem poglavju bomo podrobneje spoznali dva načina, to sta elektro-optični in elasto-optični pojav. Pri prvem pride do spremembe lomnega količnika snovi pod vplivom zunanjega električnega polja, pri drugem pa zaradi mehanske deformacije. Kadar mehansko deformacijo povzroči zvočno valovanje, takim modulatorjem pravimo akusto-optični. Na koncu bomo spoznali še zelo pomemben primer elektro-optičnih modulatorjev na osnovi tekočih kristalov.

9.1 Elektro-optični pojav

Elektro-optični pojav opisuje spremembe optičnih lastnosti snovi (dielektričnosti in lomnega količnika) pod vplivom zunanjega električnega polja. Omejimo se na statično zunanje polje oziroma na polje, katerega frekvenca je bistveno manjša od optične frekvence. Omejitev na nizko frekvenco je potrebna zato, da optično polje še lahko obravnavamo linearno. Kako je v nasprotnem primeru, ko je frekvenca polja primerljiva z optično frekvenco, smo na široko obravnavali v poglavju o nelinearni optiki (poglavje 8).

Namesto dielektričnega tenzorja vpeljemo inverzni dielektrični tenzor

$$\underline{b} = \underline{\varepsilon}^{-1}. \tag{9.1}$$

Naloga 9.1.1 Pokaži, da je zveza med spremembo inverznega tenzorja $\delta\underline{b}$ in spremembo dielektričnega tenzorja $\delta\underline{\varepsilon}$

$$\delta\underline{\varepsilon} = -\underline{b}^{-1}\delta\underline{b}\,\underline{b}^{-1} = -\underline{\tilde{\varepsilon}}\,\delta\underline{b}\,\underline{\tilde{\varepsilon}}, \tag{9.2}$$

pri čemer $\underline{\tilde{\varepsilon}}$ označuje dielektrični tenzor v odsotnosti zunanjega polja (nemoten tenzor).

Tenzor dielektričnosti $\underline{\tilde{\varepsilon}}$ je v lastnem nemotenem sistemu diagonalen z lastnimi vrednostmi n_1^2, n_2^2 in n_3^2, zato inverzni dielektrični tenzor v lastnem nemotenem sistemu preprosto zapišemo kot

$$\underline{\tilde{b}} = \begin{bmatrix} 1/n_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/n_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/n_3^2 \end{bmatrix}, \tag{9.3}$$

pri čemer so n_1, n_2 in n_3 lomni količniki snovi. Ko priključimo zunanje polje, se tenzor spremeni. Pri elektro-optičnem pojavu so spremembe tenzorja dielektričnosti zaradi vpliva zunanjega polja navadno razmeroma majhne in lahko spremembo komponente δb_{ij} zapišemo kot potenčno vrsto zunanjega polja E, pri čemer upoštevajmo zgolj prva dva člena v razvoju

$$\boxed{\delta b_{ij} = r_{ijk}E_k + q_{ijkl}E_kE_l.} \tag{9.4}$$

Prvi člen je linearno sorazmeren z zunanjim poljem in opisuje linearni elektro-optični ali Pockelsov pojav[1]. Tenzor tretjega ranga r_{ijk} imenujemo elektro-optični tenzor ali tudi Pockelsov tenzor. Pockelsov tenzor je različen od nič v snoveh brez centra inverzije, značilne vrednosti Pockelsovega tenzorja pa so okoli $r \sim 10^{-12} - 10^{-10}$ m/V.

Kvadratnemu elektro-optičnemu pojavu pravimo Kerrov pojav[2], tenzorju $\underline{q}$ pa Kerrov tenzor. Kerrov pojav je praviloma precej šibkejši od Pockelsovega, vendar je različen od nič v vseh snoveh, ne glede na njihove simetrijske lastnosti, torej tudi v tekočinah. Značilna vrednost Kerrovega tenzorja je $q \sim 10^{-24}$ m^2/V^2. Navadno ločimo dva primera Kerrovega pojava: Kerrov elektro-optični pojav pri zunanjih poljih z nizko frekvenco, in optični Kerrov pojav, ki smo ga podrobneje spoznali pri obravnavi nelinearnih optičnih pojavov (poglavje 8.9).

Za uporabo trdnih kristalov je pomemben predvsem linearni člen, zato se bomo osredotočili le nanj in zapisali

$$\boxed{\delta b_{ij} = r_{ijk}E_k.} \tag{9.5}$$

Elektro-optični ali Pockelsov tenzor

Simetrija snovi pomembno vpliva na obliko tenzorjev, ki opisujejo njene lastnosti. Pockelsov tenzor $\underline{r}$ je tenzor tretjega ranga, zato je lahko različen od nič le v kristalih brez centra inverzije. Ker je inverzni dielektrični tenzor $\underline{b}$ simetričen, je v prvih dveh indeksih simetričen tudi Pockelsov tenzor

$$r_{ijk} = r_{jik}. \tag{9.6}$$

[1] Nemški fizik Friedrich Carl Alwin Pockels, 1865–1913.
[2] Škotski fizik John Kerr, 1824–1907.

V najmanj simetričnem primeru triklinskega kristala ima tako namesto 27 zgolj 18 neodvisnih komponent, v kristalih z višjo simetrijo pa še manj.

Podobno kot pri nelinearni susceptibilnosti (poglavje 8.1) tudi elektro-optični tenzor pogosto zapišemo le z dvema komponentama. Prva dva indeksa, v katerih je r_{ijk} simetričen, združimo v enega z vrednostmi od 1 do 6 po dogovoru $xx = 1$, $yy = 2$, $zz = 3$, $yz = 4$, $zx = 5$ in $xy = 6$. Tako postane r_{ijk} matrika velikosti 6×3, simetrični tenzor drugega ranga b_{ij} pa šestdimenzionalen vektor.

Nekaj primerov Pockelsovih tenzorjev pri različnih kristalnih simetrijah je podanih v tabeli (9.1).

Kristal	Grupa	Neničelne komponente tenzorja r	Vrednost (10^{-12} m/V)
$BaTiO_3$	4mm	$r_{xzx} = r_{yzy} = r_{zxx} = r_{zyy} = r_{51} = r_{42}$ $r_{xxz} = r_{yyz} = r_{13} = r_{23}$ $r_{zzz} = r_{33}$	(pri 1,55 µm) $r_{51} = 800$ $r_{13} = 8$ $r_{33} = 28$
KDP	$\bar{4}2$m	$r_{yzx} = r_{zyx} = r_{xzy} = r_{zxy} = r_{41} = r_{52}$ $r_{xyz} = r_{yxz} = r_{63}$	$r_{41} = 8,77$ $r_{63} = -10,3$
GaAs ZnTe	$\bar{4}3$m	$r_{yzx} = r_{zyx} = r_{xzy} = r_{zxy} = r_{xyz} = r_{yxz}$ $= r_{41} = r_{52} = r_{63}$	(pri 10,6 µm) $r_{41} = 1,5$ (pri 3,4 µm) $r_{41} = 4,2$
$LiNbO_3$	3m	$r_{xzx} = r_{zxx} = r_{yzy} = r_{zyy} = r_{51} = r_{42}$ $r_{xxz} = r_{yyz} = r_{13} = r_{23}$ $r_{zzz} = r_{33}$ $r_{yyy} = -r_{xxy} = -r_{xyx} = -r_{yxx} =$ $= r_{22} = -r_{12} = -r_{61}$	$r_{51} = 32,6$ $r_{13} = 9,6$ $r_{33} = 30,9$ $r_{22} = 6,8$

Tabela 9.1: Koeficienti Pockelsovega tenzorja za nekaj izbranih snovi. Če ni navedeno drugače, veljajo vrednosti pri valovni dolžini okoli 600 nm.

Komponente elektro-optičnega tenzorja zaradi nazornosti pogosto ponazarjamo grafično. V matriki 6×3 s piko označimo komponente, ki so enake nič, s polnim krožcem neničelne komponente, povezava med komponentami pomeni njihovo enakost, prazen krožec in črtkana črta pa označujeta neničelno komponento nasprotnega predznaka. Kot primer sta podana prikaza tenzorjev za GaAs (levo) in $LiNbO_3$ (desno).

9.2 Longitudinalna modulacija

Poglejmo podrobneje, kako električno polje spremeni optične lastnosti elektro-optičnega kristala in kako to vpliva na svetlobo, ki potuje skozi tak kristal. Navadno se uporabljajo kristali, ki so dvolomni že brez zunanjega polja. Kot primer vzemimo kristal KH_2PO_4 (KDP), ki ima tetragonalno simetrijo ($\bar{4}2m$). Kot razberemo iz tabele (9.1) ima elektro-optični tenzor dve neodvisni komponenti: $r_{41} = r_{52} = 8,77 \times 10^{-12}$ m/V in $r_{63} = -10,3 \times 10^{-12}$ m/V.

Kristal naj bo odrezan po kristalografskih oseh, svetloba naj skozi kristal potuje v smeri optične osi, to je smeri z, v isti smeri pa na kristal priključimo polje E_z. Ker je smer električnega polja vzporedna s smerjo širjenja svetlobe, taki postavitvi pravimo longitudinalna in pojavu longitudinalna modulacija.

Slika 9.2: Shema longitudinalne modulacije signala. Ker je polje priključeno v smeri potovanja svetlobe, morata biti elektrodi transparentni. Z uporabo polarizatorja in analizatorja sestavimo amplitudni modulator (glej poglavje 9.4).

Inverzni tenzor dielektričnosti v odsotnosti zunanjega polja zapišemo kot

$$\underline{\tilde{b}} = \begin{bmatrix} 1/n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/n_e^2 \end{bmatrix}, \tag{9.7}$$

pri čemer sta n_o in n_e redni in izredni lomni količnik. Ko priključimo polje, se tenzor dielektričnosti spremeni zaradi Pockelsovega pojava. Sprememba inverznega tenzorja dielektričnosti je po enačbi (9.5)

$$\begin{aligned}
\delta b_{xx} &= r_{xxx}E_x + r_{xxy}E_y + r_{xxz}E_z = 0, \\
\delta b_{xy} &= \delta b_{yx} = r_{xyx}E_x + r_{xyy}E_y + r_{xyz}E_z = r_{63}E_z, \\
\delta b_{xz} &= \delta b_{zx} = r_{xzz}E_z = 0, \\
\delta b_{yy} &= r_{yyz}E_z = 0, \\
\delta b_{yz} &= \delta b_{zy} = r_{yzz}E_z = 0, \\
\delta b_{zz} &= r_{zzz}E_z = 0.
\end{aligned} \tag{9.8}$$

Vidimo, da je večina členov enaka nič, se pa zaradi zunanjega električnega polja v smeri z pojavi izvendiagonalna komponenta

$$\underline{b} = \begin{bmatrix} 1/n_o^2 & 0 & 0 \\ 0 & 1/n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/n_e^2 \end{bmatrix} + \begin{bmatrix} 0 & r_{63}E_z & 0 \\ r_{63}E_z & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1/n_o^2 & r_{63}E_z & 0 \\ r_{63}E_z & 1/n_o^2 & 0 \\ 0 & 0 & 1/n_e^2 \end{bmatrix}. \tag{9.9}$$

Če želimo izračunati, kako se po kristalu pod napetostjo širi vpadni svetlobni snop, moramo gornji tenzor diagonalizirati. Lastne vrednosti novega tenzorja in pripadajoče nove lastne osi so

$$\lambda_1 = \frac{1}{n_o^2} + r_{63}E_z \quad \text{in} \quad \mathbf{e}_1 = \frac{1}{\sqrt{2}}(1,1,0) \tag{9.10}$$

$$\lambda_2 = \frac{1}{n_o^2} - r_{63}E_z \quad \text{in} \quad \mathbf{e}_2 = \frac{1}{\sqrt{2}}(-1,1,0) \tag{9.11}$$

$$\lambda_3 = \frac{1}{n_e^2} \quad \text{in} \quad \mathbf{e}_3 = (0,0,1). \tag{9.12}$$

Os z se ohranja, drugi dve novi lastni osi pa sta zasukani za kot 45 ° glede na prvotni osi x in y. V novem koordinatnem sistemu je inverzni dielektrični tenzor diagonalen in enak

$$\underline{b} = \begin{bmatrix} 1/n_o^2 + r_{63}E_z & 0 & 0 \\ 0 & 1/n_o^2 - r_{63}E_z & 0 \\ 0 & 0 & 1/n_e^2 \end{bmatrix}. \tag{9.13}$$

Slika 9.3: Optično enoosni kristal postane pod napetostjo dvoosen. Indikatrisa, ki je pravokotno na optično os brez polja krožnica (polna črta), se pod vplivom napetosti spremeni v elipso (črtkana črta).

Spomnimo se, da potuje svetloba skozi kristal vzdolž osi z. Brez zunanjega električnega polja je kristal enoosen z optično osjo v smeri z. Lomni količnik je neodvisen od polarizacije vpadnega valovanja in je enak n_o. Ko priključimo polje, postane kristal optično dvoosen, saj so vse tri lastne vrednosti tenzorja dielektričnosti različne.

Za žarek, ki potuje vzdolž osi z, torej obstajata dve lastni smeri x' in y' z ustreznima novima lastnima količnikoma, ki ju izrazimo kot

$$\frac{1}{n_{x'}^2} = \frac{1}{n_o^2} + r_{63}E_z \quad \text{in} \quad \frac{1}{n_{y'}^2} = \frac{1}{n_o^2} - r_{63}E_z. \tag{9.14}$$

Za vsa eksperimentalno dosegljiva polja velja, da je $rE \ll 1/n_o^2$, zato lahko gornja izraza razvijemo za majhne popravke

$$n_{x'} = \sqrt{\frac{n_o^2}{1 + n_o^2 r_{63}E_z}} \approx n_o\sqrt{1 - n_o^2 r_{63}E_z}. \tag{9.15}$$

Nova lomna količnika sa tako

$$n_{x'} \approx n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E_z, \tag{9.16}$$

$$n_{y'} \approx n_o + \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} E_z. \tag{9.17}$$

Različni lastni polarizaciji torej potujeta vzdolž osi z z različnima hitrostma. Ko prepotujeta dolžino kristala L, pride med njima do fazne razlike

$$\Delta\phi = k_0 n_{y'} L - k_0 n_{x'} L = \frac{\omega}{c_0} L n_o^3 r_{63} E_z. \tag{9.18}$$

Kadar polarizacija vpadnega valovanja ne sovpada z novima lastnima osema x' ali y', je svetloba po preletu kristala v splošnem eliptično polarizirana.

Vpeljemo še karakteristično napetost U_π, pri kateri je dodatna fazna razlika enaka π in kristal deluje kot ploščica $\lambda/2$

$$U_\pi = \frac{\pi c_0}{\omega n_o^3 r_{63}} = \frac{\lambda}{2 n_o^3 r_{63}}. \tag{9.19}$$

Za kristal KDP je π-vrednost napetosti pri valovni dolžini 633 nm okoli 9000 V, kar je precej velika napetost. Velike delovne napetosti so značilne za kristalne elektro-optične modulatorje in so njihova glavna pomanjkljivost.

9.3 Transverzalna modulacija

Iz praktičnih razlogov je navadno preprosteje priključiti električno polje v smeri, ki je pravokotna na smer širjenja svetlobe. Taki postavitvi pravimo transverzalna in pojavu transverzalna modulacija.

Tudi to postavitev obravnavajmo na primeru. Za zgled vzemimo kristal $LiNbO_3$, ki ima trigonalno simetrijo (3m) in po tabeli (9.1) štiri neodvisne komponente: $r_{51} = r_{42}, r_{13} = r_{23}, r_{33}$ in $r_{22} = -r_{12} = -r_{61}$.

Slika 9.4: Shema transverzalne modulacije signala

Naj se svetloba širi vzdolž osi z, ki je hkrati tudi optična os, električno polje pa priključimo v smeri y (slika 9.4). Krajši račun pokaže, da je inverzni dielektrični tenzor v polju enak

$$\underline{b} = \begin{bmatrix} 1/n_o^2 - r_{22}E_y & 0 & 0 \\ 0 & 1/n_o^2 + r_{22}E_y & r_{51}E_y \\ 0 & r_{51}E_y & 1/n_e^2 \end{bmatrix}. \tag{9.20}$$

Tudi v tem primeru tenzor diagonaliziramo in poiščemo nove lastne vrednosti. Če privzamemo, da je sprememba zaradi električnega polja majhna ($rE \ll 1$), zanemarimo člene, v katerih rE nastopa v kvadratni obliki, in dobimo nove lastne vrednosti

$$\lambda_1 \approx \frac{1}{n_o^2} - r_{22}E_y \tag{9.21}$$

$$\lambda_2 \approx \frac{1}{n_o^2} + r_{22}E_y \tag{9.22}$$

$$\lambda_3 \approx \frac{1}{n_e^2}, \tag{9.23}$$

kar ustreza lomnim količnikom

$$n_{x'} \approx n_o + \frac{1}{2}n_o^3 r_{22}E_y \tag{9.24}$$

$$n_{y'} \approx n_o - \frac{1}{2}n_o^3 r_{22}E_y \tag{9.25}$$

$$n_z' \approx n_e. \tag{9.26}$$

Kako pa je z novimi lastnimi osmi? Hitro ugotovimo, da se tudi pri priključenem polju os x ohranja. Pojavi se torej zasuk okoli osi x, ki ga označimo s kotom ϑ. Račun pokaže, da je za smiselne vrednosti električnega polja ta kot zelo majhen ($\vartheta \approx r_{51}E_y/(1/n_o^2 - 1/n_e^2) \sim 1$ mrad), tako da lahko v približku rečemo, da se lastne osi ohranjajo.

Če potuje svetloba vzdolž osi z, sta torej lomna količnika za polarizaciji v smeri x in y približno enaka $n_{x'}$ in $n_{y'}$, fazna razlika med polarizacijama po preletu kristala z dolžino L pa je

$$\Delta\phi = k_0 n_{y'} L - k_0 n_{x'} L = \frac{\omega}{c_0} L n_o^3 r_{22} E_y. \tag{9.27}$$

Karakteristična π-napetost je tako

$$\boxed{U_\pi = \frac{\lambda d}{2 L n_o^3 r_{22}},} \tag{9.28}$$

pri čemer moramo ločiti med L, ki je dolžina kristala v smeri z, in d, ki je širina kristala v smeri, v kateri priključimo napetost. Za izbran kristal ($d = 5$ mm, $L = 1$ cm) je π-vrednost napetosti pri valovni dolžini 633 nm okoli 2000 V.

★ Transverzalno modulacijo lahko dosežemo tudi tako, da se žarek širi vzdolž osi y, električno polje pa priključimo vzdolž optične osi z. V tem primeru se lastne osi ohranijo in kristal ostane optično enoosen. Vendar pa ima tudi ta rešitev določene slabosti. Ker je kristal že sam po sebi dvolomen, povzroči zunanje polje le majhno dodatno fazno razliko, zato je najbolje, če je dolžina kristala taka, da velja $k_0 L(n_o - n_e) = 2N\pi$. Pri tem pa nastopi težava. Pogoj je lahko zaradi temperaturnega raztezanja in odvisnosti lomnih količnikov od temperature izpolnjen le pri eni temperaturi, poleg

tega se mora svetloba širiti natančno v smeri y. Zato dvolomnost nemotenega kristala navadno kompenziramo, tako da postavimo dva enako dolga kristala zapored, pri čemer sta optični osi med seboj pravokotni, modulacijska napetost na drugem kristalu pa ima nasproten predznak. Tedaj se fazna razlika med obema polarizacijama zaradi naravne dvolomnosti odšteje, zaradi modulacijske napetosti pa sešteje.

9.4 Amplitudna modulacija

Poglejmo, kako lahko elektro-optični pojav izkoristimo za modulacijo amplitude svetlobnega snopa. Pod vplivom polja pride v kristalu do faznega zamika med polarizacijama, ki je sorazmeren napetosti (enačbi 9.18 in 9.27). Če za tak kristal postavimo analizator, lahko z napetostjo spreminjamo prepuščeno moč svetlobe – amplitudno moduliramo signal.

Vrnimo se k longitudinalni modulaciji (slika 9.2). Naj bo vpadna električna poljska jakost E_0 polarizirana v smeri y. Ko priključimo napetost, sta novi lastni osi zasukani za kot 45 ° glede na prvotni lastni osi (slika 9.3). Vpadno valovanje razstavimo na komponenti x' in y'

$$\mathbf{E}_0 = E_0\,\mathbf{e}_y = \frac{E_0}{\sqrt{2}}\left(\mathbf{e}_{x'} + \mathbf{e}_{y'}\right). \tag{9.29}$$

Po prehodu skozi kristal pride med njima do fazne razlike $\Delta\phi$ (enačba 9.18), zato je polje $\mathbf{E}_1$ ob izstopu iz kristala

$$\mathbf{E}_1 = \frac{E_0}{\sqrt{2}}\left(e^{ik_0 n_{x'} L}\mathbf{e}_{x'} + e^{ik_0 n_{y'} L}\mathbf{e}_{y'}\right) = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{ik_0 n_{x'} L}\left(\mathbf{e}_{x'} + e^{i\Delta\phi}\mathbf{e}_{y'}\right). \tag{9.30}$$

Analizator na izhodni strani je obrnjen v smeri x, to je pravokotno na smer vpadne polarizacije, in prepusti le projekcijo obeh lastnih polarizacij na os x

$$\mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{e}_x = \frac{E_0}{\sqrt{2}} e^{ik_0 n_{x'} L}\left(\frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{1}{\sqrt{2}} e^{i\Delta\phi}\right)\mathbf{e}_x. \tag{9.31}$$

Gostota prepuščenega svetlobnega toka ob vpadnem toku j_0 je tako

$$j = \frac{1}{4} j_0 \left|1 - e^{i\Delta\phi}\right|^2 = \frac{1}{2} j_0 (1 - \cos\Delta\phi). \tag{9.32}$$

Preoblikujemo izraz in zapišemo prepustnost takega modulatorja ob upoštevanju enačbe (9.18)

$$T = \frac{j}{j_0} = \sin\left(\frac{\Delta\phi}{2}\right)^2 = \sin\left(\frac{\pi n_o^3 r_{63} U}{\lambda}\right)^2. \tag{9.33}$$

Ko je napetost na kristalu enaka nič, je $\Delta\phi = 0$ in tudi intenziteta prepuščene svetlobe $j = 0$. To je pričakovano, saj sta analizator in polarizator prekrižana, vpadni žarek pa se širi vzdolž lastne osi kristala. Prepustnost doseže največjo vrednost, ko je $\Delta\phi = \pi$, kar je ravno pri π-napetosti. Ko torej napetost povečamo z 0 na U_π, se prepustnost modulatorja spremeni z 0 na 1 (slika 9.5).

Pogosto želimo, da je zveza med modulacijsko napetostjo in izhodno gostoto toka linearna. To lahko dosežemo, če modulator deluje v okolici $\Delta\phi = \pi/2$ (slika 9.5). Ena rešitev bi bila dodati stalno visoko napetost, signal pa modulirati okoli te vrednosti. Precej bolj praktična rešitev je, da med polarizator in kristal dodamo ploščico $\lambda/4$, ki da zahtevan stalni fazni premik med rednim in izrednim valom. Potem lahko z razmeroma majhno napetostjo linearno amplitudno moduliramo svetlobo.

Slika 9.5: Prepustnost amplitudnega modulatorja v odvisnosti od faznega zamika $\Delta\phi$, sorazmernega priključeni napetosti U (rdeča črta). Če pred vzorec dodamo ploščico $\lambda/4$, pride do faznega zamika $\pi/2$ in odvisnost prepustnosti od priključene napetosti je približno linearna (modra črta).

9.5 Fazna in frekvenčna modulacija

Svetlobo smo amplitudno modulirali, tako da smo z zunanjim poljem spremenili fazi lastnih valov, zaradi česar je postalo linearno polarizirano vpadno valovanje po prehodu kristala eliptično polarizirano. Spremembo polarizacije smo z analizatorjem prevedli v spremembo amplitude.

Včasih pa želimo modulirati fazo vpadne svetlobe. Tudi to si oglejmo na primeru longitudinalne modulacije. Fazno oziroma frekvenčno modulacijo dosežemo tako, da vhodno polarizacijo izberemo vzporedno eni od novih lastnih osi kristala, na primeri osi x', izhodni polarizator pa odstranimo (slika 9.6).

Slika 9.6: Shema fazne modulacije signala. Vpadna polarizacija je vzporedna eni od novih lastnih osi kristala, ki se pojavijo pod vplivom zunanjega polja.

Celoten fazni zamik po preletu skozi kristal zapišemo kot

$$\phi = k_0 n_{x'} L - \omega_0 t = \frac{\omega_0}{c_0} L \left(n_o - \frac{1}{2} n_o^3 r_{63} \frac{U}{L} \right) - \omega_0 t, \tag{9.34}$$

pri čemer smo lomni količnik zapisali skladno z enačbo (9.16). Opazimo, da je fazni zamik odvisen od priključene zunanje napetosti.

Obravnavajmo dva primera spreminjajoče se napetosti. V prvem primeru naj bo napetost linearna funkcija časa

$$U = U_0 + \frac{\Delta U}{\Delta t} t. \tag{9.35}$$

Celotna faza prepuščenega valovanja je potem

$$\phi = \frac{\omega_0}{c_0} L n_o - \frac{\omega_0 n_o^3 r_{63}}{2c_0}\left(U_0 + \frac{\Delta U}{\Delta t} t\right) - \omega_0 t. \tag{9.36}$$

Trenutno frekvenco valovanja izračunamo kot negativni odvod faze po času

$$\omega = -\frac{d\phi}{dt} = \omega_0 + \frac{\omega_0 n_o^3 r_{63}}{2c_0}\frac{\Delta U}{\Delta t} \tag{9.37}$$

oziroma

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega. \tag{9.38}$$

Linearno spreminjajoča se modulacijska napetost da torej konstanten frekvenčni premik, kar v optiki pogosto potrebujemo. Dosegljive spremembe frekvence so seveda dokaj majhne, do nekaj sto MHz, saj so omejene s hitrostjo spreminjanja napetosti. Napetost seveda tudi ne more neomejeno naraščati. Kadar se napetost vrača na nič, pride do frekvenčnega premika v nasprotni smeri, ki pa ga lahko zanemarimo, če je čas vračanja bistveno krajši od časa naraščanja.

Poglejmo še drug primer, pri katerem se priključena napetost periodično spreminja. Zapišemo jo kot

$$U = U_0 \sin(\omega_m t). \tag{9.39}$$

Vstavimo gornji izraz v enačbo (9.34) in zapišemo fazo izhodnega valovanja

$$\phi = \frac{\omega_0}{c_0} L n_o - \frac{\omega_0 n_o^3 r_{63}}{2c_0} U_0 \sin(\omega_m t) - \omega_0 t. \tag{9.40}$$

V primeru linearno spreminjajoče napetosti smo na tem mestu fazo odvajali in dobili hitrost, ki je bila konstantna. V tem primeru pa z odvajanjem dobimo kotno hitrost, ki se spreminja s časom. Zato se računa lotimo drugače. Konstantni člen v gornjem izrazu lahko izpustimo in zapišemo električno poljsko jakost prepuščenega valovanja

$$E = E_0 \cos\left(\omega_0 t + \frac{\omega_0 n_o^3 r_{63}}{2c_0} U_0 \sin(\omega_m t)\right) = E_0 \cos\left(\omega_0 t + \delta \sin(\omega_m t)\right), \tag{9.41}$$

pri čemer je

$$\delta = \frac{\omega_0 n_o^3 r_{63}}{2c_0} U_0. \tag{9.42}$$

Z uporabo Jacobi-Angerjevih[3] identitet

$$\begin{aligned} \cos(\delta \sin x) &= J_0(\delta) + 2J_2(\delta)\cos 2x + 2J_4(\delta)\cos 4x + \dots \quad \text{in} \\ \sin(\delta \sin x) &= 2J_1(\delta)\sin x + 2J_3 \sin 3x + 2J_5 \sin 5x + \dots \end{aligned} \tag{9.43}$$

je izhodno polje mogoče zapisati v obliki

$$\begin{aligned} \frac{E}{E_0} &= J_0(\delta)\cos(\omega_0 t) + \\ &+ J_1(\delta)\cos(\omega_0 + \omega_m)t - J_1(\delta)\cos(\omega_0 - \omega_m)t + \\ &+ J_2(\delta)\cos(\omega_0 + 2\omega_m)t + J_2(\delta)\cos(\omega_0 - 2\omega_m)t + \\ &+ J_3(\delta)\cos(\omega_0 + 3\omega_m)t - J_3(\delta)\cos(\omega_0 - 3\omega_m)t + \dots \end{aligned} \tag{9.44}$$

[3] Nemška matematika Carl Gustav Jacob Jacobi, 1804–1851, in Carl Theodor Anger, 1803–1858.

Naloga 9.5.1 Ob upoštevanju Jacobi-Angerjevih identitet (enačbi 9.43) pokaži, da električno polje izhodne svetlobe ob priključeni izmenični napetosti s frekvenco ω_m ustreza polju v enačbi (9.44).

Zaradi periodične fazne modulacije se torej v spektru pojavijo stranski pasovi, ki so od osnovne frekvence ω_0 odmaknjeni za večkratnike modulacijske frekvence ω_m. Njihova velikost je podana s kvadratom Besselovih funkcij parametra δ. Ker je ta navadno majhen, se pogosto zadovoljimo le s prvim členom.

Elektro-optični pojav izkoriščamo tudi za uklanjanje žarkov. Najpreprostejši primer deflektorja je trikotna prizma z elektrodama na osnovnih ploskvah. Svetloba se ob prehodu skozi prizmo lomi v odvisnosti od njenega lomnega količnika, tega pa lahko spreminjamo z napetostjo na elektrodah. Praktično je bolj uporabna dvojna prizma. Sestavljena je iz dveh enakih prizem, ki skupaj tvorita kvader, pri tem pa optični osi zgornje in spodnje prizme kažeta v nasprotni smeri. S spreminjanjem napetosti, ki jo priključimo prečno na smer razširjanja svetlobe, lahko zelo hitro in zelo natančno spreminjamo smer izhodnega žarka. Vendar ta pristop ni splošno uveljavljen, predvsem zaradi velike napetosti, ki je potrebna za znatno uklanjanje. Veliko bolj razširjen je akusto-optični pojav, ki ga bomo spoznali v naslednjem razdelku.

Slika 9.7: Shema elektro-optičnega deflektorja

9.6 Elasto-optični in akusto-optični pojav

Pri elasto-optičnem pojavu dielektrične lastnosti snovi in njen lomni količnik spreminjamo z mehansko deformacijo. Podobno kot pri elektro-optičnem pojavu opišemo pojav s spremembo inverznega dielektričnega tenzorja

$$\underline{b} = \tilde{\underline{b}} + \delta\underline{b}, \tag{9.45}$$

pri čemer je $\tilde{\underline{b}}$ tenzor v odsotnosti mehanske deformacije, $\delta\underline{b}$ pa sprememba tenzorja zaradi deformacije snovi. V prvem približku jo zapišemo kot

$$\delta b_{ij} = p_{ijkl} S_{kl}. \tag{9.46}$$

Sorazmerna je s tenzorjem deformacije snovi oziroma Greenovim tenzorjem[4] v linearnem približku

$$S_{kl} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_k}{\partial x_l} + \frac{\partial u_l}{\partial x_k}\right), \tag{9.47}$$

pri čemer je $\mathbf{u}$ vektor deformacije.

[4] Angleški matematični fizik George Green, 1793–1841.

Vpeljali smo še sorazmernostni faktor p_{ijkl}, ki ga imenujemo elasto-optični tenzor. Tenzor p je različen od nič v vsaki snovi, saj povezuje dva simetrična tenzorja drugega ranga. Posledično je simetričen v prvem in drugem paru indeksov

$$p_{ijkl} = p_{jikl} = p_{ijlk} = p_{jilk}. \tag{9.48}$$

V najbolj splošnem primeru triklinske kristalne simetrije ima tako 36 neodvisnih komponent, v bolj simetričnih snoveh pa se število neodvisnih komponent še zmanjša. Če vpeljemo skrajšan zapis indeksov ($xx = 1, yy = 2, zz = 3, yz = 4, zx = 5, xy = 6$), zapišemo tenzor za primer izotropne snovi kot

$$\underline{p}_{\text{izo}} = \begin{bmatrix} p_{11} & p_{12} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{11} & p_{12} & 0 & 0 & 0 \\ p_{12} & p_{12} & p_{11} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & p_{44} \end{bmatrix}, \tag{9.49}$$

pri čemer je $p_{44} = \frac{1}{2}(p_{11} - p_{12})$. Koeficienti tenzorja so brezdimenzijski, njihova tipična vrednost pa je $p \sim 0,1$. Za vodo, na primer, velja $p_{11} \simeq p_{12} = 0,31$, za $LiNbO_3$ pa $p_{11} = -0,02, p_{12} = 0,08, p_{13} = 0,13, p_{14} = -0,08, p_{31} = 0,17, p_{33} = 0,07, p_{41} = -0,15, p_{44} = 0,12$.

Podobno kot pri elektro-optičnem pojavu lahko iz enačbe (9.46) izrazimo spremembo dielektričnega tenzorja

$$\delta\varepsilon_{ij} = -\tilde{\varepsilon}_{ii}\tilde{\varepsilon}_{jj}p_{ijkl}S_{kl}, \tag{9.50}$$

kjer smo privzeli, da je nemoteni $\tilde{\varepsilon}$ diagonalen.

Dvojni lom, ki se pojavi v deformirani snovi, izkoriščamo za študij mehanskih napetosti v modelih, ki so izdelani iz prozorne plastične snovi. Nas bo v nadaljevanju zanimal uklon svetlobe na periodični modulaciji lomnega količnika, ki nastane zaradi zvočnega valovanja v snovi. Takemu pojavu pravimo tudi akusto-optični pojav.

Naloga 9.6.1 Po izotropni snovi se širi longitudinalno valovanje vzdolž smeri z, tako da deformacijo v snovi zapišemo kot

$$\mathbf{u} = A\cos(qz - \Omega t)\mathbf{e}_z. \tag{9.51}$$

Pokaži, da je taka snov dvolomna z optično osjo vzdolž osi z, lastni lomni količniki pa so

$$n_{x'} \approx n(1 + \frac{1}{2}n^2 p_{12} qA\sin(qz - \Omega t)) \tag{9.52}$$

$$n_{y'} \approx n(1 + \frac{1}{2}n^2 p_{12} qA\sin(qz - \Omega t)) \tag{9.53}$$

$$n'_z \approx n(1 + \frac{1}{2}n^2 p_{11} qA\sin(qz - \Omega t)), \tag{9.54}$$

kjer je n lomni količnik v odsotnosti motnje.

9.7 Uklon svetlobe na zvočnem valovanju

Vzbudimo v plasti prozorne izotropne snovi zvočno valovanje z valovno dolžino Λ, ki potuje v smeri x. To naredimo tako, da na eno stran snovi priključimo piezoelektrik, ki se pod izmenično napetostjo periodično krči in razteza s krožno frekvenco Ω. Na drugo stran kristala damo akustični absorber ali pa reflektor, tako da lahko v snovi vzbudimo tudi stoječe valovanje. Zaradi zvočnega valovanja se v snovi periodično spreminja gostota in z njo lomni količnik

$$n = \tilde{n} + \delta n \sin\left(\frac{2\pi}{\Lambda}x - \Omega t\right). \tag{9.55}$$

V zgoščini je lomni količnik nekoliko večji kot v razredčini, zato je optična pot na takem mestu skozi plast daljša. Ravno svetlobno valovanje, ki vpada na plast pravokotno glede na smer širjenja zvoka, po izstopu zato nima povsod enake faze, valovno čelo pa je periodično modulirano s periodo valovne dolžine zvočnega valovanja. Zvočno valovanje v snovi torej deluje kot optična fazna mrežica. Tipična frekvenca, s katero vzbujamo elastično deformacijo, je okoli $\Omega = 50$ MHz, ustrezna valovna dolžina pa okoli $\Lambda = 100$ µm. Frekvence, ki so v uporabi, navadno sežejo od nekaj MHz prek 10 GHz. Vsa ta valovanja imenujemo ultrazvočno valovanje.

Slika 9.8: Vpadna svetloba se na stoječem zvočnem valovanju v snovi uklanja.

Oglejmo si dva limitna primera. V prvem primeru je debelina plasti d, v kateri vzbujamo zvočno valovanje, zelo majhna (slika 9.9 a). Takrat modulator deluje kot tanka uklonska mrežica in pojavi se veliko uklonskih vrhov, intenziteta posameznega žarka pa je razmeroma majhna. Kote, pod katerimi se pojavijo ojačitve, izračunamo po preprosti enačbi

$$\Lambda(\sin\vartheta - \sin\beta) = \pm N\lambda, \tag{9.56}$$

pri čemer je λ valovna dolžina svetlobe v snovi, N pa celo število. Takemu pojavu pravimo Raman-Nathov uklon[5]. Opazimo ga pri razmeroma nizkih zvočnih frekvencah (pod ~ 10 MHz) in majhnih debelinah (pod ~ 1 cm) pri poljubnem vpadnem kotu ϑ.

V nasprotnem limitnem primeru se svetloba uklanja na ravnih zvočnih valovih in modulator deluje kot debela uklonska mrežica (slika 9.9 b). V splošnem je delež uklonjene svetlobe na taki mrežici neuporabno majhen. Znaten postane le tedaj, kadar je izpolnjen Braggov pogoj[6]

$$2\Lambda\sin\vartheta = \pm N\lambda. \tag{9.57}$$

[5] Indijski fizik in nobelovec Sir Chandrasekhara Venkata Raman, 1888–1970, in indijski fizik N. S. Nagendra Nath.

[6] Angleška znanstvenika in nobelovca Sir William Henry Bragg, 1862–1942, in Sir William Lawrence Bragg, 1890–1971.

Slika 9.9: Ob vpadu svetlobe na tanko plast zvočnega valovanja (a) se pojavi veliko uklonskih vrhov, na debeli plasti zvočnega valovanja (b) pa je opazen zgolj en uklonjen vrh, pa še ta le ob izpolnjenem Braggovem pogoju (enačba 9.57).

Poglejmo natančneje, kako pridemo do gornjega pogoja. Zapišimo pogoj za ohranitev gibalne količine fotona pri sipanju na zvočnem valu

$$\mathbf{k}_0 \pm \mathbf{q} = \mathbf{k}_1, \tag{9.58}$$

kjer je $\mathbf{k}_0$ valovni vektor vpadne svetlobe, $\mathbf{k}_1$ valovni vektor uklonjenega svetlobnega snopa, $\mathbf{q}$ pa valovni vektor zvočnega vala. Znak plus velja, kadar potuje zvok proti projekciji $\mathbf{k}_0$ na $\mathbf{q}$, negativen predznak pa ob potovanju zvoka v nasprotno smer. Ker je frekvenca zvočnega vala dosti nižja od frekvence svetlobe, se frekvenca svetlobe pri sipanju le malo spremeni in $\mathbf{k}_0$ in $\mathbf{k}_1$ sta po velikosti skoraj enaka. Tedaj je $q = 2k_0 \sin\vartheta$ (glej sliko 9.10), od koder sledi Braggov pogoj (enačba 9.57). Obenem je vpadni kot na zvočni val enak izhodnemu, kar pomeni, da se na zvočnem valu Braggovo sipana svetloba zrcalno odbije. Razmere so torej povsem analogne Braggovemu sipanju rentgenske svetlobe na kristalnih ravninah. Kot bomo pokazali v nadaljevanju, je ob izpolnjenem Braggovem pogoju mogoče doseči, da se vsa vpadna svetloba uklanja.

Slika 9.10: K izpeljavi Braggovega pogoja

★ Poskusimo še malo bolj natančno oceniti, kdaj je v veljavi Raman-Nathov in kdaj Braggov režim. Izhajajmo iz pogoja, da je razširitev žarka na debelini plasti zvočnega valovanja dovolj majhna, da se snop ne širi iz območja zgoščine v območje razredčine, da se torej ne razširi za več kot za $\Lambda/2$. Tako zapišemo divergenco kot (enačba 3.22) $\theta \sim \lambda/w_0 \sim 2\lambda/\Lambda$. Po drugi strani pa zaradi modulacije divergenca valovanja ne sme presegati razširitve $\theta \sim \Lambda/2d$. Sledi kriterij za debelino d, pri kateri preidemo iz enega v drug režim

$$d \sim \frac{\Lambda^2}{4\lambda}. \tag{9.59}$$

Če svetloba z $\lambda = 1$ µm vpade na kristal, v katerem je vzbujeno zvočno valovanje z valovno dolžino $\Lambda = 0,2$ mm in frekvenco $\Omega = 150$ MHz, je mejna debelina $d \sim 1$ cm.

Če je zvočno valovanje potujoče, kar smo v gornjem razmišljanju že privzeli s tem, ko smo mu pripisali natanko določen valovni vektor $\mathbf{q}$, se spremeni tudi frekvenca sipanega vala zaradi Dopplerjevega premika pri odboju na zvočnem valovanju, ki potuje s hitrostjo v_z. Upoštevati moramo le projekcijo na smer vpadne in odbite svetlobe, zato je

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \pm\frac{2v_z \sin\vartheta}{c} = \pm\frac{2\Omega\Lambda\sin\vartheta}{2\pi c} = \pm\frac{\Omega}{\omega}, \tag{9.60}$$

pri čemer smo uporabili Braggov pogoj (enačba 9.57). Sprememba frekvence sipane svetlobe je torej kar enaka frekvenci zvočnega valovanja. To je seveda v skladu z gornjo zahtevo, da se pri uklonu na zvočnem valovanju ohranja energija vpadnega fotona in kvanta zvočnega valovanja (fonona), ki se pri sipanju absorbira ali pri njem nastane.

Malenkost drugačno je obnašanje, ko v snovi vzbudimo stoječe zvočno valovanje. Takrat lahko sipanje obravnavamo kot vsoto sipanja na dveh valovanjih z valovnima vektorjema $\mathbf{q}$ in $-\mathbf{q}$. Smer Braggovo sipanega vala je obakrat enaka, frekvenca pa se enkrat poveča, drugič zmanjša za Ω. Zato se pojavi utripanje sipanega vala s frekvenco 2Ω.

Uporaba akusto-optičnih modulatorjev

Spoznali smo, da lahko z zvočnim valovanjem spreminjamo smer vpadne svetlobe. Bistvena razlika od navadnih uklonskih mrežic je dinamičnost akusto-optičnih modulatorjev, saj lahko uklonski kot svetlobe hitro spreminjamo, pri čemer pa smo omejeni s tem, da mora biti vsaj približno izpolnjen Braggov pogoj. S kombinacijo dveh med seboj pravokotnih akusto-optičnih modulatorjev lahko žarek premikamo po ravnini, kar s pridom uporabljamo v različnih optičnih napravah, na primer v optičnih pincetah, optičnih čitalcih ali optičnih litografskih zapisovalnikih.

Z vklapljanjem in izklapljanjem zvočnega valovanja, ki ga vzbujamo s piezoelektričnim elementom, na katerega pritisnemo izmenično napetost, lahko moduliramo intenziteto direktnega svetlobnega snopa. To potrebujemo na primer pri preklapljanju dobrote laserskega resonatorja.

Tretji primer uporabe je spreminjanje frekvence svetlobe. Možne so spremembe do nekaj 100 MHz, kar je ravno primerno za uporabo v laserskih merilnikih hitrosti, kjer merimo frekvenco utripanja med referenčno svetlobo in svetlobo, odbito od merjenega predmeta. Če ima referenčna svetloba isto frekvenco kot merilni snop, ni mogoče določiti predznaka hitrosti predmeta, če pa referenčni svetlobi nekoliko spremenimo frekvenco, se pojavi utripanje tudi tedaj, ko predmet miruje. Frekvenca utripanja se poveča ali zmanjša glede na predznak hitrosti predmeta.

Naslednja pomembna uporaba je za uklepanje faz v laserskem resonatorju. Če je v Braggovem elementu prisotno stoječe zvočno valovanje, je amplituda direktnega snopa modulirana s frekvenco zvoka. Kadar je frekvenca zvoka ravno enaka razmiku frekvenc laserskih nihanj, lahko nastanejo uklenjene faze vzbujenih nihanj in s tem kratki, periodični sunki svetlobe.

Zanimiva je tudi uporaba Braggovega elementa za izdelavo hitrega frekvenčnega analizatorja električnih signalov. Piezoelektrični element vzbujamo z električnim signalom, ki ima neznan spekter. Enak spekter imajo tudi vzbujeni zvočni valovi, pri čemer vsakemu valu določene frekvence ustreza določen kot odklona svetlobnega snopa. Za Braggovim elementom postavimo lečo. Vsak delni uklonjeni snop da v goriščni ravnini svetlo točko, katere položaj je odvisen od kota odklona in torej od frekvence zvočnega vala. Spekter zaznamo z vrstičnim detektorjem. Akusto-optični element oziroma Braggova celica torej frekvenčni spekter zvočnih valov prevede v prostorski spekter prepuščene svetlobe. Prostorski spekter svetlobe pa lahko analiziramo z lečo, ki nam v goriščni ravnini da prostorsko Fourierevo transformacijo svetlobnega snopa pred lečo.

9.8 *Račun akusto-optičnega pojava

Izračunajmo intenziteto svetlobe, ki se uklanja na zvočnem valovanju. Izhajamo iz valovne enačbe v nehomogenem sredstvu, kar je dokaj težaven problem in se moramo zateči k približkom. Uporabili bomo metodo sklopljenih valov.

Naj vzporeden snop zvočnega valovanja s širino d in valovnim vektorjem $\mathbf{q}$ potuje v smeri x. Nanj pod kotom ϑ glede na os z (normalo na kristal) vpada ravno svetlobno valovanje z valovnim vektorjem $\mathbf{k} = (k_x, 0, k_z) = k(\sin\vartheta, 0, \cos\vartheta)$. Vse valovanje, vpadno na levi od zvočnega snopa in izhodno na njegovi desni, obravnavajmo znotraj snovi, da nam ni treba upoštevati še loma, ki le zaplete izraze.

Privzemimo, da se v snovi zaradi zvočnih valov spremeni le velikost dielektrične konstante. Ob upoštevanju zveze med spremembo dielektričnosti in deformacijo v zvočnem valu (enačba 9.50) lahko spremembo dielektričnosti zapišemo kot

$$\varepsilon = \tilde{\varepsilon} + \delta\varepsilon = \tilde{\varepsilon} - \tilde{\varepsilon}^2 p S_0 \sin(qx - \Omega t). \tag{9.61}$$

Zaradi spremembe dielektričnosti pride do pojava dodatne električne polarizacije δP

$$\delta P = \varepsilon_0 \delta\varepsilon E = -\varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}^2 p S_0 \sin(qx - \Omega t) E. \tag{9.62}$$

Dodatna polarizacija v valovno enačbo doprinese nehomogen člen, podobno kot pri nelinearni optiki (enačba 8.11). Zapišemo

$$\nabla^2 E - \frac{\tilde{\varepsilon}}{c^2}\frac{\partial E^2}{\partial t^2} = \mu_0 \frac{\partial^2 \delta P}{\partial t^2}, \tag{9.63}$$

pri čemer smo privzeli, da je $\nabla \cdot \mathbf{E} \approx 0$, čeprav je ε funkcija kraja.

Enačbo (9.63) brez dodane polarizacije δP rešijo ravni valovi z valovnim vektorjem $\mathbf{k}$ in frekvenco ω. Tej rešitvi se primešajo valovi z valovnim vektorjem $\mathbf{k} \pm n\mathbf{q}$ in frekvenco $\omega \pm n\Omega$. Zato iščemo rešitve v obliki vsote ravnih valov, torej Fouriereve vrste

$$E = \sum_n A_n(z) e^{in(qx-\Omega t)} e^{i(k_x x + k_z z - \omega t)}. \tag{9.64}$$

Zaradi sklopitve preko δP smo dopustili, da so amplitude A_n funkcije z. Če je $\delta\varepsilon$ dovolj majhen, se $A_n(z)$ le počasi spreminjajo.

Izračunajmo

$$\nabla^2 E = \sum_n \left(-[k_z^2 + (k_x + nq)^2] A_n(z) + 2ik_z A_n'(z)\right) e^{i[(k_x+nq)x + k_z z - (\omega + n\Omega)t]}. \tag{9.65}$$

Člene z A_n'' lahko izpustimo, če je le $k_z A_n' \gg A_n''$ oziroma kadar se A_n spreminjajo počasi v primerjavi z $exp(ik_z z)$. Drugi odvod polarizacije po času da

$$\begin{aligned}\frac{\partial^2 \delta P}{\partial t^2} = &-\frac{\varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}^2 p S_0}{2i} \sum_n A_n(z) \exp\left(i[(k_x + nq)x + k_z z - (\omega + n\Omega)t]\right) \cdot \\ &\left(-[n\Omega + \omega + \Omega]^2 e^{i(qx - \Omega t)} + [n\Omega + \omega - \Omega]^2 e^{i(-qx + \Omega t)}\right),\end{aligned} \tag{9.66}$$

drugi odvod polja po času pa

$$\frac{\partial E^2}{\partial t^2} = -\sum_n (n\Omega + \omega)^2 A_n(z) e^{in(qx-\Omega t)} e^{i(k_x x + k_z z - \omega t)}. \tag{9.67}$$

Vstavimo izraze (9.65), (9.66) in (9.67) v valovno enačbo (9.63) in izenačimo člene z isto časovno in prostorsko frekvenco, na primer s $k_z z + (k_x + mq)x - (\omega + m\Omega)t$. Tako dobimo

$$-[k_z^2 + (k_x + mq)^2]A_m + 2ik_z A_m' + \frac{\tilde{\varepsilon}}{c^2}(m\Omega + \omega)^2 A_m = \tag{9.68}$$

$$= \frac{\mu_0 \varepsilon_0 \tilde{\varepsilon}^2 p S_0}{2i}(\omega + m\Omega)^2 (A_{m-1} - A_{m+1}). \tag{9.69}$$

Upoštevamo, da je

$$k_x^2 + k_z^2 = k^2 = \frac{\tilde{\varepsilon}\omega^2}{c^2} \tag{9.70}$$

in naredimo približek $(\omega + m\Omega)^2 \approx \omega^2$. Sledi

$$A_m' + i\beta_m A_m + \xi(A_{m+1} - A_{m-1}) = 0, \tag{9.71}$$

kjer sta

$$\beta_m = \frac{mq}{k_z}(k_x + \frac{1}{2}mq) \quad \text{in} \quad \xi = -\frac{\tilde{\varepsilon} p S_0 k^2}{4k_z}. \tag{9.72}$$

Reševanje sistema enačb (9.71) je težavno, zato poiščimo rešitve le v treh pomembnih limitnih primerih. Amplituda vala, ki vpada z leve, naj bo $A_0(0) = A_0$, za ostale pa naj velja $A_n(0) = 0$.

Braggov uklon ob šibki pretvorbi

Najprej privzemimo, da je $\xi d \ll 1$, da je torej velikost $\delta\varepsilon$ majhna in debelina zvočnega snopa ne prevelika. Tedaj pri vseh z in za pozitivne m velja $A_{m+1} \ll A_m$ in lahko člen A_{m+1} v enačbi (9.71) izpustimo. S tem zapišemo preprost sistem enačb

$$A_m' + i\beta_m A_m = \xi A_{m-1}, \tag{9.73}$$

ki jih lahko zapored integriramo:

$$A_m(z) = \xi e^{-i\beta_m z} \int_0^z A_{m-1}(z') e^{i\beta_m z'} dz'. \tag{9.74}$$

Podobne izraze izpeljemo za negativne m.

Poglejmo posebej prvi uklonjeni val z amplitudo A_1. Po predpostavki, da je $A_{\pm 1} \ll A_0$, se le malo energije uklanja iz osnovnega vala in lahko privzamemo, da je $A_0(z)$ skoraj konstanta. Potem lahko integral v enačbi (9.74) izračunamo

$$A_1(d) = A_0 \xi d \frac{\sin \beta_1 d/2}{\beta_1 d/2} e^{-i\beta_1 d/2}, \tag{9.75}$$

pri čemer je d debelina plasti zvočnega valovanja. Funkcija $A_1(d)$ ima vrh pri $\beta_1 = 0$, to je po enačbi (9.72) pri

$$k_x + \frac{q}{2} = k \sin\vartheta + \frac{q}{2} = 0 \qquad \text{ali} \qquad 2\Lambda \sin\vartheta = -\lambda. \tag{9.76}$$

Vidimo, da predstavlja $\beta_1 = 0$ ravno pogoj za Braggovo sipanje vpadnega vala.

Delež moči uklonjenega vala je potem

$$\boxed{\frac{I_1}{I_0} = \left|\frac{A_1}{A_0}\right|^2 = (\xi d)^2 \left(\frac{\sin \beta_1 d/2}{\beta_1 d/2}\right)^2.} \tag{9.77}$$

Če je Braggov pogoj izpolnjen, je $I_1/I_0 = (\xi d)^2$ in naraščanje parabolično. To seveda lahko velja le, dokler je $\xi d \ll 1$. Kadar intenziteta uklonjenega žarka tako naraste, da ta pogoj ni več izpolnjen, je treba v računu upoštevati tudi zmanjšanje moči vpadnega snopa.

Braggov uklon ob znatni pretvorbi

Drug primer naj bo približek, da sta le A_0 in A_1 različna od nič, opustimo pa omejitev $\xi d \ll 1$. Ta približek je smiseln, saj je Braggov pogoj hkrati lahko izpolnjen le za en uklonjen val, na primer $m = 1$. Tedaj so vse ostale amplitude $A_{m,m\neq 0,1}$ majhne in ne vplivajo na A_1. Zaradi velike pretvorbe $A_0(z)$ ne smemo več obravnavati kot konstante. Upoštevamo izpolnjen Braggov pogoj (enačba 9.76) in iz sistema enačb (9.71) dobimo

$$\begin{aligned} A_0' + \xi A_1 &= 0 \\ A_1' - \xi A_0 &= 0. \end{aligned} \tag{9.78}$$

Ob začetnih pogojih $A_0(0) = A_0$ in $A_1(0) = 0$ sta rešitvi gornjih enačb

$$A_0(d) = A_0 \cos(\xi d) \tag{9.79}$$

in

$$A_1(d) = A_0 \sin(\xi d). \tag{9.80}$$

Če je izpolnjen Braggov pogoj, se moč vpadnega vala na razdalji $\pi/(2\xi)$ skoraj vsa pretoči v uklonjeni snop, nato pa zopet nazaj (slika 9.11). Za čim bolj učinkovito delovanje akusto-optičnega modulatorja seveda želimo doseči ravno take pogoje.

Slika 9.11: Intenziteta prepuščenega (črna) in uklonjenega (rdeča) valovanja na zvočnem valovanju v odvisnosti od debeline plasti zvočnega valovanja

V gornja izraza vstavimo še parameter ξ, ki je podan z enačbo (9.72). Razmerje med močjo uklonjenega in vpadnega snopa je tako

$$\boxed{\frac{I_1}{I_0} = \sin^2\left(\frac{\pi n_0^3 p S_0 d}{2\lambda \cos\vartheta}\right).} \tag{9.81}$$

Poiščimo še amplitudo deformacije S_0. Za longitudinalne (zvočne) valove v snovi oblike $u = u_0 \cos(qz - \Omega t)$ je deformacija

$$S_{zz} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial u}{\partial z}\right) = \frac{\partial u}{\partial z} = -u_0 q \sin(qz - \Omega t). \tag{9.82}$$

Povprečna gostota energijskega toka je

$$j_z = \frac{1}{T}\int_0^T v_z \left(\frac{1}{2}\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t}\right)^2 + \frac{1}{2}\rho v_z^2\left(\frac{\partial u}{\partial z}\right)^2\right) dt = \frac{1}{2}\rho v_z^3 S_0^2, \tag{9.83}$$

kjer je v_z hitrost zvoka v snovi in ρ gostota snovi. Sledi

$$S_0 = \sqrt{\frac{2j_z}{\rho v_z^3}}. \tag{9.84}$$

Praktično je vpeljati merilo uporabnosti neke snovi za akusto-optični modulator. To je koeficient

$$M = \frac{n_0^6 p^2}{\rho v_z^3}. \tag{9.85}$$

Večja kot je njegova vrednost, bolj izrazit je akusto-optični pojav v dani snovi.

Poglejmo primer. V kremenu z gostoto $\rho = 2,2\cdot 10^3$ kg/m^3 je hitrost zvoka $v_z = 6000$ m/s, $\tilde{n} = 1,46$ in $p = 0,2$. To da $M = 8\cdot 10^{-16}$ W/m^2. Pri gostoti zvočnega toka 10 W/cm^2 in valovni dolžini svetlobe 633 nm pride do popolnega prenosa moči v uklonjeni snop pri debelini $d = 3$ cm. Gornja gostota zvočnega toka je kar velika in je ni prav lahko doseči, zato so uklonski izkoristki navadno nekaj manjši od 1.

Izračunajmo še kot odklona uklonjenega vala $\theta = 2\vartheta$

$$\theta \approx \frac{q}{k} = \frac{\lambda}{\tilde{n}\Lambda} = 1,7\cdot 10^{-3}. \tag{9.86}$$

Uklonski kot je torej precej majhen.

★ Opisani račun izkoristka uklona na zvočnih valovih je uporaben tudi pri računu izkoristka holograma. V primeru faznega holograma je račun povsem enak in nam kaže tudi razliko med tankim in debelim hologramom. Kako pa je z izkoristkom amplitudnega holograma, kjer je modulirana absorpcija v snovi, lahko bralec izračuna sam.[7]

Raman-Nathov uklon

Oglejmo si še tretji primer. Izhajamo iz sistema enačb (9.71), ki smo ga zaenkrat rešili za primer Braggovega uklona oziroma v njegovi bližini. Enačbe je preprosto rešiti še v primeru t. i. Raman-Nathovega približka. Vpeljimo novo neodvisno spremenljivko $\zeta = 2\xi z$. Zveza (9.71) preide v

$$2\frac{dA_m(\zeta)}{d\zeta} + A_{m+1}(\zeta) - A_{m-1}(\zeta) = \frac{\beta_m}{i\xi}A_m. \tag{9.87}$$

Člen na desni lahko izpustimo, če je

$$\frac{\beta_m}{\xi} = \left|\frac{4mq}{\tilde{\varepsilon}pS_0k}(\sin\vartheta + \frac{mq}{2k})\right| \ll 1, \tag{9.88}$$

oziroma če je valovna dolžina zvoka dovolj velika v primerjavi z valovno dolžino svetlobe. Potem v enačbi (9.87) prepoznamo rekurzijsko zvezo za Besslove funkcije

$$2J_n' + J_{n+1} - J_{n-1} = 0 \tag{9.89}$$

z rešitvijo $A_m(z) = A_0 J_m(2\xi z)$. Kadar je $2\xi d$ ničla funkcije J_0, prvič je to pri $2\xi d \approx 2,4$, se vsa energija ukloni iz vpadnega snopa, vendar se v tem primeru razporedi v mnogo uklonjenih snopov.

[7] Glej H. Kogelnik, Bell Syst. Tech. J. 48, 2909 (1969).

9.9 Modulacija s tekočimi kristali

Nematični tekoči kristali

Za konec opišimo še modulacijo svetlobe s tekočimi kristali. Tekoči kristali so anizotropne kapljevine. To pomeni, da so tekoči kot kapljevine, imajo pa določene anizotropne lastnosti kot trdni kristali. Tekoče kristale tvorijo podolgovate ali ploščate molekule, ki odražajo različne stopnje urejenosti.

Omejimo se na najosnovnejši primer, to so podolgovate organske molekule v nematični fazi tekočega kristala. Navadno so to molekule z razmeroma togim jedrom iz dveh ali treh benzenovih obročev, ki imajo na koncih krajše ali daljše alifatske verige (slika 9.12). Značilnost nematične faze je, da so v njej težišča molekul neurejena, enako kot v navadni tekočini, osi molekul pa so v povprečju urejene v določeno smer. Pravimo, da imajo molekule v nematiku orientacijsko ureditev dolgega dosega. Če nematik segrejemo, preide v izotropno tekočo fazo, če pa ga ohladimo, neposredno ali prek drugih tekočekristalnih faz preide v trdno kristalno obliko.

Smer povprečne urejenosti podolgovatih molekul opišemo z enotskim vektorjem **n**, ki ga imenujemo direktor. Smeri **n** in $-\mathbf{n}$ sta enakovredni, saj molekule z enako verjetnostjo kažejo v smer $+\mathbf{n}$ kot v $-\mathbf{n}$. Stopnja urejenosti v mikroskopski sliki ni prav velika, povprečen odklon molekul od **n** je nekaj deset stopinj, odvisno seveda od temperature.

Slika 9.12: Molekula enega najbolj razširjenih tekočih kristalov, 4-ciano-4'pentil-bifenila ali 5CB (levo) in shematski prikaz nematične faze z označenim direktorjem (desno)

Molekule so v nematični fazi v povprečju orientacijsko urejene, zato se nematik obnaša kot enoosen dvolomni kristal. Njegova optična os je vzporedna z **n**, lastni vrednosti dielektričnega tenzorja pa sta $\varepsilon_\perp$ in $\varepsilon_\parallel$, ki ustrezata rednemu (n_o) in izrednemu (n_e) lomnemu količniku. Ker je optična polarizabilnost benzenovih obročev vzdolž osi molekul precej večja kot v prečni smeri, je razlika med rednim in izrednim lomnim količnikom v nematiku razmeroma velika, navadno med 0,1 in 0,2, seveda spet odvisno od temperature.

V povprečju so molekule urejene v smeri direktorja. Če se smer direktorja lokalno spremeni, je energija takega deformiranega stanja nekoliko večja od energije homogenega urejenega stanja. Tekoči kristal na drugače orientiran delček snovi zato deluje z navorom v smeri zmanjševanja nehomogenosti **n**. To lastnost, ki je značilna za tekoče kristale, imenujemo orientacijska elastičnost. Vendar so v makroskopskem vzorcu nematičnega tekočega kristala elastični navori prešibki, da bi uredili celoten vzorec, zato se v splošnem smer direktorja **n** po vzorcu neurejeno spreminja. V optičnih napravah pa potrebujemo urejene vzorce, zato moramo ureditev vzorca vsiliti. To naredimo z zunanjim električnim ali magnetnim poljem, ali pa vzorce pripravimo dovolj tanke, da ureditev vsilijo mejne površine.

Poglejmo, kako nastane urejen vzorec v tankih plasteh. Če površino, ki je v stiku s tekočim kristalom, ustrezno pripravimo (prevlečemo s posebnimi plastmi ali mehansko obdelamo), se molekule tekočega kristala tik ob površini uredijo v dani smeri. Tako na primer podrgnjena tanka plast najlona uredi **n** ob površini v smeri drgnjenja vzporedno s površino (slika 9.13 a). Po drugi strani pa tanka plast lecitina ali surfaktanta silana uredi direktor pravokotno na površino (slika 9.13 b). Ti dve snovi imata namreč polarno glavo, ki se adsorbira na stekleno površino, in alifatsko verigo, ki stoji približno pravokotno na površino. Zato se tudi alifatski repi molekul tekočega kristala uredijo pravokotno na steklo. V obeh primerih, vzporedni (planarni) ali pravokotni (homeotropni) ureditvi ob steni, se urejenost zaradi orientacijske elastičnosti ohranja tudi stran od stene, tako da lahko brez težav naredimo urejene vzorce debeline do kakih 200 μm. Pri večjih debelinah so elastični navori prešibki in v vzorcu nastanejo defekti.

Slika 9.13: Ureditev tekočega kristala navadno vsilimo z urejevalno površino. Dva primera sta planarna ureditev (a), kjer je direktor vzporeden z urejevalno površino, in homeotropna ureditev (b), kjer je direktor pravokoten na mejno ploskev.

Na ureditev molekul tekočega kristala vpliva zunanje električno ali magnetno polje. Zaradi urejenosti molekul električna (ali magnetna) susceptibilnost nematičnega tekočega kristala ni skalar, temveč ima dve različni lastni vrednosti, eno za smer vzporedno z **n**, drugo za pravokotno nanj. Zato je elektrostatična energija odvisna od kota med zunanjim poljem **E** in direktorjem **n**. Gostoto električne energije zapišemo kot

$$w_{el} = -\frac{1}{2}\mathbf{E}\cdot\mathbf{D}. \tag{9.90}$$

Električno polje lahko razstavimo na del, ki je vzporeden z **n**, in del, ki je pravokoten nanj

$$\mathbf{E} = (\mathbf{E}\cdot\mathbf{n})\mathbf{n} + (\mathbf{E} - (\mathbf{E}\cdot\mathbf{n})\mathbf{n}). \tag{9.91}$$

Potem je

$$\mathbf{D} = \varepsilon_0\varepsilon_\perp\mathbf{E} + \varepsilon_0\varepsilon_a(\mathbf{E}\cdot\mathbf{n})\mathbf{n}, \tag{9.92}$$

pri čemer je $\varepsilon_a = \varepsilon_\parallel - \varepsilon_\perp$ anizotropni del dielektrične konstante. Anizotropni del gostote energije je tako do konstante

$$\boxed{w_a = -\frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon_a(\mathbf{E}\cdot\mathbf{n})^2,} \tag{9.93}$$

Če je $\varepsilon_a > 0$, se molekule tekočega kristala uredijo v smeri zunanjega polja, v nasprotnem primeru pa pravokotno nanj.

Urejenost tekočekristalnega vzorca je tako odvisna od orientacijske elastičnosti, robnih pogojev, ki jih določimo z obdelavo mejne površine, in od jakosti ter smeri zunanjega električnega ali magnetnega polja.

Tekočekristalni prikazovalnik

Vzemimo tanko plast tekočega kristala med dvema površinama, ki vsiljujeta vzporedno planarno ureditev. Vzorec je urejen in homogen, optična os leži v ravnini plasti. Če dodamo na površini še prozorni elektrodi, lahko z zunanjo napetostjo spreminjamo orientacijo molekul v plasti in tako tudi smer optične osi. Dovolj velika napetost zasuče **n** in optična os se postavi pravokotno na stene, razen tik ob površini. Tipično so take napetosti okoli nekaj voltov.

Ta pojav lahko izkoristimo za izdelavo preprostega optičnega preklopnika. Naj debelina plasti d ustreza debelini ploščice $\lambda/2$ za izbrano valovno dolžino svetlobe

$$d(n_e - n_o) = (2N+1)\frac{\lambda}{2}, \tag{9.94}$$

kjer je N celo število, n_e izredni in n_o redni lomni količnik. Ker je v nematikih $n_e - n_o \sim 0,1$, je ustrezna debelina d nekaj µm. Tak vzorec damo med dva prekrižana polarizatorja s prepustno smerjo pod kotom 45° glede na **n** oziroma optično os. Vzorec, ki deluje kot ploščica $\lambda/2$, polarizacijo svetlobe z izbrano valovno dolžino zasuče za 90° in svetloba prehaja skozi analizator. Ko priključimo napetost, se optična os obrne v smeri polja. Polarizacija vpadne svetlobe se pri prehodu skozi plast ohrani in analizator je ne prepusti. Z električnim poljem smo torej preklopili iz stanja, ki prepušča svetlobo, v stanje, ki svetlobe ne prepusti. Vendar ima tak preklopnik nekaj slabosti. Prepustnost je odvisna od valovne dolžine svetlobe in od temperature, poleg tega mora biti debelina plasti povsod povsem enaka. Zato se v praksi uporablja zasukan nematik.

Zasukan nematik nastane tako, da površini, ki vsiljujeta planarno ureditev, zasučemo za kot 90° eno glede na drugo (slika 9.14 a), zato se **n** v plasti zvezno zavrti. Pokazali bomo, da polarizacija svetlobe, ki je ob vstopu v plast polarizirana v smeri urejanja, pri prehodu skozi plast približno sledi **n** in je ob izstopu iz plasti pravokotna na vpadno polarizacijo. Ko priključimo električno polje, se direktor obrne v smer pravokotno na plast tekočega kristala (slika 9.14 b). V tem primeru se polarizacija ne zasuče in analizator svetlobe ne prepusti. Plast med prekrižanima polarizatorjema brez polja torej prepušča svetlobo, s poljem pa ne. Pri tem delovanje prikazovalnika ni dosti odvisno niti od debeline plasti niti od valovne dolžine.

Slika 9.14: a) Zasukana nematična celica. Polarizacija (P) približno sledi smeri zasukanega direktorja in analizator (A) prepusti svetlobo. b) Ko priključimo električno polje, se tekočekristalne molekule zasučejo v smer polja. Polarizacija svetlobe (P) se ohranja in analizator (A) svetlobe ne prepušča.

Tekočekristalni zasloni, ki jih uporabljamo v praksi, so precej bolj zapleteni. Najpreprostejši so črno-beli prikazovalniki, ki delujejo z odbito svetlobo (npr. v žepnih računalih), zato imajo za analizatorjem odbojno površino. Večina sodobnih prikazovalnikov (npr. računalniški ali telefonski zasloni) pa za osvetlitev uporablja LED ali fluorescenčna svetila. Barve dosežemo z barvnimi filtri (rdečim, modrim in zelenim) na vsakem pikslu posebej, natančno krmiljenje pikslov pa s tankoplastnimi tranzistorji (*Thin film transistors*, TFT). Veliko sodobnejših zaslonov ima tekoče kristale urejene planarno, tekočekristalne zaslone pa lahko z dodatnimi plastmi naredimo tudi občutljive na dotik.

Slika 9.15: Vsak piksel tekočekristalnega zaslona je sestavljen iz treh barv.

9.10 *Račun prehoda svetlobe skozi zasukan nematik

Pokazati moramo še, da polarizacija svetlobe pri prehodu skozi zasukan nematik približno sledi zasuku optične osi. Vzemimo vzorec, kakršen je na sliki (9.14 a) in ga obravnavajmo kot lokalno optično enoosno snov. Pri $z = 0$ naj bo optična os v smeri x, ko se premikamo vzdolž osi z, pa naj se optična os suče v ravnini xy. Kot med optično osjo in osjo x tako zapišemo

$$\varphi = qz. \tag{9.95}$$

Poleg zasukane nematične celice je pomemben primer snovi s takimi lastnostmi holesterični tekoči kristal, ki je zelo podoben nematičnemu, le da so molekule kiralne in se **n** spontano suče okoli smeri, pravokotne na **n**. Zanimajmo se le za širjenje svetlobe v smeri z. Tedaj potrebujemo le del dielektričnega tenzorja v xy ravnini.

Naloga 9.10.1 Pokaži, da se dielektrični tenzor v zasukani nematični plasti zapiše kot

$$\varepsilon(z) = \begin{bmatrix} \bar{\varepsilon} + \frac{1}{2}\varepsilon_a \cos(2qz) & \frac{1}{2}\varepsilon_a \sin(2qz) \\ \frac{1}{2}\varepsilon_a \sin(2qz) & \bar{\varepsilon} - \frac{1}{2}\varepsilon_a \cos(2qz) \end{bmatrix}, \tag{9.96}$$

kjer je z razdalja od plasti, v kateri je direktor obrnjen v smeri x, povprečna vrednost $\bar{\varepsilon}$ pa

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\varepsilon_\parallel + \varepsilon_\perp}{2}. \tag{9.97}$$

Iz Maxwellovih enačb (enačbe 1.1–1.4) hitro uvidimo, da je valovna enačba za valovanje s frekvenco ω oblike

$$\frac{d^2\mathbf{E}}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon(z)\mathbf{E} = 0 \tag{9.98}$$

ali po komponentah, upoštevajoč tenzor dielektričnosti (enačba 9.96)

$$\frac{d^2E_x}{dz^2} + (\beta^2 + \alpha^2\cos(2qz))E_x + \alpha^2 E_y \sin(2qz) = 0 \tag{9.99}$$

in

$$\frac{d^2E_y}{dz^2} + \alpha^2 E_x \sin(2qz) + (\beta^2 - \alpha^2\cos(2qz))E_y = 0, \tag{9.100}$$

kjer je $\alpha^2 = \varepsilon_a\omega^2/(2c^2)$ in $\beta^2 = \bar{\varepsilon}\omega^2/c^2$. Dobili smo torej sistem dveh sklopljenih diferencialnih enačb.

Za reševanje je ugodno vpeljati krožni polarizaciji $E_+ = E_x + iE_y$ in $E_- = E_x - iE_y$. Enačbi (9.99) in (9.100) prepišemo v

$$-\frac{d^2E_+}{dz^2} = \beta^2 E_+ + \alpha^2 E_- e^{2iqz} \tag{9.101}$$

in

$$-\frac{d^2E_-}{dz^2} = \alpha^2 E_+ e^{-2iqz} + \beta^2 E_-. \tag{9.102}$$

Lastne rešitve poiščimo v obliki

$$E_+ = Ae^{i(k+q)z} \tag{9.103}$$

in

$$E_- = Be^{i(k-q)z}. \tag{9.104}$$

Nastavek reši sistem enačb (9.101) in (9.102), natanko takrat, kadar A in B rešita sistem homogenih linearnih enačb

$$[(k+q)^2 - \beta^2]A - \alpha^2 B = 0 \tag{9.105}$$

in

$$-\alpha^2 A + [(k-q)^2 - \beta^2]B = 0. \tag{9.106}$$

Sistem je netrivialno rešljiv, če je determinanta koeficientov enaka nič

$$(k^2 + q^2 - \beta^2)^2 - 4k^2q^2 - \alpha^4 = 0. \tag{9.107}$$

Spomnimo se, da sta β in α sorazmerna z ω, zato dobljena enačba predstavlja disperzijsko relacijo – zvezo med ω in k – za svetlobo v zavitem sredstvu

$$(k^2 + q^2 - \frac{\bar{\varepsilon}\omega^2}{c^2})^2 - 4k^2q^2 - \frac{\varepsilon_a^2\omega^4}{4c^4} = 0. \tag{9.108}$$

V splošnem je iskanje rešitev gornje enačbe zapleten problem, vendar za razlago delovanja zasukane nematične celice zadošča približek $q \ll \beta$ in α, ko je torej perioda sukanja optične osi velika v primerjavi z valovno dolžino svetlobe. Tedaj lahko q v disperzijski zvezi (enačba 9.107) zanemarimo in dobimo

$$k^2 = \begin{cases} \beta^2 + \alpha^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{\parallel} \\ \beta^2 - \alpha^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\varepsilon_{\perp} \end{cases} \tag{9.109}$$

Ti vrednosti ustrezata velikosti valovnega vektorja za izredni in redni val v navadnem enoosnem kristalu. Vstavimo ju v enačbi (9.103) ali (9.104) in za polarizaciji lastnih valov dobimo $B = \pm A$.

Izračunajmo še obe kartezični komponenti električnega polja za prvo rešitev

$$E_x = \frac{1}{2}(E_+ + E_-) = \frac{1}{2}Ae^{ikz}(e^{iqz} + e^{-iqz}) = Ae^{ikz}\cos qz \tag{9.110}$$

$$E_y = \frac{1}{2i}(E_+ - E_-) = \frac{1}{2i}Ae^{ikz}(e^{iqz} - e^{-iqz}) = Ae^{ikz}\sin qz. \tag{9.111}$$

Polarizacija torej res sledi optični osi. Druga rešitev da val, ki je polariziran pravokotno na lokalno optično os in se prav tako suče z njo. Pri tem se prvi val širi s fazno hitrostjo c/n_e, torej kot izredni val, drugi pa s c/n_o, to je kot redni val. Če na zasukano nematično celico vpada svetloba, ki je polarizirana ali vzporedno z optično osjo ob meji ali pravokotno nanjo, se pojavi na izhodni strani polarizacija, zasukana za enak kot, kot je zasukana optična os. V primeru, da vpadna polarizacija ne sovpada z eno od lastnih osi, jo razstavimo na obe lastni in po prehodu skozi tekoči kristal zopet sestavimo, s čemer seveda v splošnem nastane eliptična polarizacija.

★ Disperzijsko zvezo (enačba 9.107 oziroma 9.108) lahko rešimo numerično (slika 9.16). Vidimo, da pri izbranem α pri vseh frekvencah, razen v ozkem območju – recimo mu frekvenčna reža – obstajajo štiri realne rešitve za k, po dve za valovanji v pozitivni in v negativni smeri. V območju reže je en par rešitev imaginaren. Vsaki vrednosti k pripada neko razmerje amplitud A in B, ki ga izračunamo iz enačb (9.103) in (9.104) in ki določa polarizacijo lastnega vala. Polarizacije lastnih valov so v splošnem eliptične in pri dani frekvenci med seboj niso pravokotne, saj zapisani sistem enačb ne predstavlja čisto navadnega problema lastnih vektorjev simetrične matrike. V območju frekvenčne reže le en par rešitev predstavlja potujoč val, drug pa polje, ki eksponentno pojema v sredstvo. Zato se svetloba s frekvenco v reži in z ustrezno polarizacijo, ki vpada na holesterični tekoči kristal, totalno odbije. Pojav je povsem analogen Braggovemu odboju na kristalih in daje holesterikom značilen obarvan videz.

Slika 9.16: Rešitve disperzijske zveze (enačba 9.107) v zasukanem nematiku ali holesteriku pri izbrani α. Razen na ozkem frekvenčnem območju obstajajo štiri rešitve za vsako frekvenco.

9.11 Račun preklopa v tekočem kristalu – Frederiksov prehod

V prejšnjem razdelku smo omenili, da lahko z dovolj velikim zunanjim poljem molekule tekočega kristala, razen tik ob površini, obrnemo v smeri polja. Izračunajmo jakost polja, ki je potrebna za ta zasuk.

Energija nematičnega tekočega kristala je najnižja, kadar je direktor **n** povsod obrnjen v isto smer. Povečanje energije zaradi krajevne odvisnosti **n** v splošnem zapišemo z orientacijsko elastično energijo oziroma Frankovo prosto energijo[8]

$$F_e = \frac{1}{2}\int \left\{K_1(\nabla\cdot\mathbf{n})^2 + K_2[\mathbf{n}\cdot(\nabla\times\mathbf{n})]^2 + K_3[\mathbf{n}\times(\nabla\times\mathbf{n})]^2\right\} dV. \tag{9.112}$$

Pri tem so K_1, K_2 in K_3 tri Frankove elastične konstante, ki so odvisne od snovi in tudi od temperature. Prvi člen predstavlja povečanje energije zaradi deformacije v obliki pahljače, drugi zaradi zasuka, tretji pa zaradi upogiba (slika 9.17).

Slika 9.17: Trije načini deformacije ureditve tekočega kristala so pahljačasta deformacija, zasuk in upogib.

V zunanjem električnem polju se energija tekočega kristala dodatno spremeni. Navadno je neodvisna električna količina električna poljska jakost, saj je polje posledica zunanje napetosti na elektrodah. Ustrezni člen v prosti energiji je tedaj (enačbi 9.90 in 9.92)

$$F_{el} = -\int \frac{1}{2}\mathbf{D}\cdot\mathbf{E}dV = -\frac{1}{2}\int \left(\varepsilon_0\varepsilon_\perp \mathbf{E}\cdot\mathbf{E} + \varepsilon_0\varepsilon_a(\mathbf{E}\cdot\mathbf{n})^2\right) dV = F_0 + F_{el,a}. \tag{9.113}$$

Prvi člen je neodvisen od **n**, zato ni pomemben pri izračunu preklopa. Prosta energija nematičnega tekočega kristala v električnem polju je tako

$$F = F_0 + F_e - \int \frac{1}{2}\varepsilon_0\varepsilon_a(\mathbf{E}\cdot\mathbf{n})^2 dV = F_0 + F_e + F_{el,a}, \tag{9.114}$$

kjer F_0 predstavlja del proste energije, ki je neodvisen od **n**. Tekoči kristal je v ravnovesju, ko je prosta energija najmanjša. Kadar je $\varepsilon_a > 0$, se zato skuša **n** postaviti vzporedno s poljem, popoln zasuk pa onemogoča mejna urejevalna plast. Da lahko z minimizacijo F izrazimo $\mathbf{n}(\mathbf{r})$, moramo torej poznati še robne pogoje.

Poglejmo primer. Naj bo nematični tekoči kristal med dvema vzporednima steklenima ploščama v razmiku d. Na obeh ploščah naj bo **n** vzporeden s površino in obrnjen v isto smer, tako da je brez zunanjega polja **n** povsod enako usmerjen. Naj bo to smer x. Na stekleni plošči dodamo elektrodi, ki ustvarjata polje pravokotno na prvotno smer direktorja, naj bo to smer z. Ko priključimo polje, je energijsko ugodnejše, če se molekule vsaj delno zasučejo v smer polja. Ta zasuk opišemo s komponento vektorja **n** v smeri z

$$\mathbf{n}(z) = (n_x(z), 0, n_z(z)). \tag{9.115}$$

[8] Angleški fizik Sir Frederick Charles Frank, 1911–1998.

Robni pogoj, kateremu mora direktor zadostiti, je $n_z(0) = n_z(d) = 0$. Približno rešitev zato iščemo z nastavkom

$$n_z(z) = a\sin(qz), \qquad q = \frac{\pi}{d}, \tag{9.116}$$

ki ni nič drugega kot prvi člen razvoja prave rešitve v Fourierevo vrsto. Ker je direktor enotski vektor, velja

$$n_x = \sqrt{1 - a^2\sin^2(qz)} \approx 1 - \frac{a^2}{2}\sin^2(qz). \tag{9.117}$$

Vzdolž smeri x in y se direktor ne spreminja, zato velja

$$\nabla \times \mathbf{n} = (0, \frac{dn_x}{dz}, 0) \tag{9.118}$$

in

$$\mathbf{n} \times (\nabla \times \mathbf{n}) = (-n_z\frac{dn_x}{dz}, 0, n_x\frac{dn_x}{dz}). \tag{9.119}$$

Površinska gostota proste energije je tako

$$\begin{aligned} F_S &= \frac{1}{2}\int\left[K_1\left(\frac{dn_z}{dz}\right)^2 + K_3(n_x^2+n_z^2)\left(\frac{dn_x}{dz}\right)^2 - \varepsilon_0\varepsilon_a(n_zE)^2\right]dz = \\ &= \frac{1}{2}\int_0^d [K_1q^2a^2\cos^2(qz) + K_3q^2a^4\sin^2(qz)\cos^2(qz) - \varepsilon_0\varepsilon_aE^2a^2\sin^2(qz)]dz = \\ &= \frac{d}{4q}a^2\left(K_1q^2 + \frac{1}{4}K_3q^2a^2 - \varepsilon_0\varepsilon_aE^2\right). \end{aligned} \tag{9.120}$$

V našem primeru smo integral lahko izračunali, saj smo uporabili nastavek (enačba 9.116). Sicer bi morali uporabiti Euler-Lagrangeevo metodo za minimizacijo proste energije, ki jo poznamo iz variacijskega računa.

Zdaj lahko poiščemo amplitudo deformacije a, pri kateri je prosta energija najmanjša. Tedaj mora biti a rešitev enačbe

$$2(K_1q^2 - \varepsilon_0\varepsilon_aE)a + K_3q^2a^3 = 0. \tag{9.121}$$

Rešitvi sta

$$a = 0 \tag{9.122}$$

in

$$a^2 = 2\frac{\varepsilon_0\varepsilon_aE^2 - K_1q^2}{K_3q^2}. \tag{9.123}$$

Pri majhnih poljih, ko je $\varepsilon_0\varepsilon_aE^2 < K_1q^2$, je fizikalno smiselna le prva rešitev, torej brez deformacije, pri velikih poljih pa je stabilna druga rešitev. Ko večamo polje, deformacija v sredini plasti hitro naraste, tako da se $\mathbf{n}$ postavi skoraj popolnoma v smer zunanjega polja. Tedaj naša rešitev seveda ni dobra, saj smo pri računu privzeli, da je $n_z \ll 1$. Prehodu iz nedeformiranega stanja v deformirano stanje pravimo tudi Frederiksov prehod[9]. Na njem temelji preklapljanje optičnih prikazovalnikov na nematične tekoče kristale.

[9] Ruski fizik Vsevolod Konstantinovič Frederiks, tudi Fréedericksz, 1885–1944.

Izračunajmo še kritično jakost električnega polja, pri kateri pride do prehoda v deformirano fazo. To se zgodi pri

$$\varepsilon_0 \varepsilon_a E_c^2 - K_1 q^2 = 0 \tag{9.124}$$

oziroma

$$E_c = \frac{\pi}{d}\sqrt{\frac{K_1}{\varepsilon_0 \varepsilon_a}}. \tag{9.125}$$

Poglejmo še, kako narašča amplituda deformacije v bližini prehoda. Iz enačbe (9.123) sledi

$$a = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 \varepsilon_a}{K_3 q^2}(E^2 - E_c^2)}. \tag{9.126}$$

Pogosto naredimo približek enakih konstant, kjer privzamemo, da so vse Frankove elastične konstante enake vrednosti. V tem približku je

$$a \approx \sqrt{\frac{2(E^2 - E_c^2)}{E_c^2}} \tag{9.127}$$

in torej korensko narašča s naraščajočim poljem (slika 9.18). Tak prehod je torej fazni prehod drugega reda, saj količina, ki opisuje prehod (amplituda deformacije a) zvezno preide iz vrednosti $a = 0$ v končno vrednost.

Slika 9.18: Kvalitativno obnašanje amplitude deformacije a ob Frederiksovem prehodu

---

Naloga 9.11.1 Izračunaj Frederiksov prehod v zasukani nematični celici (kot zasuka med zgornjo in spodnjo mejno ploskvijo naj bo $\pi/2$) in pokaži, da je kritično polje za prehod enako

$$E_c = \frac{\pi}{d}\sqrt{\frac{K_1}{\varepsilon_0 \varepsilon_a}}\sqrt{1 + \frac{K_3 - 2K_2}{4K_1}}. \tag{9.128}$$

Namig: uporabi nastavek $\varphi = z\pi/2d$ in $\vartheta = a\sin(\pi z/d)$.

---

10. Optična vlakna

Moderna komunikacijska tehnologija zahteva vedno hitrejši prenos vedno večje količine podatkov. Navadne kovinske vodnike so zato v računalniških in telefonskih povezavah nadomestila optična vlakna, ki jih odlikujejo majhne izgube, neobčutljivost na elektromagnetne in medsebojne motnje ter zmožnost prenosa izjemno velike količine podatkov. V tem poglavju bomo opisali načine prenosa podatkov po optičnih vodnikih in spoznali omejitve pri prenosu, predvsem disperzijo in izgube, ter načine, kako se z njimi spopadamo.

10.1 Planparalelni vodnik

Geometrijska razlaga

Klasično lahko pojasnimo delovanje optičnih vlaken s totalnim odbojem na meji med dvema dielektrikoma. Kadar prehaja svetloba iz snovi z večjim lomnim količnikom v sredstvo z manjšim lomnim količnikom, se pri vpadnih kotih, ki so večji od kritičnega kota, totalno odbije.

Slika 10.1: Klasična razlaga valovnega vodnika

Najpreprostejši optični vodnik je planparalelna plast dielektrika z lomnim količnikom n_1, ki je večji od lomnega količnika snovi, ki ga obdaja, n_2 (slika 10.1). Plasti z večjim lomnim količnikom rečemo sredica, okoliški snovi pa plašč. Žarek potuje po vodniku, če je vpadni kot na mejo med sredico in plaščem ϑ večji od kota totalnega odboja ϑ_c, za katerega velja

$$\sin \vartheta_c = \frac{n_2}{n_1}. \tag{10.1}$$

Obstaja torej največji vpadni kot $\alpha_{\max}$, pod katerim lahko svetloba vpada v vodnik, da ostane v njem ujeta. Z njim povezana je numerična odprtina (apertura) vlakna, ki jo izračunamo kot

$$NA = \sin \alpha_{\max} = n_1 \sin \beta_{\max} = n_1 \sin(\pi/2 - \vartheta_c) = n_1 \cos \vartheta_c = n_1 \sqrt{1 - \sin^2 \vartheta_c}. \tag{10.2}$$

Upoštevajoč enačbo (10.1) numerično odprtino zapišemo kot

$$NA = \sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \tag{10.3}$$

Ker je razlika lomnih količnikov v vodnikih razmeroma majhna, tipično le nekaj stotink, je tudi numerična odprtina optičnih vodnikov navadno $NA \lesssim 0,1$. Kot, pod katerim lahko vpada svetloba v vodnik (ali vlakno), da se vanj ujame, je zato zelo majhen, tipično le nekaj stopinj.

Valovni opis

Za natančen opis širjenja svetlobe po vodnikih ali vlaknih[1], ki imajo navadno polmer sredice od nekaj do nekaj deset mikrometrov, geometrijska optika ne zadošča. Rešiti moramo Maxwellove enačbe (enačbe 1.1–1.4) z ustreznimi robnimi pogoji (enačbe 1.10–1.13), kar je za cilindrična vlakna dokaj dolg in zapleten račun. Zato ugotovimo najprej, kakšne so osnovne značilnosti valovanja, ki se širi po planparalelnem vodniku.

Glede na smer polarizacije električne poljske jakosti ločimo dva primera (slika 10.2). Če je smer električne poljske jakosti valovanja vzporedna z mejnima ploskvama (smer y), govorimo o transverzalnem električnem (TE) valovanju. V nasprotnem primeru, ko je z mejnima ploskvama vzporedna magnetna poljska jakost in leži električna poljska jakost v ravnini xz, govorimo o transverzalnem magnetnem (TM) valovanju.

Slika 10.2: Polarizaciji TE (levo) in TM (desno) valovanj v valovnem vodniku

Geometrijskemu žarku, ki pod kotom potuje po sredici in se na njeni meji odbija, ustreza v valovni sliki val, ki ima prečno komponento valovnega vektorja k_x različno od nič. Ker je valovanje v prečni smeri omejeno na sredico končne debeline (naj bo debelina plasti enaka a), lahko k_x zavzame le diskretne vrednosti. Te so v grobem približno enake $N\pi/a$, pri čemer je N celo število. Pravimo, da vsak N določa en rod valovanj v vodniku. Po drugi strani pa obstaja največji k_x, za katerega približno velja

$$k_{x\max} \approx k_0 \sin\alpha_{\max} = k_0 n_1 \cos\vartheta_c = k_0\sqrt{n_1^2 - n_2^2}. \tag{10.4}$$

Število rešitev za k_x je torej omejeno in točno določeno, odvisno pa je od razlike lomnih količnikov in od debeline vodnika oziroma polmera vlakna. V nadaljevanju bomo spoznali, da v optičnih vlaknih en rod vselej obstaja, za razliko od dielektričnih in kovinskih vodnikov, kakršne poznamo iz mikrovalovne tehnike, po katerih se pod določeno frekvenco valovanje ne more širiti. Enorodovna optična vlakna, torej vlakna, po katerih se širi en sam rod, imajo še posebej lepe lastnosti za uporabo v komunikacijskih sistemih.

Povejmo še nekaj o hitrosti valovanja v vodniku. Naj bo β velikost komponente valovnega vektorja vzdolž smeri z. Odvisnost polja od koordinate vzdolž vodnika je tako $\exp(i\beta z)$. Po drugi strani pa za velikost valovnega vektorja v sredici vodnika velja

$$k_1 = n_1\frac{\omega}{c_0} = \sqrt{\beta^2 + k_x^2}. \tag{10.5}$$

Za dano vrednost k_x torej zveza med valovnim številom β in frekvenco ω ni linearna. Fazna hitrost valovanja $v_f = \omega/\beta$ je odvisna od frekvence in pride do pojava disperzije. Grupna hitrost $v_g = d\omega/d\beta$ se zaradi nelinearne zveze razlikuje od fazne hitrosti in njena frekvenčna odvisnost ima pomembne posledice za uporabo vlaken pri prenosu podatkov. Več o tem bomo spoznali v nadaljevanju poglavja.

[1] Dogovorimo se, da bomo besedo vlakno uporabljali za cilindrične strukture, besedo vodnik pa za planparalelne strukture in njim podobne.

10.2 Račun lastnih rodov v planparalelnem vodniku

Poiščimo rešitve valovne enačbe v planparalelnem vodniku. To je preprost dvodimenzionalen model optičnega vlakna, ki je sestavljen iz plasti prozornega dielektrika z lomnim količnikom n_1 in plašča z lomnim količnikom n_2. Zaradi enostavnosti smo privzeli, da je plašč na obeh straneh sredice enak. Sredica naj bo debela a, izhodišče koordinatnega sistema si izberemo na sredini plasti. Ločimo tri območja, kjer rešujemo valovno enačbo: območje II označuje sredico, območji I in III pa sta v plašču nad sredico oziroma pod njo.

Slika 10.3: K izračunu lastnih rodov v vodniku

Krajevni del valovne enačbe, ki jo rešujemo, opisuje Helmholtzeva enačba (enačba 1.23)

$$\nabla^2\mathbf{E} + n^2(x)\,k_0^2\,\mathbf{E} = 0, \tag{10.6}$$

kjer je $k_0 = \omega/c$, $n(x)$ pa nezvezno spremeni vrednost ob prehodu iz sredice v plašč. Nastavek za rešitev naj bo oblike

$$\mathbf{E}(x,z) = \mathbf{e}\psi(x)\,e^{i\beta z}. \tag{10.7}$$

Omejimo se le na primer TE polarizacije (za izračun lastnih rodov TM polariziranega valovanja glej nalogo 10.2.1). Vstavimo nastavek (enačba 10.7) v enačbo (10.6) in dobimo

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \left(k_0^2 n_1^2 - \beta^2\right)\psi = 0 \qquad \text{v sredici oziroma območju II} \tag{10.8}$$

in

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \left(k_0^2 n_2^2 - \beta^2\right)\psi = 0 \qquad \text{v plašču oziroma območjih I in III.} \tag{10.9}$$

Iz zveze (enačba 10.5) sledi $k_0^2 n_1^2 - \beta^2 = k_x^2$, zato lahko rešitve prve enačbe zapišemo v obliki

$$\psi_{\mathrm{II}}(x) = C\cos(k_x x) + D\sin(k_x x), \tag{10.10}$$

rešitve v plašču pa so oblike

$$\psi_{\mathrm{I}}(x) = A\exp(-\kappa x) + B\exp(\kappa x), \qquad \psi_{\mathrm{III}}(x) = F\exp(-\kappa x) + G\exp(\kappa x), \tag{10.11}$$

pri čemer smo vpeljali $\kappa^2 = \beta^2 - k_0^2 n_2^2$.

Da je valovanje ujeto v vlakno, mora biti κ realno število. Le tako namreč dosežemo eksponentno pojemanje električne poljske jakosti z oddaljenostjo od sredice, sicer je valovanje v vseh treh območjih oscilatorno in ni ujeto v vlakno.

Iz zahteve, da sta k_x in κ realna, sledi pogoj za valovno število β

$$k_0 n_2 < \beta < k_0 n_1. \tag{10.12}$$

Poleg tega zahteva po končnosti rešitve da pogoj, da je v območju I (pri $x > a/2$) koeficient $B = 0$, v območju III (pri $x < -a/2$) pa $F = 0$. Hitro ugotovimo, da so zaradi simetrije rešitve lahko le sode ali lihe funkcije.

Sode rešitve

Poglejmo najprej sode rešitve. V sredici bo tako različen od nič samo C, v območjih I in III pa bosta amplitudi enaki in $A = G$ (glej sliko 10.4 a). Rešitev je tako oblike

$$\psi_{\mathrm{I}}(x) = A\exp(-\kappa x), \tag{10.13}$$
$$\psi_{\mathrm{II}}(x) = C\cos(k_x x), \tag{10.14}$$
$$\psi_{\mathrm{III}}(x) = A\exp(\kappa x). \tag{10.15}$$

Zvezo med koeficientoma A in C določimo z upoštevanjem robnih pogojev. Na meji med sredico in plaščem morata biti tangencialni komponenti električne in magnetne poljske jakosti zvezni (enačbi 1.12 in 1.13). Iz tega takoj izluščimo pogoj, da se za TE valovanje na meji ohranja amplituda električne poljske jakosti. Pri $x = a/2$ tako zapišemo

$$A\exp(-\kappa a/2) = C\cos(k_x a/2). \tag{10.16}$$

Drugi pogoj dobimo iz zveze $\nabla \times \mathbf{E} = i\omega\mu_0\mathbf{H}$, ki izhaja neposredno iz Maxwellove enačbe (1.2). Ker se na meji ohranja tangencialna komponenta $\mathbf{H}$, to je v tem primeru H_z, se posledično ohranja odvod električne poljske jakosti dE_y/dx. Pri $x = a/2$ tako velja

$$-A\kappa\exp(-\kappa a/2) = -Ck_x\sin(k_x a/2). \tag{10.17}$$

Enačbo, ki določa rešitev k_x, dobimo iz zahteve, da sta gornja robna pogoja hkrati izpolnjena. Za sode načine tako sekularno enačbo zapišemo kot

$$\boxed{\frac{\kappa}{k_x} = \tan\frac{k_x a}{2}.} \tag{10.18}$$

Zapišimo še zvezo med κ in k_x

$$\boxed{\kappa^2 + k_x^2 = k_0^2\left(n_1^2 - n_2^2\right).} \tag{10.19}$$

Lihe rešitve

Oglejmo si še lihe rešitve v planparalelnem vodniku. V sredici je od nič različen le D, polji v plašču pa sta nasprotno enaki in $A = -G$ (glej sliko 10.4 b). Sledi

$$\psi_{\mathrm{I}}(x) = A\exp(-\kappa x), \tag{10.20}$$
$$\psi_{\mathrm{II}}(x) = D\sin(k_x x), \tag{10.21}$$
$$\psi_{\mathrm{III}}(x) = -A\exp(\kappa x). \tag{10.22}$$

Z upoštevanjem zveznosti električne poljske jakosti in njenega odvoda na meji med sredico in plaščem dobimo robna pogoja pri $x = a/2$

$$A\exp(-\kappa a/2) = D\sin(k_x a/2) \tag{10.23}$$

in

$$-\kappa A\exp(-\kappa a/2) = Dk_x\cos(k_x a/2). \tag{10.24}$$

Ustrezna sekularna enačba za lihe rešitve je tako

$$\boxed{-\frac{k_x}{\kappa} = \tan\frac{k_x a}{2}.} \tag{10.25}$$

Slika 10.4: Prečne oblike električne poljske jakosti za sode (a) in lihe (b) rodove v planparalelnem valovnem vodniku. Modro obarvan del označuje sredico, beli del pa plašč vodnika.

★ Če ne prej, je bralec ob slikah (10.4) zagotovo opazil podobnost s kvantnim delcem, ujetim v končni enodimenzionalni potencialni jami. Svetloba, ujeta v vodnik ali vlakno, ustreza vezanim stanjem delca, numerična odprtina pa je tisti parameter, ki določa globino potencialne jame. Pri majhnih vrednostih obstaja samo ena rešitev za vezano stanje, pri globlji jami je rešitev več. Podobno kot v kvantni mehaniki tudi v tem primeru ena rešitev za vezano stanje vedno obstaja.

Sekularnih enačb za lastne rodove (enačbi 10.18 in 10.25) ne moremo rešiti analitično. Rešujemo jih numerično, zelo nazorna pa je tudi grafična predstavitev (slika 10.5). Najprej narišemo desno stran enačb (10.18) in (10.25), to je $\tan(k_x a/2)$, v odvisnosti od $k_x a$ (črna črta). Nato narišemo še levi strani enačb, pri čemer κ izrazimo iz zveze (10.19). Rdeča krivulja ustreza sodim rešitvam in modra lihim. Presečišča rdeče oziroma modre krivulje s črnimi označujejo rešitve za $k_x a$. Število presečišč da število rodov, ki se lahko razširjajo po takem vodniku.

V predstavljenem primeru je rodov za izbrano TE polarizacijo pet: trije sodi in dva liha. Z grafa razberemo še eno pomembno lastnost. Ne glede na to, kako tanek je vodnik, vedno obstaja vsaj ena rešitev za k_x, saj rdeča krivulja vedno v vsaj eni točki seka črno. Vodniku, v katerem se širi en sam rod valovanja, pravimo enorodovni vodnik (in vlaknu enorodovno vlakno), sicer so vodniki večrodovni. Za tipično enorodovno vlakno velja $a \lesssim 5$ µm, za večrodovno z okoli 20 rodovi pa $a \sim 50$ µm.

Slika 10.5: K izračunu prečnih komponent valovnega vektorja v planparalelnem valovnem vodniku za TE polarizacijo. V predstavljenem primeru je vodnik petrodoven.

Ocenimo število dovoljenih rodov še z izračunom. S slike (10.5) vidimo, da je največja vrednost prečne komponente valovnega vektorja k_x, pri kateri valovanje še potuje po vodniku, omejena z vrednostjo, pri kateri κ pade na nič. Do te vrednosti je po ena rešitev na vsak interval dolžine π/a, izmenično soda in liha. Celotno število rodov za eno polarizacijo je tako

$$N \approx \frac{k_{x\max}}{\pi/a} = \frac{k_0\, a NA}{\pi} = \frac{V}{\pi}, \tag{10.26}$$

pri čemer smo vpeljali normirano frekvenco

$$V = k_0 a NA. \tag{10.27}$$

Ko enkrat izračunamo dovoljene vrednosti k_x, končno poznamo celotno električno poljsko jakost v vodniku in izven njega. Za primer s slike (10.5) so osnovni načini narisani na sliki (10.4).

Naloga 10.2.1 Ponovi izračun za TM valovanje in pokaži, da sta sekularni enačbi enaki

$$\frac{\kappa}{k_x}\left(\frac{n_1}{n_2}\right)^2 = \tan\frac{k_x a}{2} \qquad \text{in} \qquad -\frac{k_x}{\kappa}\left(\frac{n_2}{n_1}\right)^2 = \tan\frac{k_x a}{2}. \tag{10.28}$$

Namig: Zapiši enačbe za magnetno poljsko jakost **H** in upoštevaj ustrezne robne pogoje.

Podoben račun lahko naredimo tudi za TM valovanje (glej nalogo 10.2.1). Zaradi drugačnih robnih pogojev se sekularni enačbi razlikujeta od tistih za TE polarizacijo. Razlika je v faktorjih $(n_1/n_2)^2$, ki pa so v tipičnem vodniku zelo blizu ena. Zato se tudi rešitve za prečno komponentno k_x le malo razlikujejo. Bolj pomembna je ugotovitev, da je število dovoljenih rodov TM polarizacije enako številu dovoljenih rodov TE polarizacije, saj je največji k_x določen v obeh primerih z istim pogojem ($\kappa = 0$). Celotno število lastnih rodov, ki se širi v danem vodniku, je torej sestavljeno iz TE sodih in lihih ter TM sodih in lihih rodov.

Ugotovili smo, da je električna poljska jakost tudi izven sredice vodnika različna od nič. Poglejmo še, kako je z energijskim tokom. Čeprav se velika večina pretaka po sredici, pa delež, ki se pretaka po plašču, ni vedno zanemarljiv. To posebej velja za višje rodove. Delež energijskega toka, ki se pretaka po sredici, izračunamo z integralom

$$\Gamma = \frac{\int_{-a/2}^{a/2} j\, dS}{\int_{-\infty}^{\infty} j\, dS}. \tag{10.29}$$

Naloga 10.2.2 Pokaži, da je razmerje med energijskim tokom, ki se pretaka po plašču, in energijskim tokom, ki se pretaka po sredici vodnika, za sode rodove enako

$$\Gamma = \frac{n_2}{n_1}\frac{2k_x}{\kappa}\frac{\cos^2(k_x a/2)}{k_x a + \sin(k_x a)}, \tag{10.30}$$

za lihe rodove pa

$$\Gamma = \frac{n_2}{n_1}\frac{2k_x}{\kappa}\frac{\cos^2(k_x a/2)}{k_x a - \sin(k_x a)}. \tag{10.31}$$

10.3 Cilindrično vlakno

Do zdaj smo obravnavali ravninski valovni vodnik. V praksi svetlobo navadno usmerjamo po optičnih vlaknih, ki imajo cilindrično geometrijo. Najpreprostejša struktura, ki je analogna primeru planparalelne plasti, je cilindrično vlakno, v katerem je lomni količnik cilindrične sredice konstanten in nekoliko večji od lomnega količnika plašča. Navadno je $n_1 - n_2 \sim 0,001$. Pogosto se uporablja tudi bolj zapletene konstrukcije, pri katerih se lomni količnik sredice spreminja z oddaljenostjo od osi. Z zapletenejšo geometrijo namreč zmanjšamo disperzijo v vlaknu in tako povečamo zmogljivost prenašanja velike količine podatkov na dolge razdalje – najzmogljivejša komercialna vlakna zmorejo prenos več deset terabitov na sekundo[2].

Račun za širjenje svetlobe po cilindričnem vlaknu s homogeno sredico je podoben kot za planparalelni vodnik, vendar je precej bolj zapleten. V cilindrični geometriji namreč ni delitve na čiste električne in magnetne transverzalne valove, saj so robni pogoji sklopljeni. V splošnem se rešitve izražajo v obliki kombinacij Besslovih funkcij. Izkaže se, da je osnovni rod, ki se širi po cilindričnem vlaknu, po obliki zelo podoben osnovnemu Gaussovemu snopu, zato je sklopitev laserskih snopov v optična vlakna zelo učinkovita. Tudi v cilindričnih vlaknih obstaja končno število vodenih valov, odvisno od polmera sredice in lomnih količnikov sredice in plašča. Če je polmer zadosti majhen (razlika lomnih količnikov navadno je), obstaja le eno vodeno valovanje in optično vlakno je enorodovno.

Valovna enačba v cilindričnem vlaknu

Točen izračun za rodove v cilindričnem vlaknu presega okvire tega učbenika, zato si oglejmo le izhodiščne enačbe in rešitve.[3] Za jakost električnega in magnetnega polja velja Helmholtzeva enačba (enačba 1.23)

$$\nabla^2 \mathbf{E} + n^2(r)\, k_0^2 \mathbf{E} = 0, \tag{10.32}$$

pri čemer je $n(r < a) = n_1$ lomni količnik sredice in $n(r > a) = n_2$ lomni količnik plašča, ki je dovolj debel, da njegova debelina ne vpliva na potovanje svetlobe. $\mathbf{E}$ in $\mathbf{H}$ sta vektorja in ima tri komponente, ki pa so med seboj odvisne. Izračunajmo naprej E_z z nastavkom

$$E_z = R(r) e^{i\nu\varphi} e^{i\beta z}, \tag{10.33}$$

pri čemer je ν celo število zaradi zahteve po enoličnosti rešitve pri spremembi kota za 2π. Za $R(r)$ dobimo v sredici vlakna enačbo

$$r^2 R(r)'' + rR(r)' + (k_s^2 r^2 - \nu^2) R(r) = 0, \tag{10.34}$$

kjer je

$$k_s^2 = k_0^2 n_1^2 - \beta^2, \tag{10.35}$$

in v plašču

$$r^2 R(r)'' + rR(r)' + (-\kappa^2 r^2 - \nu^2) R(r) = 0, \tag{10.36}$$

kjer je

$$\kappa^2 = \beta^2 - k_0^2 n_2^2. \tag{10.37}$$

[2] Za doprinos k razvoju in uporabi optičnih vlaken je leta 2009 Charles K. Kao prejel Nobelovo nagrado.

[3] Točen izračun lahko bralec poišče npr. v C. C. Davis, *Lasers and Electro-optics*, Cambridge University Press.

V enačbah (10.34) in (10.36) prepoznamo Besslovo diferencialno enačbo. Upoštevajoč le funkcije, ki na izbranem območju ne divergirajo, zapišemo rešitev v sredici kot

$$E_z(r,\varphi,z) = AJ_\nu(k_s r)\sin(\nu\varphi)e^{i\beta z} \quad \text{in} \quad H_z(r,\varphi,z) = BJ_\nu(k_s r)\cos(\nu\varphi)e^{i\beta z}. \tag{10.38}$$

Podobno zapišemo tudi rešitve v plašču

$$E_z(r,\varphi,z) = CK_\nu(\kappa r)\sin(\nu\varphi)e^{i\beta z} \quad \text{in} \quad H_z(r,\varphi,z) = DK_\nu(\kappa r)\cos(\nu\varphi)e^{i\beta z}. \tag{10.39}$$

Pri tem so A,B,C in D konstante, $J_\nu(x)$ je Besslova funkcija prve vrste reda ν, $K_\nu(x)$ pa je modificirana Besslova funkcija druge vrste reda ν (glej sliko 10.6).

Slika 10.6: Besslove funkcije: (a) Besslove funkcije prve vrste $J_0(x)$ (črna), $J_1(x)$ (rdeča) in $J_2(x)$ (modra), ki predstavljajo oblike rešitev v sredici vlakna in (b) modificirane Besslove funkcije druge vrste $K_0(x)$ (črna), $K_1(x)$ (rdeča) in $K_2(x)$ (modra), ki prestavljajo rešitev v plašču vlakna.

Ko enkrat poznamo komponenti E_z in H_z, lahko z uporabo Maxwellovih enačb izračunamo še ostale komponente. Nato z upoštevanjem robnih pogojev dobimo štiri enačbe za pet neznank (A,B,C,D in β), tako da ostane ena spremenljivka (amplituda polja) prosta. Na ta način izračunamo celotni jakosti električnega in magnetnega polja v vlaknu in podobno kot pri valovnem vodniku tudi tukaj dobimo sekularno enačbo, ki jo moramo rešiti numerično. Pri vsakem ν tako dobimo več rešitev, ki jih zato označujemo z dvema indeksoma ν, m.

TE in TM rodovi

Najprej si oglejmo rešitve, pri katerih je $\nu = 0$ in so tako neodvisne od kota φ. V klasični sliki so to žarki, ki potujejo po osi vlakna. Iz robnih pogojev sledi, da gre za transverzalne TE rodove, za katere velja $E_z = 0$, $E_r = 0$ in $E_\varphi \propto J_1(k_s r)$. Električno poljsko jakost za TE potem zapišemo kot

$$\mathbf{E} \propto \mathbf{e}_\varphi J_1(k_s r). \tag{10.40}$$

Podobno lahko prepoznamo tudi TM rodove, pri katerih je $H_z = 0$, $H_r = 0$ in $H_\varphi \propto J_1(k_s r)$. Ustrezna električna poljska jakost za TM rodove je tako

$$\mathbf{E} \propto \mathbf{e}_r J_1(k_s r). \tag{10.41}$$

Amplitudi električne poljske jakosti sta torej za TE in TM rodove enaki, zato sta enaki tudi sliki gostote svetlobnega toka (slika 10.7). Opazimo, da je v osi vlakna gostota svetlobnega toka enaka nič, zato sklepamo, da to niso osnovni načini širjenja svetlobe po cilindričnem vlaknu.

Slika 10.7: Gostota svetlobnega toka in električna poljska jakost za TE_{01} in TM_{01} rod

Podobno kot smo zapisali sekularno enačbo v valovnem vodniku (enačba 10.18), tudi tukaj zapišemo enačbo za dovoljene k_s. Ob približku, da se lomna količnika sredice in plašča le malo razlikujeta, je poenostavljena enačba za TE valovanje

$$\frac{J_1(k_s a)}{k_s a J_0(k_s a)} = -\frac{K_1(\kappa a)}{\kappa a K_0(\kappa a)}, \tag{10.42}$$

pri čemer velja zveza $\kappa^2 + k_s^2 = (NA)^2 k_0^2$. Zaporedne rešitve enačbe ustrezajo rodovom TE_{0m}. Če želimo izračunati še valovne vektorje za rodove TM_{0m}, moramo levo stran enačbe (10.42) pomnožiti z $(n_1/n_2)^2$. Ker je tudi ta faktor približno enak ena, se rešitve enačb med seboj le malo razlikujejo.

Slika 10.8: K izračunu prečnih komponent valovnega vektorja k_s za TE polarizacijo v vlaknu. Leva stran sekularne enačbe (enačba 10.42) je narisana s črno, desna pa z rdečo.

Zapisano sekularno enačbo rešujemo numerično. Lahko pa se je lotimo grafično in na sliki (10.8) poiščemo presečišča krivulj. Primer na sliki ima dve rešitvi. S slike lahko tudi uvidimo, da pri dovolj majhnem polmeru vlakna a enačba nima rešitev. Takrat se namreč črne krivulje 'raztegnejo' proti desni in rdeča krivulja divergira preden doseže drugo vejo črne krivulje.

Zapišimo to ugotovitev še matematično. Prvi pol leve strani sekularne enačbe nastopi pri $J_0(k_s a) = 0$, to je pri $k_s a = 2,405$. Po drugi strani pa da desna stran enačbe realne rešitve le za $k_s a \leq k_0 a NA = V$. Pogoj za polmer vlakna, pri katerem se TE_{01} (ali TM_{01}) valovanje z dano valovno dolžino sploh širi po vlaknu, je torej

$$a \geq \frac{2,405}{k_0 NA}. \tag{10.43}$$

Hibridni HE in EH rodovi

Poglejmo še rešitve, pri katerih $\nu \neq 0$. V tem primeru je vseh šest komponent električnega in magnetnega polja valovanja različnih od nič in vsi rodovi imajo tudi komponento v smeri z. Take rodove imenujemo hibridni rodovi in jih označimo s HE, če je E_z razmeroma velik ali vsaj primerljiv z E_r in E_φ, oziroma z EH, če je H_z po velikosti primerljiv s H_r in H_φ ali večji od njiju.

Sekularna enačba za hibridne rodove je precej bolj zapletena in je ne bomo zapisali. Oglejmo si le njihovo obliko (slika 10.9). Najpomembnejši hibridni rod je HE_{11}, ki je sorazmeren z $J_0(k_s r)$ in zato v središču različen od nič. To je osnovni rod, za katerega rešitev sekularne enačbe vedno obstaja in se zato širi po še tako tankem vlaknu.

Slika 10.9: Intenziteta in električna poljska jakost za rodove HE_{11}, HE_{21}, HE_{31} in EH_{11}

Po obliki je osnovni HE_{11} rod zelo podoben Gaussovemu profilu $\exp(-r^2/w^2)$, zato ga lahko razmeroma dobro opišemo z Gaussovim približkom. Pri tem efektivni polmer snopa w izračunamo po Marcusejevi formuli[4]

$$w = (0,65 + \frac{1,619}{V^{3/2}} + \frac{2,879}{V^6})\, a, \tag{10.44}$$

pri čemer je $V = k_0 a NA$. Podobnost profila osnovnega HE_{11} z Gaussovo funkcijo omogoča zelo dobro sklopitev med Gaussovimi snopi, ki izhajajo iz laserja, in cilindričnimi vlakni.

[4] D. Marcuse, Bell Syst. Tech. J. 56, 703 (1977).

Na sliki (10.9) je poleg osnovnega HE_{11} roda še nekaj primerov višjih rodov. Opazimo, da imajo vsi rodovi, razen osnovnega, v izhodišču minimum. Poleg tega opazimo tudi podobnost med oblikami posameznih rodov, do katere pride zaradi majhne razlike med lomnima količnikoma sredice in plašča ($n_1 \approx n_2$). V takem primeru se sekularne enačbe poenostavijo, nekateri rodovi so med seboj degenerirani in dajo enako rešitev. Poleg rodov z enako obliko in različno polarizacijo so tako med seboj degenerirani še $HE_{\nu+1,m}$ in $EH_{\nu-1,m}$ rodovi. Degenerirane rodove lahko združimo v linearne kombinacije teh valov in dobimo pretežno linearno polarizirane rodove.

LP rodovi

Za praktično uporabo so najpomembnejši linearno polarizirani rodovi. Taki rodovi niso točne rešitve valovne enačbe v cilindrični geometriji, ampak jih zapišemo kot linearno kombinacijo lastnih rodov, ki pa so zaradi majhne razlike med lomnima količnikoma sredice in plašča degenerirani. Tudi te rodove označimo z dvema indeksoma: prvi določa število azimutalnih vozlov, drugi pa število radialnih vrhov. Poglejmo nekaj primerov (slika 10.10).

Osnovni LP_{01} je kar približno enak osnovnemu HE_{11} rodu. Električna poljska jakost je

$$\mathbf{E}_{\mathrm{LP01}} \propto \begin{Bmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_y \end{Bmatrix} J_0(k_s a), \tag{10.45}$$

saj ima dve možni smeri polarizacije. V splošnem so LP_{0m} zelo podobni rodovom HE_{1m}.

Višje rodove, na primer LP_{11} sestavimo kot linearno kombinacijo TE_{01} ali TM_{01} in HE_{21}. Električna poljska jakost v LP_{11} je tako

$$\mathbf{E}_{\mathrm{LP11}} \propto \begin{Bmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_y \end{Bmatrix} J_1(k_s a) \begin{Bmatrix} \cos\varphi \\ \sin\varphi \end{Bmatrix}, \tag{10.46}$$

kar opisuje štiri različne oblike rodov LP_{11}.

Tudi LP_{21} rodovi, ki jih dobimo kot kombinacijo HE_{31} in EH_{11} rodov, imajo štiri oblike

$$\mathbf{E}_{\mathrm{LP21}} \propto \begin{Bmatrix} \mathbf{e}_x \\ \mathbf{e}_y \end{Bmatrix} J_2(k_s a) \begin{Bmatrix} \cos 2\varphi \\ \sin 2\varphi \end{Bmatrix}. \tag{10.47}$$

Linearno polarizirani LP rodovi imajo precejšno uporabno vrednost. To so namreč rodovi, ki jih v vlaknu vzbudimo, ko nanj posvetimo s polarizirano lasersko svetlobo. Zavedati pa se moramo, da to niso lastni rodovi vlakna, ampak njihove linearne kombinacije, ki po vlaknu potujejo z malenkost različnimi hitrostmi. Polarizacija svetlobe se zato vzdolž vlakna rahlo spreminja.

Naloga 10.3.1 Pokaži, da je približno število dovoljenih rodov v cilindričnem vlaknu pri izbrani normalizirani frekvenci $V = k_0 a NA$ enako

$$N = \frac{4V^2}{\pi^2}. \tag{10.48}$$

Namig: Upoštevaj asimptotični razvoj Besslovih funkcij za velike argumente

$$J_\nu(x) \approx \sqrt{\frac{2}{\pi x}} \cos\left(x - \frac{\nu\pi}{2} - \frac{\pi}{4}\right). \tag{10.49}$$

Slika 10.10: Gostota svetlobnega toka in smeri električne poljske jakosti za približno linearne rodove LP_{01}, LP_{02}, LP_{11} in LP_{21}.

Cilindrično vlakno s paraboličnim profilom lomnega količnika

Čeprav je račun lastnih načinov v cilindričnem vlaknu zapleten, lahko razmeroma enostavno poiščemo rešitve za vlakno, v katerem je dielektrična konstanta kvadratna funkcija radialne koordinate r.

$$\varepsilon(r) = \varepsilon_1 - Cr^2, \tag{10.50}$$

pri čemer je sprememba navadno majhna. Če zapišemo enačbo z lomnimi količniki in vpeljemo smiselne parametre, dobimo

$$n^2\,(r < a) = n_1^2 - \Delta^2 \frac{r^2}{a^2}, \tag{10.51}$$

pri čemer a označuje polmer vlakna. Enačbo lahko tudi razvijemo za majhno razliko Δ in za vse smiselne vrednosti r ima tudi lomni količnik parabolični profil. Parabolična sredica je seveda omejena, okoli nje pa je plašč s konstantnim lomnim količnikom $n_2 \approx n_1 - \Delta^2/2n_1$ (slika 10.11). Tipičen polmer sredice a je nekaj deset mikrometrov, plašča pa je približno petkrat toliko.

Slika 10.11: Parabolični profil lomnega količnika sredice zmanjša disperzijo v vlaknu. Plašč je praviloma bistveno debelejši od sredice vlakna.

Električno poljsko jakost za izbrano polarizacijo zapišemo v obliki

$$E = E_0\,\psi(x,y)\,e^{i\beta z}e^{-i\omega t} \tag{10.52}$$

Pri tem smo zanemarili, da zaradi odvisnosti od prečnih koordinat in pogoja $\nabla\cdot\mathbf{D} = 0$ polje ne more imeti povsod iste smeri; za bolj natančen račun bi morali v gornji obliki zapisati vektorsko polje. Vstavimo približni nastavek (enačba 10.52) in krajevno odvisnost lomnega količnika (enačba 10.51) v valovno enačbo (1.14) in dobimo

$$\nabla_\perp^2\psi + \left[k_0^2\left(n_1^2 - \Delta^2\frac{r^2}{a^2}\right) - \beta^2\right]\psi = 0. \tag{10.53}$$

Rešitve lahko zapišemo v obliki

$$\psi(x,y) = X(x)Y(y) \tag{10.54}$$

in dobimo dve neodvisni enačbi

$$X'' - \frac{k_0^2\Delta^2}{a^2}Xx^2 - \lambda_1 X = 0 \qquad \text{in} \qquad Y'' - \frac{k_0^2\Delta^2}{a^2}Yy^2 - \lambda_2 Y = 0, \tag{10.55}$$

pri čemer sta λ_1 in λ_2 konstanti. Opazimo, da sta enačbi popolnoma enaki enačbama za krajevni del lastnih funkcij harmonskega oscilatorja v kvantni mehaniki. Rešitev posamezne enačbe je tako produkt Gaussove in Hermitove funkcije

$$X_n(x) = e^{-\xi^2x^2/2}H_n(\xi x), \tag{10.56}$$

pri čemer je $\xi = \sqrt{k_0\Delta/a}$.

Naloga 10.3.2 Uporabi nastavek (10.56) in pokaži, da reši enačbo (10.55). Pri tem si pomagaj z diferencialno enačbo za Hermitove polinome

$$\left(\frac{d^2}{dx^2} - 2x\frac{d}{dx} + 2n\right) H_n(x) = 0. \tag{10.57}$$

Lastne vrednosti enačbe so oblike

$$\beta_{mn}^2 = n_1^2 k_0^2 \left(1 - \frac{2\Delta}{k_0 n_1^2 a}(m+n+1)\right). \tag{10.58}$$

Drugi člen v oklepaju je navadno zelo majhen, zato lahko izraz razvijemo in

$$\beta_{mn} = n_1 k_0 \left(1 - \frac{\Delta}{k_0 n_1^2 a}(m+n+1)\right) = n_1 k_0 - \frac{\Delta(m+n+1)}{n_1 a}. \tag{10.59}$$

Ob privzetku, da je Δ neodvisna od frekvence, je grupna hitrost

$$v_g = \left(\frac{d\beta_{mn}}{d\omega}\right)^{-1} = \frac{c_0}{n_1} \tag{10.60}$$

in torej enaka za vse rodove. To je pomembna značilnost vlakna s paraboličnim profilom lomnega količnika. V dejanskem vlaknu je seveda taka odvisnost mogoča le v omejenem območju sredice, zato je tudi gornja analiza le približna in velja dobro za tiste rodove, ki se ne raztezajo dosti izven sredice.

Neodvisnost grupne hitrosti od roda je praktično zelo pomembna. Grupna hitrost namreč določa čas potovanja svetlobnega sunka, ki lahko predstavlja en bit informacije. Če se po vlaknu širi več rodov z različnimi grupnimi hitrostmi, se sunek po prehodu skozi vlakno razširi, kar – kot bomo podrobneje videli v naslednjem razdelku – omejuje uporabno dolžino vlakna. Temu se sicer lahko izognemo z uporabo enorodovnih vlaken, ki pa so dražja, poleg tega morata divergenca in polmer svetlobnega snopa natančno ustrezati značilnostim enorodovnega vlakna, da se izognemo izgubam. Zato se za krajše zveze uporabljajo večrodovna vlakna, ki imajo sredico s približno paraboličnim profilom lomnega količnika.

10.4 Disperzija

Pri prenosu velike količine podatkov na daljavo je zelo pomembno, da se oblika svetlobnih sunkov, ki prenašajo informacijo, čim manj spremeni. Na obliko sunka močno vpliva disperzija, to je odvisnost fazne in grupne (skupinske) hitrosti valovanja od frekvence. Zaradi disperzije se kratki sunki, ki potujejo po vlaknu, podaljšajo in tako omejujejo količino informacije, ki jo lahko prenašamo po vlaknu dane dolžine.

Slika 10.12: Zaradi disperzije se širina sunkov svetlobe, ki potujejo skozi vlakno, močno poveča, zato jih na izhodu iz vlakna ne moremo več ločiti.

V splošnem ločimo pri potovanju svetlobe po optičnih vlaknih tri vrste disperzije: materialno, valovodno in rodovno. Do materialne disperzije pride zaradi odvisnosti lomnega količnika vlakna od valovne dolžine svetlobe. Valovodna disperzija se pojavi zaradi nelinearne zveze med valovnim številom β in frekvenco valovanja. Rodovna disperzija pa je posledica različnih hitrosti različnih rodov. Govorimo lahko še o polarizacijski disperziji, saj smo že spoznali, da je hitrost valovanja svetlobe v vodniku odvisna tudi od polarizacije valovanja. Poglejmo si disperzije podrobneje.

Materialna disperzija

Vzemimo najprej enorodovno vlakno in naj bo svetloba v vlaknu modulirana v obliki kratkih sunkov, ki nosijo informacijo. Kratki sunki svetlobe potujejo z grupno hitrostjo

$$v_g = \frac{d\omega}{d\beta} = \left(\frac{d\beta}{d\omega}\right)^{-1} = \frac{c_0}{n_g}, \tag{10.61}$$

pri čemer smo vpeljali grupni lomni količnik n_g. Ker je sunek končno dolg, ima končno spektralno širino $\Delta\lambda = \lambda_{\max} - \lambda_{\min}$. O materialni disperziji govorimo, kadar je lomni količnik vlakna odvisen od valovne dolžine svetlobe in zato različne spektralne komponente potujejo po vlaknu z različnimi hitrostmi. Dolžino sunka τ po prehodu skozi vlakno dolžine L zapišemo kot

$$\tau_m = \frac{L}{v_g(\lambda_{\max})} - \frac{L}{v_g(\lambda_{\min})} = \frac{L}{c_0}\left(n_g(\lambda_{\max}) - n_g(\lambda_{\min})\right) = \frac{L}{c_0}\frac{dn_g}{d\lambda}\Delta\lambda. \tag{10.62}$$

Za enorodovno vlakno približno velja $k_x \approx 0$ in $\beta \approx n_1\omega/c_0$. Sledi

$$n_g = c_0\frac{d\beta}{d\omega} = n_1 + \omega\frac{dn_1}{d\omega} = n_1 - \lambda\frac{dn_1}{d\lambda} \tag{10.63}$$

in

$$\frac{dn_g}{d\lambda} = -\lambda\frac{d^2n_1}{d\lambda^2}. \tag{10.64}$$

To vstavimo v izraz za dolžino sunka (enačba 10.62) in lahko zapišemo

$$\boxed{\tau_m = D_m L \Delta\lambda,} \tag{10.65}$$

pri čemer je D_m koeficient materialne disperzije

$$\boxed{D_m = -\frac{\lambda}{c_0}\frac{d^2n_1}{d\lambda^2}.} \tag{10.66}$$

Navadno ga izrazimo v enotah ps/nm km, njegova vrednost pa je lahko pozitivna ali negativna. V snoveh, ki jih uporabljamo za optična vlakna, je D_m reda 10 ps/nm km, lahko pa seže tudi do več 100 ps/nm km, odvisno seveda od valovne dolžine in izbrane snovi.

Materialno disperzijo lahko zmanjšamo na več načinov. Lahko uporabimo čim bolj enobarven vir svetlobe, da zmanjšamo $\Delta\lambda$. Za snovi, ki so v uporabi, lahko celo izberemo valovno dolžino, pri kateri je koeficient materialne disperzije enak nič. Pri SiO_2 je to pri okoli 1300–1500 nm, odvisno od dopiranja stekla. Še najbolj uporabna pa je rešitev, pri kateri z materialno disperzijo izničimo vpliv drugih disperzij in na ta način zmanjšamo skupno disperzijo v vlaknu.

Valovodna disperzija

Spomnimo se, da v vlaknu velja zveza med prečno k_s in vzdolžno komponento β valovnega vektorja (enačba 10.35)

$$\beta^2 + k_s^2 = k_0^2 n_1^2 = \left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2 n_1^2. \tag{10.67}$$

Pri tem moramo k_s izračunati numerično iz sekularne enačbe (ki je podobna enačbi 10.42). Rešitev je odvisna od valovne dolžine svetlobe oziroma njene frekvence. Valovno število

$$\beta = \sqrt{\left(\frac{\omega}{c_0}\right)^2 n_1^2 - k_s(\omega)^2} \tag{10.68}$$

je tako nelinearna funkcija frekvence, zaradi česar pride do disperzije. Če naredimo podoben račun kot pri materialni disperziji, je razširitev začetnega kratkega sunka enaka

$$\tau_v = \frac{L}{v_g(\omega_{\max})} - \frac{L}{v_g(\omega_{\min})} = L\frac{d\beta}{d\omega}(\omega_{\max}) - L\frac{d\beta}{d\omega}(\omega_{\min}) = L\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\Delta\omega. \tag{10.69}$$

Upoštevamo zvezo med valovno dolžino in frekvenco in dobimo

$$\tau_v = -\frac{2\pi c_0}{\lambda^2}\frac{d^2\beta}{d\omega^2}L\Delta\lambda = D_v L\Delta\lambda, \tag{10.70}$$

pri čemer je D_v koeficient valovodne disperzije

$$D_v = -\frac{2\pi c_0}{\lambda^2}\frac{d^2\beta}{d\omega^2}. \tag{10.71}$$

Prispevek valovodne disperzije je praviloma najmanjši, reda 1–10 ps/nm km. Znaten postane v enorodovnih vlaknih v območju, kjer je materialna disperzija zelo majhna ali celo enaka nič. V vlaknih s homogeno sredico se valovodni disperziji ne moremo izogniti, lahko pa jo pri dani valovni dolžini izničimo z materialno (slika 10.13).

Slika 10.13: Odvisnost disperzije od valovne dolžine v SiO_2 vlaknu. D_m je materialna disperzija, D_v valovodna, D pa je vsota obeh. Pri valovni dolžini okoli 1450 nm se materialna in valovodna disperzija odštejeta in skupna disperzija je praktično enaka nič.

★ Na valovodno disperzijo je mogoče vplivati tudi s konstrukcijo vlakna. Pokazali smo že, da v idealnem primeru v vlaknu s paraboličnim profilom lomnega količnika disperzije ni. V praksi je sredica sestavljena iz več plasti z različnimi lomnimi količniki in različnimi debelinami, s čimer se prispevek valovodne disperzije spremeni. Na ta način lahko položaj ničle celotne disperzije premaknemo k valovni dolžini izvora oziroma k valovni dolžini, pri kateri je najmanj absorpcije in izgub.

Količina podatkov, ki jih lahko prenašamo po enorodovnem vlaknu je kar približno obratno sorazmerna s širino izhodnih sunkov svetlobe. Pri celotni disperziji 5 ps/nm km in spektralni širini 1 nm je tako v 100 km dolgem vlaknu najvišja frekvenca modulacije okoli 2 GHz. V nadaljevanju bomo videli, da je pri prenosu podatkov v vlaknih poglavitni omejujoči faktor ravno disperzija in ne absorpcija.

Rodovna disperzija

Do zdaj smo obravnavali disperzijo v enorodovnih vlaknih, v katerih lahko disperzijo močno zmanjšamo. V večrodovnih vlaknih pa je poglavitni vzrok širjenja sunkov rodovna disperzija. Do nje pride zaradi razlike v hitrostih posameznih rodov.

Obravnavajmo vlakno, v katerem se širi več rodov. Osnovni rod ima najmanjšo vrednost in uporabimo kar približek $k_s \approx 0$ in $\beta \approx k_0 n_1$. Zadnji še dovoljeni rod ima največjo vrednost $k_s \approx NA\, k_0$ in $\beta \approx k_0 n_2$. Grupna lomna količnika za prvi in zadnji rod sta tako

$$n_{g0} = c_0 \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right) = c_0 \frac{d(k_0 n_1)}{d\omega} = n_1 + \omega \frac{dn_1}{d\omega} \tag{10.72}$$

in

$$n_{gN} = c_0 \left(\frac{d\beta}{d\omega} \right) = c_0 \frac{d(k_0 n_2)}{d\omega} = n_2 + \omega \frac{dn_2}{d\omega}. \tag{10.73}$$

Razširitev sunka je

$$\tau_r = \frac{L}{v_{g0}} - \frac{L}{v_{gN}} = \frac{L}{c_0}(n_{g0} - n_{gN}) \approx \frac{L}{c_0}(n_1 - n_2). \tag{10.74}$$

Za 1 km dolgo vlakno z razliko lomnih količnikov $\Delta n = 0,05$ je tako največja frekvenca modulacije okoli 10 MHz, kar je znatno manj od enorodovnih vlaken. Čeprav lahko disperzijo zmanjšamo s paraboličnim profilom lomnega količnika, so večrodovna vlakna za prenos informacije na dolge razdalje praktično neuporabna.

V večrodovnem vlaknu je treba upoštevati prispevke vseh treh disperzij. Materialna in valovodna sta obe odvisni od valovne dolžine in zato medsebojno korelirani, rodovna pa je predvsem odvisna od zgradbe vlakna in je od prvih dveh praktično neodvisna. Ko na tako vlakno posvetimo s sunkom, katerega spekter je Gaussove oblike, bo dolžina sunka po prehodu skozi vlakno

$$\tau = \sqrt{(\tau_m + \tau_v)^2 + \tau_r^2}. \tag{10.75}$$

★ Omenili smo tudi polarizacijsko disperzijo, do katere pride zaradi različnih hitrosti valovanj z različnima polarizacijama. V idealnem cilindričnem vlaknu potujeta obe polarizaciji z enako hitrostjo. V realnem vlaknu pa pride na nečistočah in asimetrijah v vlaknu do različnih hitrosti za različni polarizaciji. Ker so nečistoče slučajno in neodvisno razporejene, tako disperzijo zelo težko odpravimo.

10.5 *Potovanje kratkega sunka po enorodovnem vlaknu

Podaljšanje sunka zaradi disperzije

Poglejmo si podrobneje, kako po enorodovnem vlaknu ali drugem sredstvu z disperzijo potuje kratek sunek valovanja z dano začetno obliko. Sunek zapišimo kot

$$E(x,y,z,t) = \psi(x,y)\, a(z,t), \tag{10.76}$$

kjer je $\psi(x,y)$ lastna rešitev prečnega dela valovne enačbe, ki določa tudi zvezo $\beta(\omega)$. Funkcija $a(z,t)$ opisuje obliko sunka v smeri z in tudi njegovo širjenje. Razvijmo jo po ravnih valovih z ustreznimi amplitudnimi faktorji pri $z = 0$

$$a(0,t) = \int \tilde{A}(\omega)\, e^{-i\omega t} d\omega. \tag{10.77}$$

Ko sunek potuje vzdolž osi z, moramo vsaki frekvenčni komponenti pripisati ustrezen fazni faktor $i\beta(\omega)z$. Tako dobimo

$$a(z,t) = \int \tilde{A}(\omega)\, e^{i\beta(\omega)z - i\omega t} d\omega. \tag{10.78}$$

Osnovni sunek naj bo približno monokromatičen s frekvenco ω_0, kar pomeni, da je mnogo daljši od optične periode. Potem lahko lahko $\beta(\omega)$ razvijemo okoli ω_0, pri čemer vpeljemo razliko frekvenc $\Omega = \omega - \omega_0$

$$\beta(\omega_0 + \Omega) \approx \beta(\omega_0) + \frac{d\beta}{d\omega}\Omega + \frac{1}{2}\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\Omega^2. \tag{10.79}$$

Enačbo (10.78) tako prepišemo v

$$a(z,t) = \int \tilde{A}(\Omega)\, e^{i\beta(\omega_0+\Omega)z - i(\omega_0+\Omega)t} d\Omega \tag{10.80}$$

$$= e^{i\beta(\omega_0)z - i\omega_0 t} A(z,t). \tag{10.81}$$

Funkcija $A(z,t)$ očitno predstavlja prostorsko in časovno odvisnost ovojnice sunka. Z upoštevanjem razvoja (enačba 10.79) jo zapišemo kot

$$A(z,t) = \int \tilde{A}(\Omega) \exp\left(i\frac{d\beta}{d\omega}\Omega z + \frac{i}{2}\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\Omega^2 z - i\Omega t \right) d\Omega. \tag{10.82}$$

Vpeljemo še grupno hitrost $v_g = d\omega/d\beta$ in ovojnico zapišemo kot

$$A(z,t) = \int \tilde{A}(\Omega) \exp\left(i\Omega\left(\frac{z}{v_g} - t\right) + \frac{i}{2}\frac{d}{d\omega}\left(\frac{1}{v_g}\right)\Omega^2 z \right) d\Omega. \tag{10.83}$$

V primeru, da je grupna hitrost neodvisna od frekvence, da torej ni disperzije grupne hitrosti, je drugi člen v eksponentu enak nič. Takrat je ovojnica enaka

$$A(z,t) = \int \tilde{A}(\Omega)\, e^{i\Omega\left(\frac{z}{v_g} - t\right)} d\Omega = A\left(0, t - \frac{z}{v_g}\right), \tag{10.84}$$

kar je ravno enako obliki signala pri $z = 0$. Oblika sunka se ob odsotnosti disperzije ohranja in sunek poljubne začetne oblike nepopačen potuje po vlaknu z grupno hitrostjo.

Vrnimo se k enačbi (10.83). Odvajajmo jo po z

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} = \left(i\Omega\frac{1}{v_g} + \frac{i}{2}\frac{d}{d\omega}\left(\frac{1}{v_g}\right)\Omega^2 \right) A(z,t). \tag{10.85}$$

Desno stran izraza lahko zapišemo s časovnimi odvodi ovojnice in dobimo

$$\frac{\partial A(z,t)}{\partial z} = -\frac{1}{v_g}\frac{\partial A(z,t)}{\partial t} - \frac{i}{2}\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2} \tag{10.86}$$

oziroma

$$\left(\frac{\partial}{\partial z} + \frac{1}{v_g}\frac{\partial}{\partial t}\right) A(z,t) = -\frac{i}{2}\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\frac{\partial^2 A(z,t)}{\partial t^2}. \tag{10.87}$$

Enačbo lahko nekoliko poenostavimo z vpeljavo novih neodvisnih spremenljivk

$$\begin{aligned} \tau &= t - \frac{z}{v_g} \\ \zeta &= z. \end{aligned} \tag{10.88}$$

Za vrh sunka, ki naj ima pri $t = 0$ koordinato $z = 0$ in se giblje z grupno hitrostjo, je vselej $\tau = 0$. Spremenljivka τ torej predstavlja čas v točki $z = \zeta$, merjen od trenutka, ko tja prispe osrednji del sunka. Z novima spremenljivkama se enačba (10.87) prepiše v

$$\frac{d^2\beta}{d\omega^2}\frac{\partial^2 A}{\partial \tau^2} - 2i\frac{\partial A}{\partial \zeta} = 0 \tag{10.89}$$

Ta enačba ima isto obliko kot obosna valovna enačba, ki smo jo v drugem poglavju uporabili za obravnavo koherentnih snopov (enačba 3.5). Spomnimo se, da obosno valovno enačbo rešijo Gaussovi snopi (enačba 3.29).

Podobnost med pojavoma seže dlje od formalne oblike. Pri snopih, ki so omejeni v prečni smeri, disperzija fazne in grupne hitrosti po prečnih komponentah valovnega vektorja povzroča spreminjanje prečnega preseka snopa. Pri časovno omejenih sunkih v sredstvu s frekvenčno disperzijo se namesto preseka sunka spreminja njegova vzdolžna oblika. Poglejmo, kako.

Enačba (10.89) je zelo podobna obosni valovni enačbi, le da ima tukaj vlogo prečne koordinate čas τ. Po analogiji s snopi lahko sklepamo, da se najmanj širi ravno sunek z Gaussovo časovno odvisnostjo. Celotnega računa nam ni treba ponavljati, namesto tega kar v izrazu za Gaussove snope (enačba 3.29) napravimo ustrezno zamenjavo spremenljivk. Iz enačbe (10.89) razberemo, da valovnemu številu k pri snopih ustreza parameter $\mu = (d^2\beta/d\omega^2)^{-1}$. Poleg tega vpeljemo trajanje sunka σ, ki ustreza polmeru Gaussovega snopa w, in parameter b, ki ustreza krivinskemu radiju R. Oba parametra sta seveda odvisna od ζ, tako kot sta parametra w in R odvisna od z.

Za obliko podaljšanega Gaussovega sunka dobimo

$$A(\zeta,\tau) = \frac{A_0}{\sqrt{1+\frac{\zeta^2}{\zeta_0^2}}}\exp\left(-\frac{\tau^2}{\sigma^2}\right)\exp\left(-i\frac{\mu\tau^2}{2b}\right)e^{i\phi(\zeta)}. \tag{10.90}$$

Pri tem za dolžino sunka σ velja enaka zveza kot za polmer Gaussovega snopa (enačba 3.19)

$$\sigma^2 = \sigma_0^2\left[1+\left(\frac{\zeta}{\zeta_0}\right)^2\right]. \tag{10.91}$$

Tu je σ_0 trajanje sunka pri $\zeta = 0$, to je na začetku, kjer je sunek najkrajši. Dodatna skupna faza $\phi(\zeta)$ ni posebno pomembna, pač pa je zanimiv drugi eksponentni faktor v enačbi (10.90). V njem smo z $b = \zeta\left(1+\zeta_0^2/\zeta^2\right)$ označili količino, ki je analogna krivinskemu radiju valovnih front v primeru Gaussovih snopov (enačba 3.25).

Slika 10.14: Primerjava krajevne širitve Gaussovega snopa in časovne širitve Gaussovega sunka

Odvod faze po τ predstavlja spremembo frekvence glede na centralno frekvenco sunka ω_0

$$\omega - \omega_0 = \frac{\mu\tau}{b}. \tag{10.92}$$

Za pozitivne vrednosti μ je frekvenca na začetku sunka, to je pri $\tau < 0$, manjša od ω_0, z naraščajočim časom pa se linearno povečuje proti koncu sunka. Dobimo torej podobno obnašanje, kot ga poznamo iz nelinearne optike (glej sliko 8.14 a).

Pri $\zeta = 0$ je sunek najkrajši možen pri dani spektralni širini. Lahko si mislimo, da je sunek najkrajši, to je omejen s Fourierevo transformacijo spektra, kadar se vse frekvenčne komponente seštejejo z isto fazo, to je pri $\zeta = 0$. Da dobimo najkrajše sunke, kadar je faza vseh delnih valov enaka, smo srečali že pri fazno uklenjenih sunkih iz večfrekvenčnih laserjev (poglavje 6.7). Pri potovanju sunka se zaradi disperzije faze frekvenčnih komponent različno spreminjajo in sunek se podaljša. Pri tem je pomemben drugi odvod fazne hitrosti po frekvenci. Linearno spreminjanje faze namreč ne povzroči razširitve, temveč le razliko med grupno in fazno hitrostjo.

Naloga 10.5.1 Naj bo vpadni sunek svetlobe Gaussove oblike $E(x,y,z=0,t) = \psi(x,y)e^{-at^2-i\omega_0 t}$. Pokaži, da je ustrezna funkcija $\tilde{A}(\Omega)$ oblike

$$\tilde{A}(\Omega) = \frac{1}{\sqrt{4\pi a}} e^{-\Omega^2/4a}, \tag{10.93}$$

nato pa z neposredno integracijo (enačba 10.83) pokaži, da je rezultat enak ovojnici, zapisani z enačbo (10.90), pri čemer je

$$\zeta_0 = \frac{\mu}{2a}. \tag{10.94}$$

Naloga 10.5.2 Uporabi enačbo (10.91) in pokaži, da je najmanjše podaljšanje sunka svetlobe pri dani dolžini vlakna enako

$$\tau_v(L) = \sqrt{\frac{2\ln 2}{a}}\sqrt{1+\frac{4a^2L^2}{\mu^2}} = \tau_v(0)\sqrt{1+\left(\frac{4\ln 2}{\tau_v(0)^2\mu}L\right)^2} \tag{10.95}$$

in za velike dolžine enako izrazu, ki smo ga izračunali pri valovodni disperziji (enačba 10.69).

Kompenzacija disperzije

Razširitev sunka zaradi pozitivne disperzije je pri $\mu > 0$ mogoče kompenzirati s parom vzporednih uklonskih mrežic, kot kaže slika (10.15). Prva mrežica različne frekvenčne komponente razkloni, druga pa ponovno zbere, vendar so pri tem dolžine optičnih poti za različne komponente različno dolge. Pokazali bomo, da je celoten učinek enak kot pri razširjanju sunka po sredstvu z negativno disperzijo. Vzporednost uklonskih mrežic zagotavlja vzporednost izhodnih žarkov, vendar so različne komponente vpadne svetlobe med seboj razmaknjene (slika 10.15 a). V praksi zato uporabimo ali dva para uklonskih mrežic ali pa zrcalo, ki svetlobo usmeri po isti poti nazaj.

Slika 10.15: Kompenzacija disperzije z uklonskima mrežicama (a) in shema z oznakami (b).

Naj na par vzporednih uklonskih mrežic vpada ravni val pod kotom α, odbije pa naj se pod kotom $\beta = \beta(\omega)$ (slika 10.15 b). Pot, ki jo prepotuje žarek od vpada na mrežico do izhoda iz sistema (med točkama A in B), je enaka

$$P = \frac{L}{\cos\beta}\left(1 + \cos(\alpha + \beta)\right). \tag{10.96}$$

Zaradi uklona velja zveza $\sin\alpha - \sin\beta = \lambda/\Lambda$, pri čemer je λ valovna dolžina svetlobe, Λ pa perioda uklonske mrežice. Pri fazi moramo upoštevati še fazni premik na drugi mrežici

$$\Phi_m = \frac{2\pi}{\Lambda} L \tan\beta. \tag{10.97}$$

Celotna sprememba faze je tako $\Phi = \omega P/c + \Phi_m$.

Naloga 10.5.3 Pokaži, da je drugi odvod faze po kotni frekvenci enak

$$\frac{d^2\Phi}{d\omega^2} = -\frac{Lcq^2}{\sqrt{\omega^2 - (\omega\sin\alpha + cq)^2}^{3/2}}, \tag{10.98}$$

pri čemer je $q = 2\pi/\Lambda$.

Račun v gornji nalogi pokaže, da je disperzija, določena z drugim odvodom faze po kotni hitrosti (enačba 10.98), vedno negativna. Par vzporednih uklonskih mrežic torej deluje kot sredstvo z negativno disperzijo in sunek, ki se je razširil zaradi potovanja po sredstvu s pozitivno disperzijo, lahko skrajša do meje, določene s širino spektra.

★ Postopek kompenzacije disperzije se uporablja za pridobivanje zelo kratkih sunkov. Sunku iz fazno uklenjenega barvilnega ali Ti:safirnega laserja se najprej v nelinearnem sredstvu razširi spekter, pri čemer se sunek tudi časovno podaljša. Razširjen sunek se nato s parom mrežic skrajša za faktor 10–100 glede na prvotno dolžino sunka. Tako nastanejo sunki, dolgi le okoli 10 fs, kar je le še nekaj optičnih period. V vmesni stopnji, ko je sunek podaljšan, ga lahko tudi dodatno ojačamo, česar s prvotnim kratkim in že tako razmeroma močnim sunkom ne bi mogli narediti. Ojačan sunek nato s parom uklonskih mrežic ponovno zberemo in nastane zelo kratek zelo močen sunek svetlobe.

10.6 Izgube in ojačanje v optičnih vlaknih

Pri prenosu informacij z optičnimi vlakni je poleg disperzije, ki signal popači, treba upoštevati tudi izgube, ki signal oslabijo. Do izgub pride predvsem zaradi absorpcije svetlobe v snovi, Rayleighovega sipanja na termičnih fluktuacijah gostote, sipanja na nečistočah, izgub na stiku med vlakni in izgub zaradi upognjenosti vlakna. Za prenos na dolge razdalje je tako potreben razmeroma močen signal, ki pa ne sme biti premočen, saj bi lahko v vlaknu prišlo do nelinearnih optičnih pojavov. V praksi zato optični signal, ki potuje po čezoceanskih vlaknih, ojačujemo.

Pri izdelavi optičnih vlaken se najpogosteje uporablja kremenovo steklo, ki ima najmanjšo absorpcijo svetlobe v bližnjem infrardečem območju (1300–1500 nm). Navadno mu dodamo primesi, s čemer dosežemo želen lomni količnik in zmanjšanje disperzije.

Za merilo izgub v vlaknu vpeljemo atenuacijski koeficient

$$A[dB] = -10\log_{10}\frac{j(z)}{j(0)}, \tag{10.99}$$

pri čemer je $j(z)$ intenziteta svetlobe po prepotovani razdalji z. Če se po kilometru signal zmanjša na polovico, so izgube 3 dB/km. Dobra vlakna dosegajo pri valovni dolžini 1,55 µm izgube okoli 0,2 dB/km. Za primerjavo: navadno steklo ima pri vidni svetlobi atenuacijski koeficient okoli 1000 dB/km.

Slika 10.16: Izgube v vlaknu v odvisnosti od valovne dolžine: vijolična črta – UV absorpcija, črna črta – IR absorpcija, zelena črta – absorpcija na OH ionih in modra črta – izgube zaradi Rayleighovega sipanja. Z rdečo črto je označena skupna absorpcija.

Slika (10.16) prikazuje značilno odvisnost izgub od valovne dolžine za dobro enorodovno vlakno iz kremenovega stekla. Celotne izgube (rdeča črta) so sestavljene iz vrste različnih prispevkov. Pri kratkih valovnih dolžinah je absorpcija velika zaradi elektronskih prehodov v steklu (vijolična črta). Širina reže za SiO_2 je namreč okoli 8,9 eV, kar ustreza valovni dolžini okoli 140 nm. Pri velikih valovnih dolžinah pride do absorpcije zaradi vibracijskih prehodov (črna črta). Čeprav so ti prehodi pri nižjih frekvencah, so vrhovi zelo široki in sežejo do okoli 1500 nm. Absorpcija na nečistočah lahko ob pazljivi izdelavi postane skoraj v celotnem območju praktično zanemarljiva. Najbolj problematična nečistoča je voda oziroma OH^- ioni, ki imajo velik dipolni moment in izrazito absorpcijo pri 1380 nm (zelena črta). Zelo pomemben prispevek k absorpciji, posebej pri krajših valovnih dolžinah, je sipanje na fluktuacijah gostote (Rayleighovo sipanje), saj je sorazmerno z λ^{-4} (modra črta).

S slike je razvidno, da so izgube najmanjše okoli 1,55 µm, zato se to območje največ uporablja za prenos signalov na velike razdalje. Izgube so tako majhne, da omogočajo prenos signala do nekaj sto kilometrov brez vmesnega ojačevanja. Teh izgub na vlaknih se ne bo dalo več kaj dosti izboljšati, saj so že zdaj na meji, določeni s termičnimi fluktuacijami. Pri dolžini optičnih zvez tako izgube niso več glavna omejitev, ampak je to popačitev signala zaradi disperzije.

Pri prenosu signalov z optičnimi vlakni vpeljemo različne pasove, ki ustrezajo različnim valovnim dolžinam. Pri valovnih dolžinah 1260–1360 nm je tako imenovani pas O (O - *original*), ki so ga sprva uporabljali zaradi razpoložljivih virov svetlobe in nizke disperzije. Sledita pas E (1360–1460 nm) in pas S (1460–1530 nm). Najširše uporabljan je pas C (C - *conventional*) pri valovnih dolžinah 1530–1565 nm, sledita mu še pas L (1565–1625 nm) in pas U (1625–1675 nm).

Po optičnem vlaknu lahko prenašamo več informacij, če za vsako posebej uporabimo drugo valovno dolžino. Temu procesu pravimo multipleksiranje po valovni dolžini (*wavelength-division multiplexing, WDM*). Na ta način dosežemo vzporeden prenos podatkov in hitrosti do 100 Tb/s. Shematsko je tak način prenosa podatkov prikazan na sliki (10.17). Oddajniki (O) oddajo sunke svetlobe, ki se rahlo razlikujejo v valovni dolžini. Z multiplekserjem (M) signale iz različnih kanalov zberemo in jih usmerimo v enorodovno vlakno. Vlakno prenaša signal, vmes ga po potrebi ojačamo (A), nato z demultiplekserjem (DM) signal razstavimo na posamezne kanale, ki jih zaznamo z ločenimi detektorji (D).

Slika 10.17: Shematski prikaz prenosa več signalov hkrati po enorodovnem vlaknu

*Izgube v ukrivljenem vlaknu

Pri vseh primerih do zdaj smo upoštevali, da je vlakno ravno oziroma da so mejne ploskve valovnega vodnika vzporedne. Kadar je vlakno ukrivljeno, del valovanja uhaja v plašč in izgube pri prenosu se povečajo. Te izgube tipično postanejo znatne, kadar je krivinski radij ukrivljenega vlakna centimeter ali manj. Poglejmo si pojav podrobneje na planparalelnem vodniku.

Naj bo vodnik dvodimenzionalna plast debeline a z lomnim količnikom n_1, ki je obdana s snovjo z lomnim količnikom n_2. Vodnik naj zdaj ne bo raven, temveč ukrivljen s krivinskim radijem R, tako da tvori del kolobarja z notranjim radijem $R - a/2$ in zunanjim radijem $R + a/2$, pri čemer je $R \gg a$ (slika 10.18).

Zapišimo Helmholtzevo enačbo (enačba 1.23) v cilindrični geometriji

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r} r \frac{\partial E}{\partial r} + \frac{1}{r^2}\frac{\partial^2 E}{\partial \varphi^2} + k_0^2 n^2(r)\, E = 0, \tag{10.100}$$

pri čemer ima $n(r)$ vrednost n_1 v sredici in n_2 v plašču. Pri tem ne pozabimo, da r ni več radialna koordinata vlakna, ampak označuje oddaljenost od središča krivine. Zanimajo nas rešitve oblike

$$E(r,\varphi) = \psi(r)\, e^{im\varphi} \tag{10.101}$$

kjer bomo privzeli, da je $\psi(r)$ znatna le v sredici.

Slika 10.18: K izračunu izgub v ukrivljenem vodniku

Naj bo $z = R\varphi$ dolžina loka vzdolž sredine sredice. Tedaj je faza nastavka (enačba 10.101) enaka $m\varphi = mz/R$ in valovno število $\beta = m/R$. Ker je valovna dolžina svetlobe dosti manjša od R, je m zelo veliko število. Funkcija ψ zadošča enačbi

$$\frac{d^2\psi}{dr^2} + \frac{1}{r}\frac{d\psi}{dr} + \left(k_0^2 n^2(r) - \frac{m^2}{r^2}\right)\psi = 0. \tag{10.102}$$

Rešitve za ψ so kombinacije Besslovih funkcij reda m, kar pa zaradi velikosti m ni posebno zanimivo.

Dosti več bomo izvedeli, če se problema lotimo malo drugače. Namesto r in φ vpeljemo koordinati $x = r - R$ in $z = R\varphi$. S tem preidemo nazaj na koordinate planparalelne plasti in iščemo popravke valovne enačbe v sredici (10.8), ki so reda $1/R$. Privzamemo, da je $1/r \approx 1/R$ in

$$\frac{m^2}{r^2} = \frac{m^2}{(R+x)^2} \approx \frac{m^2}{R^2}\left(1 - 2\frac{x}{R}\right) = \beta^2\left(1 - 2\frac{x}{R}\right). \tag{10.103}$$

Z upoštevanjem gornjih zvez enačbo (10.102) nadomestimo s približno enačbo za prečno obliko polja

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \left(k_0^2 n^2(r) - \beta^2\right)\psi + \frac{1}{R}\left(\frac{d\psi}{dx} + 2\beta^2 x\psi\right) = 0. \tag{10.104}$$

Člen, ki vsebuje prvi odvod $d\psi/dx$, lahko odpravimo z nastavkom

$$\psi(x) = e^{-x/2R}\zeta(x) \tag{10.105}$$

in dobimo

$$\frac{d^2\zeta}{dx^2} + \left(k_0^2 n^2(r) - \beta^2 - \frac{1}{4R^2}\right)\zeta + \frac{2\beta^2}{R}x\zeta = 0. \tag{10.106}$$

Gornja enačba je zelo podobna enačbi za izračun lastnih rodov v planparalelnem vodniku (10.8), pri čemer se β^2 poveča za $1/4R^2$. Poleg tega je prisoten dodatni člen, ki je linearno sorazmeren z x. Če ponovno naredimo analogijo med lastnimi načini v valovnem vodniku in stanji delca, ujetega v končno potencialno jamo, je ta člen enake oblike kot potencialna energija delca v konstantnem zunanjem električnem polju (slika 10.19). Podobno kot lahko ujeti delci uhajajo iz

potencialne jame (tunelirajo) uhaja tudi svetloba iz ukrivljenega vlakna. Izgube (oziroma delež prepuščene svetlobe) so tako eksponentno odvisne od krivinskega radija vlakna

$$A \propto e^{-CR}, \tag{10.107}$$

pri čemer je C konstanta, odvisna od lomnih količnikov sredice in plašča, od polmera vlakna ter od valovne dolžine potujoče svetlobe.

Slika 10.19: Lastni načini širjenja svetlobe po ravnem vodniku so analogni stanjem delca v končni potencialni jami (levo), načini širjenja po ukrivljenem vodniku pa so podobni stanjem delca v konstantnem zunanjem električnem polju (desno). Zaradi spremenjenega potenicala delci tunelirajo, svetloba pa uhaja iz vlakna.

Izgube na spoju dveh vlaken

Omenili smo že, da pride do izgub tudi na spoju dveh vlaken. V idealnem primeru sta dve stikajoči vlakni povsem enaki in se sredici povsem ujemata. Čim pa pride do majhnih odstopanj v velikosti ali poravnavi sredice, pa na stiku pride do izgub, na tipičnem spoju vlaken do okoli $0,2$–$0,5$ dB.

Omejimo se na spoj enorodovnih vlaken, v katerih krajevni del električne poljske jakosti osnovnega roda zapišemo kot

$$E(r,\varphi,z) = \psi(r,\varphi)e^{i\beta z}. \tag{10.108}$$

Za izračun sklopitve med dvema vlaknoma vpeljemo prekrivalni integral, ki pove, kolikšen delež vpadne moči iz prvega vlakna se sklopi v osnovni rod v drugem vlaknu. Sklopitveni faktor je

$$\eta = \frac{|\int \psi_1(r,\varphi)\psi_2^*(r,\varphi)rdrd\varphi|^2}{(\int |\psi_1|^2 rdrd\varphi)(\int |\psi_2|^2 rdrd\varphi)}, \tag{10.109}$$

pri čemer z indeksom 1 označimo osnovni rod v prvem vlaknu, z indeksom 2 pa v drugem. Točen izračun sklopitve je v splošnem precej zapleten, saj vsebuje integrale Besslovih funkcij. Zato račun pogosto poenostavimo, tako da prečno odvisnost osnovnega roda v cilindričnem vlaknu nadomestimo z Gaussovo funkcijo in uporabimo efektivni polmer snopa (enačba 10.44).

Izračunajmo za primer sklopitveni faktor in izgube na stiku dveh vlaken z rahlo različnima polmeroma. Po Marcusejevi formuli najprej določimo efektivna polmera Gaussovih snopov v obeh vlaknih w_1 in w_2. Prečni profil v prvem vlaknu je tako

$$\psi_1 = A_1 e^{-r^2/w_1^2}, \tag{10.110}$$

v drugem pa

$$\psi_2 = A_2 e^{-r^2/w_2^2}. \tag{10.111}$$

Ko gornja nastavka vstavimo v enačbo (10.109), dobimo

$$\eta = \frac{|\int A_1 e^{-r^2/w_1^2} A_2 e^{-r^2/w_2^2} 2\pi r dr|^2}{\left(\int A_1^2 e^{-2r^2/w_1^2} 2\pi r dr\right)\left(A_2^2 e^{-2r^2/w_2^2} 2\pi r dr\right)}, \tag{10.112}$$

od koder sledi

$$\eta = \frac{4w_1^2 w_2^2}{(w_1^2 + w_2^2)^2}. \tag{10.113}$$

Kadar sta polmera vlaken enaka, je prekrivanje popolno in $\eta = 1$. Z naraščajočo razliko med polmeroma pa vrednost η pojema. Pri tem ni pomembno, ali ima večji polmer prvo ali drugo vlakno, v obeh primerih pride do izgube signala. Intuitivno razumemo, da se signal izgubi pri prehodu iz večjega v manjše vlakno, obratno pa je tudi res, saj se v širšem končnem vlaknu poleg osnovnega lahko vzbudijo tudi višji rodovi.

Pri prehodu iz vlakna z $w = 10$ µm v vlakno s polmerom $w = 8$ µm (ali obratno), je sklopitveni faktor enak $0,95$. To je enako razmerju prepuščene intenzitete svetlobe, zato lahko izračunamo izgube kar z enačbo (10.99). Izračunana sklopitev ustreza izgubam $0,21$ dB.

Naloga 10.6.1 Pokaži, da je sklopitveni faktor za dve enaki vzporedni vlakni, ki sta iz osi izmaknjeni za Δ, enak

$$\eta = \exp\left(-\frac{\Delta^2}{w^2}\right). \tag{10.114}$$

Ojačanje v vlaknih

Zaradi znatnih izgub pri prenosu signalov na več tisoč kilometrov dolge razdalje je treba signal med prenosom ojačevati. To lahko naredimo elektronsko, kjer optični signal pretvorimo v električnega, tega ojačamo in ga nato pretvorimo nazaj v optičnega. Precej bolj priročna rešitev je optično ojačanje v vlaknu samem.

V ta namen se najpogosteje uporablja vlakno, dopirano z erbijevimi ioni[5]. Na določenih razdaljah (na okoli 100 km) svetlobo iz navadnega vlakna sklopimo v vlakno, v katerem so erbijevi ioni. S črpalnim laserjem erbijeve ione vzbudimo, da dosežemo obrnjeno zasedenost. Ko na dopirani del vlakna vpade svetlobni sunek z valovno dolžino okoli 1550 nm, pride do stimulirane emisije in sunek se ojači. Gre za povsem enak princip ojačanja svetlobe, kot ga poznamo iz delovanja laserja, le da tukaj svetloba ni ujeta v resonator, ampak se postopoma ojačuje vzdolž vlakna. Pri tem se intenziteta črpalnega laserja postopoma zmanjšuje, kar omejuje dolžino dopiranega vlakna. Spektralna širina ojačanja je zaradi sklopitev z ioni v steklu razmeroma široka, tudi 40 nm. To pomeni, da se hkrati ojačujejo signali različnih valovnih dolžin, kar je še posebej uporabno pri prenosu več signalov naenkrat.

V praksi se uporabljajo vlakna, v katerih je delež erbijevih ionov okoli $\sim 10^{-4}$. Črpalni laser je polprevodniški laser, ki deluje pri valovni dolžini 900 nm ali $1,48$ nm z močjo okoli 20–100 mW. Na ta način lahko v 10–30 m dolgih odsekih dosežemo več 1000-kratno ojačanje (30–40 dB).

[5] EDFA - *Erbium-doped fiber amplifier*, ojačevalnik na vlakno, dopirano z erbijem

10.7 Sklopitev svetlobe v vlakna

Do zdaj smo govorili o svetlobi, ki potuje po valovnem vodniku ali optičnem vlaknu. Kako pa svetlobo sploh sklopimo v vodnik? Poznamo več načinov sklopitve, obravnavali bomo čelno sklopitev, bočni sklopitvi s prizmo in s periodično strukturo ter sklopitev med dvema vzporednima vodnikoma. Prvi način navadno uporabljamo pri cilindričnih vlaknih, ostale pa najpogosteje pri planarnih valovodnih strukturah.

Čelna sklopitev

Pri izračunu izgub na spoju dveh vlaken smo vpeljali prekrivalni integral (enačba 10.109), ki pove, kolikšen del osnovnega roda, ki izhaja iz prvega vlakna, se sklopi v osnovni rod drugega. Povsem podobno pristopamo tudi pri izračunu izkoristka sklopitve svetlobe v optično vlakno. Izračunati moramo, kolikšen delež vpadne svetlobe $E(r,\varphi)$ se sklopi z izbranim rodom vlakna n,m. To naredimo tako, da vpadni val razvijemo po lastnih rodovih vlakna, iz ortogonalnosti rodov pa sledi prekrivalni integral, ki ga moramo seveda ustrezno normirati. Zapišemo ga kot

$$\eta = \frac{|\int E(r,\varphi)E^*_{n,m}(r,\varphi)r\,dr\,d\varphi|^2}{(\int |E(r,\varphi)|^2 r\,dr\,d\varphi)\,(\int |E_{n,m}(r,\varphi)|^2 r\,dr\,d\varphi)}, \tag{10.115}$$

oziroma v kartezičnih koordinatah

$$\eta = \frac{|\int E(x,y)E^*_{n,m}(x,y)dx\,dy|^2}{(\int |E(x,y)|^2 dx\,dy)\,(\int |E_{n,m}(x,y)|^2 dx\,dy)}. \tag{10.116}$$

Če računamo sklopitev v osnovi rod vlakna, ga tudi tukaj iz praktičnih razlogov nadomestimo z Gaussovim profilom.

★ Sklopitev svetlobe v večrodovno vlakno lahko obravnavamo geometrijsko, kot smo to naredili na začetku poglavja (slika 10.1). Izračunali smo (enačba 10.2), da je največji vpadni kot, pod katerim se svetloba še sklopi v vlakno, določen z numerično odprtino vlakna $\sin\alpha_{\max} = NA$.

Bočna sklopitev

Neposredna sklopitev svetlobe v vodnik preko plašča ni mogoča. Ker je namreč lomni količnik sredice večji od lomnega količnika plašča, dovolj velikega vstopnega kota, pod katerim bi se svetloba ujela v sredico, ni mogoče doseči. Zato je za sklopitev preko stranice treba uporabiti drugačen pristop. Navadno uporabimo prizmo ali pa periodično strukturo na vlaknu.

Slika 10.20: Dva primera bočne sklopitve svetlobe v valovni vodnik: sklopitev s prizmo (a) in sklopitev s periodično strukturo (b)

V prvem primeru uporabimo prizmo, kot kaže slika (10.20 a). Lomni količnik prizme je pri tem večji od lomnega količnika plašča $n_p > n_2$. Vhodni žarek vpada na prizmo, se ob prehodu vanjo

lomi, nato pa se na stranici, ki je vzporedna z vodnikom, totalno odbije. V vmesnem območju med prizmo in sredico vodnika se pojavi evanescentni val z valovnim vektorjem $\beta = k_0 n_p \sin\alpha$ v smeri vzporedno z vodnikom. Pogoj za uspešno sklopitev je ujemanje vzdolžne komponente valovnega vektorja vpadne svetlobe z valovnim vektorjem rodu v vodniku, ki ga želimo vzbuditi. S spreminjanjem vpadnega kota lahko torej v vodniku vzbujamo različne rodove. Če je razdalja med prizmo in vodnikom dovolj majhna (tipično pod valovno dolžino svetlobe), se v valovod ob izpolnjenem pogoju ujemanja faze sklopi znaten delež vpadne svetlobe.

Tudi periodična struktura na valovnem vodniku (slika 10.20 b) deluje na ujemanju valovnega vektorja vpadnega vala z valovnim vektorjem ustreznega rodu. Ko vpade val pod kotom α glede na valovni vodnik, periodična struktura na vodniku spremeni njegovo fazo za večkratnik $2\pi z/\Lambda$, pri čemer je Λ perioda strukture. Če dosežemo, da se nov valovni vektor $\beta = k_0 n_2 \sin\alpha + 2\pi/\Lambda$ izenači z valovnim vektorjem za izbrani rod v vlaknu, se vpadna svetloba sklopi v vlakno.

★ Oba opisana načina za sklopitev svetlobe v vlakno lahko uporabimo tudi za sklopitev svetlobe iz vlakna, pri čemer mora biti ravno tako izpolnjen pogoj ujemanja faz. Sklapljanje svetlobe skozi prizmo je uporabno tudi za raziskave tankih plasti snovi. Iz pogoja za ujemanje faz lahko določimo lastnosti tanke plasti, njeno debelino ali njen lomni količnik.

Sklopitev med valovodi

Ob prenosu signala po optičnem valovodu večina energijskega toka potuje po sredici, energijski tok pa seže tudi izven nje, v plašč (enačba 10.29). Če sta dva vzporedna valovoda dovolj blizu, da se evanescentni električni polji enega in drugega vodnika v plašču prekrivata, pride do sklopitve vodnikov in prenosa energijskega toka iz enega vodnika v drugega.

Slika 10.21: Sklopitev med dvema vzporednima vodnikoma

Za podrobnejšo obravnavo bi morali zapisati Maxwellove enačbe z ustreznimi robnimi pogoji in jih rešiti za sklopljen primer dveh vzporednih vodnikov. Tak račun je izredno zapleten, zato se bomo poslužili približka šibke sklopitve in privzeli, da so rodovi v vodnikih taki, kot če bi vodniki ne bili sklopljeni. Sklopitev torej ne bo spremenila oblike lastnih rodov, bo pa spremenila njihovo amplitudo, ki bo tako postala odvisna od vzdolžne koordinate z.

Imejmo dva enorodovna vodnika z lomnima količnikoma sredice n_1 in n_2 in enako debelino a, med njima in okoli njiju pa naj bo snov z lomnim količnikom n_0. Širina reže med vodnikoma naj bo $2d$. Potem zapišemo električni poljski jakosti v prvem in drugem vodniku kot

$$E_1(x,z) = A(z)\psi_1(x)e^{i\beta_1 z} \quad \text{in} \tag{10.117}$$

$$E_2(x,z) = B(z)\psi_2(x)e^{i\beta_2 z}, \tag{10.118}$$

pri čemer se $A(z)$ in $B(z)$ le počasi spreminjata s koordinato z. Skupna električna poljska jakost, ki je v našem približku kar vsota obeh prispevkov, mora zadoščati Helmholtzevi enačbi (enačba 1.23)

$$\nabla^2 E(x,z) + k_0^2 n(x)^2 E(x,z) = 0. \tag{10.119}$$

Pri tem smo z $n(x)$ označili prečno odvisnost lomnega količnika. Vstavimo nastavek za električno poljsko jakost v gornjo enačbo in dobimo

$$Ae^{i\beta_1 z}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi_1(x) - \beta_1^2\psi_1 + k_0^2 n(x)^2\psi_1\right) + Be^{i\beta_2 z}\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi_2(x) - \beta_2^2\psi_2 + k_0^2 n(x)^2\psi_2\right) + 2i\beta_1 A'\psi_1 e^{i\beta_1 z} + 2i\beta_2 B'\psi_2 e^{i\beta_2 z} = 0. \tag{10.120}$$

Pri tem smo člena z drugim odvodom $\partial^2 A/\partial z^2$ in $\partial^2 B/\partial z^2$ zanemarili. Zapišimo enačbi za ψ

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi_1(x) + \left(k_0^2 n_1(x)^2 - \beta_1^2\right)\psi_1 = 0 \quad \text{in} \tag{10.121}$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2}\psi_2(x) + \left(k_0^2 n_2(x)^2 - \beta_2^2\right)\psi_2 = 0. \tag{10.122}$$

Lomna količnika $n_1(x)$ in $n_2(x)$ sta tukaj tudi funkciji prečne koordinate. Naj bo $n_1(x)$ povsod enak n_0 razen v sredici prvega vodnika, kjer je n_1, in podobno, naj bo $n_2(x)$ povsod enak n_0, razen v sredici drugega vlakna, kjer je enak n_2. Sledi

$$Ae^{i\beta_1 z}k_0^2\left(n(x)^2 - n_1(x)^2\right)\psi_1 + Be^{i\beta_2 z}k_0^2\left(n(x)^2 - n_2(x)^2\right)\psi_2 + 2i\beta_1 A'\psi_1 e^{i\beta_1 z} + 2i\beta_2 B'\psi_2 e^{i\beta_2 z} = 0. \tag{10.123}$$

Enačbo pomnožimo s kompleksno konjugirano vrednostjo ψ_1^* in integriramo po x. Upoštevamo ortonormalnost funkcij ψ in dobimo

$$\frac{dA}{dz} = iAK_{11} + iBe^{i(\beta_2-\beta_1)z}K_{12}, \tag{10.124}$$

pri čemer sta

$$K_{11} = \frac{k_0^2}{2\beta_1}\int \psi_1^*\psi_1(n^2 - n_1^2)dx \tag{10.125}$$

in

$$K_{12} = \frac{k_0^2}{2\beta_1}\int \psi_1^*\psi_2(n^2 - n_2^2)dx. \tag{10.126}$$

Koeficient K_{11} določa spremembo amplitude v vlaknu zaradi prisotnosti drugega vlakna, kar lahko zanemarimo. Tako ostane samo sklopitveni člen

$$\frac{dA}{dz} = iBe^{i(\beta_2-\beta_1)z}K_{12} \tag{10.127}$$

in podobno za B

$$\frac{dB}{dz} = iAe^{i(-\beta_2+\beta_1)z}K_{21}. \tag{10.128}$$

Prvo enačbo odvajamo, upoštevamo drugo in dobimo

$$\frac{\partial^2 A}{\partial z^2} - i\Delta\beta\frac{\partial A}{\partial z} + K_{12}K_{21}A = 0. \tag{10.129}$$

Enačbo rešujemo z nastavkom

$$A = e^{i\Delta\beta z/2}\left(a_1 e^{i\gamma z} + a_2 e^{-i\gamma z}\right). \tag{10.130}$$

Naloga 10.7.1 Pokaži, da nastavek (enačba 10.130) reši enačbo (10.129) in pokaži, da med parametri enačb velja sledeča zveza

$$\gamma^2 = K^2 + \frac{\Delta\beta^2}{4}, \tag{10.131}$$

pri čemer je $K = \sqrt{K_{12}K_{21}}$ in $\Delta\beta = \beta_2 - \beta_1$. Nato uporabi enačbo (10.127) in pokaži, da je rešitev za amplitudo B enaka izrazu v enačbi (10.132).

Ko poznamo A, lahko z uporabo enačbe (10.127) izračunamo še B

$$B = \frac{1}{K_{21}} e^{-i\Delta\beta z/2} \left(\left(\frac{\Delta\beta}{2} + \gamma \right) a_1 e^{i\gamma z} + \left(\frac{\Delta\beta}{2} - \gamma \right) a_2 e^{-i\gamma z} \right). \tag{10.132}$$

Naj bo $A(z=0) = A_0$ in $B(z=0) = 0$. To pomeni, da potuje svetloba na začetku le po prvem vlaknu, potem pa se sklopi v drugega. S tema začetnima pogojema zapišemo izraza za A in B

$$A = A_0 e^{i\Delta\beta z/2} \left(\cos(\gamma z) - \frac{i\Delta\beta}{2\gamma} \sin(\gamma z) \right) \tag{10.133}$$

$$B = A_0 e^{-i\Delta\beta z/2} \frac{iK_{21}}{\gamma} \sin(\gamma z). \tag{10.134}$$

Moč, ki se pretaka po posameznem vlaknu je tako

$$P_1 = P_0 \left(\cos^2(\gamma z) + \frac{\Delta\beta^2}{4\gamma^2} \sin^2(\gamma z) \right) = P_0 \left(1 - \frac{K^2}{\gamma^2} \sin^2(\gamma z) \right) \tag{10.135}$$

$$P_2 = P_0 \frac{K^2}{\gamma^2} \sin^2(\gamma z), \tag{10.136}$$

pri čemer smo privzeli, da velja $K_{12} \sim K_{21} \sim K$. Vidimo, da sta obe funkciji oscilirajoči, svetloba se torej periodično pretaka iz enega vlakno v drugo in nazaj s periodo π/γ. Amplituda prenosa je odvisna od sklopitvenega faktorja K in ujemanja valovnih vektorjev v obeh vlaknih. Večji koeficient K in manjše odstopanje $\Delta\beta$ vodita v večji prenos svetlobnega toka v drugo vlakno. Če sta vlakni enaki, je $\Delta\beta = 0$ in $\gamma = K$, tako da pride do popolnega prenosa svetlobnega toka iz enega vlakna v drugo in seveda tudi obratno. Takrat veljata enačbi

$$P_1 = P_0 \cos^2(\gamma z) \quad \text{in} \tag{10.137}$$

$$P_2 = P_0 \sin^2(\gamma z). \tag{10.138}$$

Na ta način lahko v drugo vlakno sklopimo poljuben delež vpadne svetlobe. Pri dolžini sklopitve $L = \pi/2\gamma$ pride do celotnega prenosa svetlobnega toka v drugo vlakno. Pogosto sklopimo le eno polovico intenzitete vpadne svetlobe. To se zgodi pri dolžini $L = \pi/4\gamma$ in takrat dobimo tako imenovano 3-dB sklopitev.

★ Pri dani dolžini sklopitve med vlaknoma L je intenziteta svetlobe v drugem vlaknu močno odvisna od parametra γ, to je od sklopitve med vlaknoma in od razlike med valovnima vektorjema v obeh vlaknih. Zgolj z rahlim spreminjanjem parametrov, na primer lomnega količnika enega od vlaken, lahko močno vplivamo na delež sklopljenega svetlobnega toka. S priključeno napetostjo in elektro-optičnim pojavom v enem izmed vlaken lahko tako zelo natančno spreminjamo delež sklopljene svetlobe.

Slika 10.22: Prenos svetlobnega toka med dvema sklopljenima vodnikoma. V prvem primeru (a) sta vodnika različna, v drugem primeru (b) pa sta vodnika enaka in pride do popolnega prenosa.

10.8 *Vpliv spremembe lomnega količnika vlakna na potovanje svetlobe

Sprememba lomnega količnika sredice ali plašča vlakna povzroči spremembo valovnega števila β za izbran rod. V enorodovnih vlaknih je to mogoče izkoristiti za izdelavo senzorjev, na primer temperature ali tlaka. Spremembo valovnega števila, do katere pride zaradi zunanjih vplivov, izmerimo preko spremembe faze valovanja na izhodu iz vlakna, to je, z ustrezno sestavljenim interferometrom. Ker je dolžina vlakna lahko velika (v nekaj centimetrov velik tulec lahko brez težav navijemo kilometre vlakna), je celotna sprememba faze velika že pri majhnih spremembah merjene količine. Sprememba valovnega števila povzroča tudi neželene spremembe faze in odboje pri prenosu informacij. V tem razdelku zato poglejmo, kako se spremeni valovno število pri dani spremembi lomnega količnika in koliko svetlobe se odbije.

Obravnavajmo rod vlakna s propagacijsko konstanto β_{lm} in prečnim profilom $\psi_{lm}(r,\varphi)$. Ta mora zadoščati Helmholtzevi enačbi (enačba 1.23)

$$\nabla_\perp^2 \psi_{lm} + \left(\varepsilon(r)k_0^2 - \beta_{lm}^2\right)\psi_{lm} = 0. \tag{10.139}$$

Naj se dielektrična konstanta na delu vlakna spremeni za $\delta\varepsilon$. Posledično se spremenita tudi propagacijska konstanta $\beta = \beta_{lm} + \delta\beta$ in prečna oblika $\psi = \psi_{lm} + \delta\psi$. Tudi popravljena funkcija ψ mora zadoščati enačbi (10.139), zato za perturbacijo velja

$$\nabla_\perp^2 \delta\psi + \left(\varepsilon(r)k_0^2 - \beta_{lm}^2\right)\delta\psi + \delta\varepsilon\, k_0^2 \psi_{lm} = 2\beta_{lm}\delta\beta\, \psi_{lm}, \tag{10.140}$$

pri čemer smo zanemarili produkte majhnih količin. Množimo obe strani enačbe s ψ_{lm}^*, integrirajmo po preseku vlakna in dobimo

$$\int \psi_{lm}^* \nabla_\perp^2 \delta\psi\, dS + \int \left(\varepsilon(r)k_0^2 - \beta_{lm}^2\right)\delta\psi\, \psi_{lm}^* + k_0^2 \int \delta\varepsilon\, |\psi_{lm}|^2\, dS \tag{10.141}$$

$$= \quad 2\beta_{lm}\,\delta\beta \int |\psi_{lm}|^2\, dS \tag{10.142}$$

Prvi člen na levi preoblikujmo z uporabo zvez $\int (u\nabla_\perp^2 v - v\nabla_\perp^2 u)\, dS = \int \nabla_\perp \cdot (u\nabla_\perp v - v\nabla_\perp u)\, dS = \oint (u\nabla_\perp v - v\nabla_\perp u)\cdot \mathbf{ds}$. Ker funkciji ψ_{lm} in $\delta\psi$ opisujeta vodene valove, morata iti za velike r proti nič, zato je integral po krivulji v gornji zvezi nič in velja $\int \psi_{lm}^* \nabla_\perp^2 \delta\psi\, dS = \int \delta\psi \nabla_\perp^2 \psi_{lm}^*\, dS$. Funkcija ψ_{lm}^* zadošča enačbi (10.139), zato se v enačbi (10.141) prvi in drugi člen odštejeta. Iskan popravek k valovnem številu je tako

$$\delta\beta = \frac{k_0^2 \int \delta\varepsilon\, |\psi_{lm}|^2\, dS}{2\beta \int |\psi_{lm}|^2\, dS}. \tag{10.143}$$

★ Ta rezultat je seveda analogen kvantno-mehanskemu rezultatu, ki ga dobimo z uporabo teorije motenj za spremembo energije lastnega stanja delca pri majhni spremembi Hamiltonovega operatorja. Rezultat je tudi intuitivno razumljiv: v najnižjem redu je $\delta\beta$ sorazmerna s uteženim povprečjem $\delta\varepsilon$, pri čemer je utež ψ_{lm}.

Sprememba valovnega števila β v delu vlakna pa ne povzroči le spremembe faze, ampak tudi delni odboj. To je le nekoliko druga oblika odboja na (zvezni ali ostri) meji dveh dielektrikov ali, splošneje, odboja valovanja na območju, kjer se spremeni fazna hitrost valovanja. Odboj na območju vlakna, kjer se spreminja β, najpreprosteje opišemo z enačbo za odboj na meji dveh dielektrikov pri pravokotnem vpadu. Odbita amplituda je tedaj (enačba 1.45)

$$E_r = \frac{n_2 - n_1}{n_2 + n_1} E_0. \tag{10.144}$$

Mislimo si, da je sprememba β na delu vlakna sestavljena iz majhnih stopničastih sprememb $\Delta\beta_i$ na intervalih Δz. Za ravno valovanje je sprememba fazne hitrosti sorazmerna s spremembo lomnega količnika, zato iz enačbe (10.144) sledi, da je delež odbitega valovanja na stopničasti spremembi $\Delta\beta_i$ enak

$$\Delta E_i = \frac{\Delta\beta_i}{2\beta} E_0. \tag{10.145}$$

Privzeli smo, da je delež odbitega valovanja tako majhen, da ni treba upoštevati spremembe amplitude vpadnega vala E_0. Celotno odbito valovanje je vsota prispevkov na posameznih stopnicah $\Delta\beta_i$, pri čemer moramo upoštevati še različne faze delno odbitih valovanj

$$E_r = \sum \frac{\Delta\beta_i}{2\beta} e^{2i\beta z_i} E_0 = \frac{1}{2\beta} \sum \frac{d\beta}{dz} e^{2i\beta z_i} \Delta z E_0. \tag{10.146}$$

Preidemo z vsote na integral in zapišemo amplitudo odbitega valovanja

$$E_r = \frac{E_0}{2\beta} \int \frac{d\beta}{dz} e^{2i\beta z} dz. \tag{10.147}$$

Za primer poglejmo linearno spremembo lomnega količnika in linearno spremembo valovnega števila za $\Delta\beta_0$ na razdalji L. Krajši račun pokaže, da je delež intenzitete odbitega valovanja

$$\frac{I_r}{I_0} = \left(\frac{\Delta\beta_0}{2\beta} \frac{\sin\beta L}{\beta L} \right)^2. \tag{10.148}$$

Odbojnost je največja, kadar je L majhen v primeri z $1/\beta$, torej kadar je sprememba β ostra stopnica. Čim počasnejša je sprememba, tem manj je odboja. Kadar je $\sin\beta L = 0$, pride do destruktivne interference vseh delnih odbojev in odbojnost je enaka nič.

Naloga 10.8.1 Naj se valovno število ob prehodu spreminja kot funkcija erf

$$\beta(z) = \frac{2\Delta\beta_0}{\sqrt{\pi}} \int_0^z e^{-t^2} dt. \tag{10.149}$$

Pokaži, da je amplituda odbitega valovanja v tem primeru enaka

$$\frac{E_r}{E_0} = \frac{\Delta\beta_0}{\beta} e^{-\beta^2}. \tag{10.150}$$

---

11. Detektorji svetlobe

V tem poglavju bomo spoznali detektorje svetlobe, ki so nepogrešljivi pri kvantitativni obravnavi optičnih pojavov. Detektorji se med seboj razlikujejo po načinu delovanja in po svojih specifikacijah, ki jih bomo opisali v nadaljevanju. Največ pozornosti bomo posvetili polprevodniškim detektorjem, ki so danes najbolj razširjeni. Na koncu bomo spoznali še šum pri detekciji, ki omejuje uporabnost naprav.

11.1 Osnovne karakteristike detektorjev

Osnovna naloga optičnih detektorjev je pretvoriti vpadni svetlobni signal v nek drug signal, ki ga lahko natančno merimo. Navadno sta to električni tok ali električna napetost, ki sta sorazmerna z močjo vpadne svetlobe in ne z amplitudo električne poljske jakosti. V grobem delimo detektorje v dve skupini, na termične in kvantne. Prvi pretvorijo energijo vpadne svetlobe v toploto, drugi pa temeljijo na fotoefektu, kjer vpadli foton izbije elektron ali ustvari par elektron-vrzel.

Pri termičnih detektorjih zaznamo svetlobo tako, da merimo povečanje temperature senzorja zaradi absorbirane svetlobe in taki detektorji zaznavajo energijo vpadle svetlobe. Njihov odziv je razmeroma počasen, zato jih uporabljamo predvsem za merjenje optične moči, lahko tudi zelo velike. Po drugi strani pa je odziv termičnih detektorjev neodvisen od valovne dolžine vpadne svetlobe, zaradi česar so termični detektorji uporabni na širokem območju od globoke ultravijolične do daljne infrardeče svetlobe. Uporaba prevlada predvsem v infrardrečem, teraherčnem ali celo mikrovalovnem območju, kjer so drugi detektorji bistveno manj občutljivi. Primeri termičnih detektorjev so bolometer, termočlen in piroelektrični detektor.

Druga skupina so kvantni detektorji, v katerih se fotoni absorbirajo in povzročijo pojav prostih nosilcev naboja. Taki detektorji zaznavajo število vpadlih fotonov. Odlikuje jih zelo hiter odziv (tipično pod µs) in velika občutljivost. Njihova poglavitna slabost je omejen obseg valovnih dolžin, pri katerih zaznavajo svetlobo, poleg tega jih je za optimalno delovanje treba hladiti. Primeri so vakuumske, polprevodniške in plazovne fotodiode.

Slika 11.1: Primerjava spektralnega odziva termičnega in kvantnega detektorja

Osnovne karakteristike, ki omogočajo primerjavo med detektorji in določajo njihovo uporabnost, so občutljivost, spektralni odziv, odzivni čas in prag detekcije.

1. Občutljivost detektorja R pove, koliko je izhodnega signala na enoto vpadnega svetlobnega toka. Enota za občutljivost je tako A/W ali V/W.
2. Spektralni odziv pove, kako se občutljivost spreminja z valovno dolžino $R(\lambda)$. Pri termičnih detektorjih je $R(\lambda)$ konstanta, medtem ko kvantni detektorji delujejo le v določenem območju valovnih dolžin, ki je odvisen od snovi, iz katere je detektor narejen.
3. Odzivni čas pove, kako hitro se detektor odzove na spremembo optičnega signala. Predvsem optične telekomunikacije zahtevajo izredno hiter odziv.
4. Prag detekcije pove, pri kolikšni vpadni svetlobni moči postane razmerje med signalom (S) in šumom (N, *noise*) enako $S/N = 1$.

11.2 Termični detektorji

Termične detektorje se zaradi njihovega razmeroma počasnega odziva uporablja predvsem za merjenje vpadne moči in za detekcijo svetlobe tistih valovnih dolžin, za katere ni drugih preprostih ali učinkovitih detektorjev. Pogosto se uporabljajo za termografske kamere in v astronomiji.

Delovanje termičnih detektorjev temelji na spremembi temperature zaradi absorpcije svetlobe (energije), detektorji pa se med seboj razlikujejo predvsem v načinu pretvorbe spremembe temperature v električni signal. Tipalo termičnih detektorjev mora biti pri vseh vrstah dobro počrnjeno, da absorbira svetlobo v čim širšem spektralnem območju. Čeprav je njihova občutljivost načeloma neodvisna od valovne dolžine vpadne svetlobe, se v praksi pojavijo omejitve zaradi prepustnosti okna in absorpcijskega spektra črnega nanosa. Tipala so majhna, zato da dosežemo čim hitrejši odziv, ki pa je kljub temu navadno počasnejši od 1 ms. Sodobnejši detektorji se po odzivnem času že približujejo kvantnim, saj dosegajo odzivne čase tudi do ~ 10 µs. Termične detektorje uporabljamo pri sobni temperaturi, za zahtevne meritve pa jih hladimo na nekaj K.

Obravnavajmo termični detektor, katerega tipalo naj ima toplotno kapaciteto C. Toplota se s tipala odvaja v nek toplotni rezervoar s temperaturo T_0, toplotne izgube pa označimo z Λ. Ko na tipalo vpada svetloba moč P, začne temperatura tipala T zaradi absorpcije svetlobe naraščati, hkrati pa se tipalo ohlaja zaradi odtekanja toplote:

$$\frac{dW}{dt} = C\frac{dT}{dt} = P - \Lambda(T - T_0). \tag{11.1}$$

V stacionarnem stanju, ki ga dosežemo pri konstantnem vpadnem svetlobnem toku, se temperatura tipala ne spreminja in razlika temperature tipala in rezervoarja je

$$T - T_0 = \frac{P}{\Lambda}. \tag{11.2}$$

Občutljivost detektorja, ki je sorazmerna z razliko temperatur, je torej obratno sorazmerna s toplotnimi izgubami. Za večjo občutljivost moramo torej toplotne izgube detektorja kar se da zmanjšati.

Po enačbi (11.1) se temperatura približuje stacionarni vrednosti s časovno konstanto

$$\tau = \frac{C}{\Lambda}, \tag{11.3}$$

ki je ključni parameter za določanje odzivnega časa detektorja. Odzivni čas je sorazmeren s kapaciteto senzorja, zato so tipala praviloma zelo majhna. Vidimo, da moramo za dosego čim

krajšega odzivnega časa toplotne izgube kar se da povečati. Če velike izgube skrajšajo odzivni čas, pa po drugi strani zmanjšajo občutljivost (enačba 11.2), zato pri termičnih detektorjih ne moremo imeti hkrati velikega in hitrega odziva. Če želimo toplotne izgube povečati, da s tem skrajšamo odzivni čas, detektorje hladimo z zrakom ali celo z vodo, majhne toplotne izgube pa so omejene s sevanjem.

Podrobneje poglejmo odziv termičnega detektorja od vpadne moči. Naj se vpadna moč spreminja s časom, temperatura na detektorju pa temu sledi z določeno zakasnitvijo. Odziv najlepše izračunamo v Fourierevem prostoru. Vpadno moč in temperaturo izrazimo kot

$$P(t) = \int_{-\infty}^{\infty} P_\omega e^{i\omega t} d\omega \quad \text{in} \quad T = T_0 + \int_{-\infty}^{\infty} T_\omega e^{i\omega t} d\omega. \tag{11.4}$$

To vstavimo v enačbo (11.1) in dobimo

$$\int_{-\infty}^{\infty} i\omega T_\omega e^{i\omega t} d\omega = \frac{1}{C} \int_{-\infty}^{\infty} (P_\omega - \Lambda T_\omega) e^{i\omega t} d\omega. \tag{11.5}$$

Enačbi zadostimo, če izenačimo člene pred vsako spektralno komponento posebej

$$i\omega T_\omega = \frac{1}{C} \left(P_\omega - \Lambda T_\omega \right). \tag{11.6}$$

Če vpeljemo odzivni čas τ (enačba 11.3), sledi

$$T_\omega = \frac{1}{\Lambda} \left(\frac{1}{1 + i\omega\tau} \right) P_\omega. \tag{11.7}$$

Naloga 11.2.1 Pokaži, da je odziv termičnega detektorja na zelo kratek svetlobni sunek oblike $P(t) = P_0 \delta(t - t_0)$ enak

$$T(t) = \frac{iP_0}{\Lambda} e^{-(t-t_0)/\tau}. \tag{11.8}$$

Bolometer

Bolometer je termični detektor, pri katerem zaznavamo spremembo električne upornosti zaradi spremembe temperature tipala[1]. Tipalo je praviloma počrnjena tanka ploščica, navadno je narejena iz termistorja, polprevodnika ali superprevodnika. Tipalo preko referenčnega upora priključimo na napetost, preko kondenzatorja pa merimo napetost na njem. Za meritve konstantega svetlobnega toka tipalo navadno vežemo v Wheatstonov mostiček. V obeh primerih za referenčni upor vzamemo kar enako tipalo, ki ga zaščitimo pred vpadno svetlobo, tako da postane sistem neobčutljiv na morebitne spremembe temperature okolice.

Prednost bolometrov s termistorjem je približno linearna zveza med upornostjo in temperaturo. Uporabljamo jih predvsem za merjenje večjih vpadnih moči, saj taki detektorji niso zelo občutljivi ($R \sim 100$ V/W). So pa robustni, stabilni in delujejo pri sobni temperaturi. Odzivni časi so okoli $\tau \sim 1$–20 ms. Pri polprevodniških bolometrih upornost pojema eksponentno s temperaturo. Primerni so za detekcijo teraherčnih valovanj, vendar mora biti za ta namen bolometer (npr. germanijev) hlajen s tekočim helijem. Tako lahko dosežemo občutljivosti večje od $R \sim 10^8$ V/W. Zelo občutljivi so tudi detektorji s superprevodnimi tipali, saj je odvisnost upornosti od temperature v bližini prehoda v superprevodno stanje zelo velika ($R \sim 10^3$ V/W).

[1] Prvi bolometer je leta 1881 naredil ameriški fizik, astronom in letalski inženir Samuel Pierpont Langley, 1834–1906.

Slika 11.2: Shema bolometra

Slika 11.3: Bolometer za merjenje prasevanja. Premer kovanca za primerjavo je 18 mm. Vir: NASA/JPL-Caltech.

Termočlen

Termočlen je sestavljen iz dveh različnih vodnikov. En spoj vodnikov počrnimo, drugega, referenčnega, pa zaščitimo pred svetlobo. Zaradi vpadne svetlobe se počrnjeni spoj segreje, med obema spojema nastane temperaturna razlika in zaradi termoelektričnega pojava tudi električna napetost, ki jo lahko merimo. Pri tem pazimo, da je prevodnost vodnikov čim večja, toplotna prevodnost pa čim manjša. Odzivni čas termočlenov je okoli $\tau \sim 10$–20 ms, občutljivost pa okoli $R \sim 10$ V/W. Ker so napetosti, ki se pojavijo med stikoma, razmeroma majhne (le okoli ~ 10 µV/K) pogosto vežemo več (nekaj deset) termočlenov zaporedno v termobaterijo. Občutljivost s tem naraste na $R \sim 200$ V/W, podaljša pa se časovna konstanta $\tau \sim 10$–2000 ms. Prednost termočlenov je, da za svoje delovanje ne potrebujejo zunanjega napajanja.

Piroelektrični detektor

Piroelektriki so snovi brez centra inverzije, v katerih je lastna električna polarizacija odvisna od temperature (npr. $LiTaO_3$, triglicin sulfat TGS in vsi feroelektriki). Piroelektrični detektor je narejen iz ploščice piroelektrične snovi med dvema elektrodama oziroma ploščama kondenzatorja. Ko se ploščica zaradi absorbirane svetlobe segreje, se ji spremeni polarizacija in med elektrodama se pojavi premikalni tok, ki ga merimo na merilnem uporniku.

Zveza med spremembo temperature in spremembo polarizacije je

$$dP = adT, \tag{11.9}$$

kjer je a piroelektrični koeficient.

Med obema elektrodama s površino S preteče naboj

$$de = Idt = SdP = SadT. \tag{11.10}$$

Tok skozi tipalo je tako

$$I = Sa\frac{dT}{dt}. \tag{11.11}$$

Piroelektrični detektor je torej občutljiv na časovni odvod temperature detektorja, s tem pa tudi na spreminjanje vpadne svetlobne moči. V stacionarnem stanju detektor ne proizvaja električnega toka, zato moramo za merjenje konstantnega svetlobnega toka vpadno svetlobo najprej modulirati. Navadno to naredimo kar z mehanskim zaklopom. Piroelektrični detektorji se večinoma uporabljajo kot preprosti infrardeči detektorji. Njihova občutljivost je $R \sim 1$ µA/W, odzivni čas pa odvisen od upornika v vezju, ampak lahko doseže vrednosti $\tau \sim 10$ µs.

Poglejmo temperaturni odziv na tipalu. Izhajamo iz enačb (11.4), (11.7) in (11.11) in izračunajmo tok I v odvisnosti od frekvence modulacije.

$$I = Sa\frac{dT}{dt} = Sa\frac{d}{dt}\int_{-\infty}^{\infty} T_\omega e^{i\omega t} d\omega = Sa\int_{-\infty}^{\infty} \frac{1}{\Lambda}\left(\frac{P_\omega}{1+i\omega\tau}\right) i\omega e^{i\omega t} d\omega. \tag{11.12}$$

Sledi

$$I_\omega = \frac{i\omega SaP_\omega/\Lambda}{1+i\omega\tau}. \tag{11.13}$$

Vidimo, da pri majhnih frekvencah tok narašča, pri velikih frekvencah pa postane neodvisen od frekvence modulacije vpadne svetlobe. Vendar to še ne pomeni, da lahko moduliramo s poljubno veliko frekvenco. Poleg relaksacijskega časa detektorja ima namreč karakteristični čas tudi elektronsko vezje, ki določa zgornjo mejo za frekvenco. Ta je enak $\tau_e = R_e C_e$, pri čemer sta R_e upornost sistema in C_e električna kapaciteta detektorja.

Slika 11.4: Spektralni odziv piroelektričnega detektorja na eni strani določajo toplotne izgube Λ in toplotna kapaciteta detektorja C, navzgor pa odziv omejuje odziv elektronskega vezja τ_e.

Naloga 11.2.2 Piroelektrični detektor naredimo iz kristala $LiTaO_3$ s koeficientom piroelektričnosti $a = 2,3 \times 10^{-4}$ As/m^{2}K in povprečno dielektričnostjo $\varepsilon = 50$. Izračunaj dovoljeno električno upornost sistema, če želimo, da detektor deluje za frekvence do 1 MHz. Dimenzija detektorja je $S = 1$ cm^2 in debelina $d = 1$ mm.

11.3 Fotoefekt

Delovanje kvantnih detektorjev temelji na fotoefektu. To je pojav, pri katerem vpadli fotoni iz snovi izbijajo elektrone. Izbiti elektroni lahko ubežijo kot prosti elektroni (t. i. zunanji fotoefekt), ali pa ostanejo ujeti v snovi – a mobilni – in tako povečajo njeno prevodnost (notranji fotoefekt). V obeh primerih pride do fotoefekta le, če je energija vpadlih fotonov večja od neke določene energije. Pod to vrednostjo fotoefekta ni, ne glede na moč vpadne svetlobe. Fotoefekt je prvič opazil Hertz[2] leta 1887, za njegovo razlago leta 1905 pa je Einstein[3] dobil nobelovo nagrado.

Poglejmo najprej zunanji fotoefekt, pri katerem elektron postane povsem prost. Da se to sploh lahko zgodi, mora biti energija vpadlega fotona dovolj velika, da elektron premaga potencialno bariero in izstopi iz prevodnega pasu (slika 11.5 a). Najmanjšo energijo, ki je za to potrebna, imenujemo v kovinah izstopno delo. Če je energija fotona večja, gre preostanek energije v kinetično energijo izbitega elektrona.

Slika 11.5: Shema energijskih pasov in zunanjega fotoefekta v kovini (a) in polprevodniku (b) ter notranjega fotoefekta v polprevodniku (c). Φ označuje izstopno delo, E_g širino reže med valenčnim in prevodnim pasom poprevodnika, E_a pa elektronsko afiniteto.

Zunanji fotoefekt poteka tudi v polprevodnikih (slika 11.5 b). V tem primeru foton izbije elektron iz valenčnega pasu, njegova energija pa mora biti večja od vsote energije reže in elektronske afinitete, da lahko elektron zapusti snov. Z uporabo ustreznih materialov lahko dosežemo, da je elektronska afiniteta negativna in je zato potrebna energija fotona kar enaka širini energijske reže.

Izstopno delo za kovine Φ je od okoli 2 eV za cezij pa do okoli 6 eV za platino. Ustrezna valovna dolžina svetlobe, ki še povzroči fotoefekt, je tako

$$\lambda \leq \frac{hc}{\Phi}, \tag{11.14}$$

kar je 580 nm za primer cezija in samo okoli 200 nm za platino. Če želimo fotoefekt izkostisti za detektorje vidne svetlobe, uporabimo druge snovi, na primer Cs-Te, Cs-Sb, Na-K-Sb-Cs ali GaAs:Cs. Tako lahko zaznavamo fotone z valovnimi dolžinami od ultravijolične svetlobe pa vse do bližnje infrardeče.

Pri notranjem fotoefektu (slika 11.5 c) elektron snovi ne zapusti, ampak zgolj preide iz enega energijskega pasu v drugega. Tipično to poteka v polprevodnikih, kjer absorpcija fotona povzroči nastanek para elektron-vrzel, prag za nastanek para pa določa širina reže med energijskima nivojema. Primeri detektorjev, ki temeljijo na zunanjem fotoefektu, so fotocelice in fotopomnoževalke, na notranjem fotoefektu pa temeljijo na primer fotoprevodniki, polprevodniške in plazovne fotodiode.

[2] Nemški fizik Heinrich Hertz, 1857–1894.
[3] Nemški fizik in nobelovec Albert Einstein, 1879–1955.

Za zdaj smo napisali, da fotoefekt poteče, ko foton izbije elektron. Vendar pri tem ni uspešen prav vsak foton, zato vpeljemo še en parameter, ki ga imenujemo kvantni izkoristek η. Ta parameter pove verjetnost, da vpadli foton z valovno dolžino λ oziroma frekvenco ν iz snovi izbije elektron. Električni tok, ki steče pri vpadni svetlobni moči P, je tako

$$I = \eta e_0 N_F = \eta \frac{e_0 P}{h\nu}, \tag{11.15}$$

kje je N_F število vpadnih fotonov na časovno enoto. Kvantni izkoristek je močno odvisen od valovne dolžine vpadne svetlobe in seveda od snovi, na katero svetloba vpada. Za fotone z energijo, ki je manjša od izstopnega dela oziroma od širine energijske reže, je kvatni izkoristek praktično enak nič, nato pa strmo naraste in lahko doseže vrednosti, večje od 90 %. Podrobneje ga bomo obravnavali pri posameznih primerih detektorjev.

★ V praksi ločimo dve vrsti kvantega izkoristka: zunanji in notranji. Zunanji je vpeljan kot razmerje števila izbitih elektronov in fotonov, ki vpadejo na detektor. Ker pa se ob vpadu na detektor vedno nekaj fotonov odbije ali siplje, vpeljemo še notranji kvatni izkoristek kot razmerje števila elektronov in fotonov, ki se dejansko absorbirajo v detektorju. Zunanji izkoristek je vedno manjši od notranjega in je neke vrste efektivni izkoristek.

Iz enačbe(11.15) hitro izračunamo še občutljivost detektorja

$$R = \frac{I}{P} = \frac{\eta e_0}{h\nu}. \tag{11.16}$$

11.4 Vakuumska fotodioda (fotocelica) in fotopomnoževalka

Fotocelica

Najpreprostejši kvantni detektor na zunanji fotoefekt je fotocelica ali vakuumska fotodioda (slika 11.6). Fotocelica deluje tako, da svetloba vpada na katodo, zaprto v vakuumirani stekleni bučki, in tam povzroči fotoefekt. Izbite elektrone z zunanjo napetostjo pospešimo do anode in merimo električni tok, ki steče med katodo in anodo. Ker je tok sorazmeren s številom vpadlih fotonov, lahko na ta način izmerimo moč vpadne svetlobe.

Slika 11.6: Shema fotocelice, v kateri poteka fotoefekt. Vpadna svetloba iz kovinske katode izbije elektrone, zaradi česar med katodo in anodo steče tok.

Območje detekcije fotocelice je določeno z izstopnim delom kovine, iz katere fotoni izbijajo elektrone. Potrebno energijo fotona lahko precej zmanjšamo, če namesto čistih kovin uporabimo bi- ali večalkalne katode (npr. Na_2KSbCs), ali pa polprevodnike, na katere nanesemo tanko plast Cs ali Cs_2O. Tako ustvarimo negativno elektronsko afiniteto in izstopno delo je enako širini energijske reže. Na ta način lahko zaznavamo svetlobo do valovnih dolžin okoli 1600 nm. Na ultravijoličnem območju je delovanje omejeno na okoli 160 nm zaradi neprepustnosti stekla, iz katerega je narejena bučka.

Slika 11.7: Kvantni izkoristek fotocelic za različne snovi. Povzeto po Hamamatsu Photonics.

Čas odziva vakuumske fotodiode je odvisen od časa preleta elektronov od katode do anode. Da je ta čas čim krajši, je napetost na fotocelici pogosto več kV. Tedaj lahko dosežemo zelo kratke odzivne čase, tudi do 0,1 ns. Enostavnost in hitrost sta torej prednosti fotocelice, njena glavna pomanjkljivost pa je razmeroma nizek kvantni izkoristek. Ta je seveda močno odvisen od valovne dolžine vpadlega valovanja in snovi, iz katere je narejena katoda. Največje vrednosti, ki jih dosega, so okoli 40 %, pogosto pa več velikostnih redov manj. Vrednosti so razmeroma nizke, saj se izbiti elektroni gibljejo v vse smeri in se pogosto sipljejo, preden sploh dosežejo površino.

Dodaten problem fotocelic je, da pri končnih temperaturah prihaja do spontane oddaje elektrona. Nekaj električnega toka zato teče tudi v popolni temi. To je rako imenovani temni tok fotodiode in tipično dosega vrednosti okoli 10^{-15} A, lahko pa tudi do več nA. Za občutljive meritve je treba zato vakuumsko fotodiodo hladiti.

Naloga 11.4.1 Izračunaj občutljivost fotocelice na osnovi GaAs za valovanje z valovno dolžino $\lambda = 620$ nm. Pri tem kvantni izkoristek odčitaj s slike (11.7).

Fotopomnoževalka

Fotopomnoževalke so fotocelice z vgrajenim ojačanjem. Ojačanje dosežemo tako, da izbit fotoelektron najprej pospešimo z napetostjo 100–150 V na vmesno elektrodo, tako imenovano dinodo, iz katere izbije več ($\sim$ 5–10, redkeje tudi do 40) sekundarnih elektronov. Ti elektroni potujejo do naslednje dinode, ki je pod višjo pozitivno napetostjo (tipično okoli 100 V višjo), kjer ponovno izbijejo elektrone, ki vpadejo na naslednjo dinodo, ki je pod še višjo napetostjo ... To pomnoževanje se večkrat ponovi (navadno okoli desetkrat), število elektronov eksponentno narašča in na en vpadli foton lahko dobimo 10^9 elektronov na anodi. Občutljivost fotopomnoževalk je tako precej večja od občutljivosti vakuumske fotodiode in dosega odzivnost na anodi do $R \sim 10^6$ A/W. Fotopomnoževalka tako omogoča štetje posameznih fotonov, po drugi strani pa moramo pri običajnih osvetlitvah paziti, da fotopomnoževalke ne osvetlimo preveč.

Slika 11.8: Shema fotopomnoževalke. Vpadna svetloba iz katode izbije elektrone, ti pa iz dinod izbijajo dodatne elektrone in izhodni signal se močno ojača.

Fotopomnoževalke imajo zelo kratek odzivni čas, ki je odvisen od postavitve dinod. Posamezni elektroni do anode potujejo različno dolgo, zato je sunek na izhodu razširjen, tipično okoli $\sim 0,1$–20 ns. Za manj zahtevne aplikacije pogosto merimo kar povprečni tok z anode. Kadar pa opazujemo posamezne fotone, zaznamo na izhodu zaporedje sunkov. Takrat lahko amplituda izhodnega signala močno niha, saj je koeficient ojačanja odvisen od števila izbitih elektronov, kar pa je statistični proces.

11.5 Fotoprevodni detektorji

Fotoprevodni detektorji[4] so detektorji, ki temeljijo na notranjem fotoefektu. Vpadli foton z dovolj veliko energijo se absorbira, vendar ne izbije elektrona v prostor, ampak ga iz valenčnega pasu dvigne v prevodnega. Pri tem nastane par elektron-vrzel. Ob priključeni napetosti se ti nosilci naboja začnejo premikati in steče tok, ki ga merimo. Z naraščajočim številom fotonov se prevodnost fotoprevodnika veča, zato lahko z merjenjem upornosti določimo intenziteto vpadle svetlobe. Tipično so fotoprevodniki iz polprevodnikov, lahko pa so tudi iz izolatorjev.

Da foton lahko vzbudi elektron iz valenčnega v prevodni pas, mora biti njegova energija dovolj velika. V čistih (nedopiranih) polprevodnikih to pomeni, da mora biti energija fotona večja od širine reže. Za silicij, na primer, je širina reže 1,1 eV, s čimer lahko zaznavamo svetlobo z valovno dolžino do okoli $1,1$ µm, za germanij 0,67 eV ($1,8$ µm) in za PbS 0,37 eV ($3,4$ µm). Za detekcijo daljših valovnih dolžin ne uporabljamo polprevodnikov z manjšo energijsko režo, ampak dopirane polprevodnike (slika 11.9). Z novim energijskim nivojem med valenčnim in prevodnim pasom občutno zmanjšamo potrebno energijo vpadlih fotonov. Vendar je pri teh nizkih energijah prispevek termično vzbujenih elektronov že tako velik, da je treba detektorje hladiti, navadno s tekočim dušikom ali celo tekočim helijem. Tak primer je germanij, dopiran s cinkom, s katerim lahko zaznavamo svetlobo do okoli 40 µm. Pri tem ga hladimo na 4 K, da zmanjšamo pojav termično vzbujenih nosilcev naboja.

[4] Fotoprevodne detektorje včasih imenujejo tudi fotouporniki.

Slika 11.9: Shema prehoda elektrona v fotoprevodniku: prehod v čistem polprevodiku (a), n-dopiranem polprevodniku (b) in p-dopiranem polprevodniku (c). Z dopiranjem povečamo območje delovanja detektorja v infrardeče območje.

Izračunajmo električni tok, ki steče, ko posvetimo na fotoprevodnik. Spomnimo se, da je gostota električnega toka j enaka vsoti prispevkov elektronov in vrzeli

$$j = e_0 n_v v_v + e_0 n_e v_e, \tag{11.17}$$

pri čemer n_v in n_e pomenita gostoto vrzeli in elektronov v snovi, v_v in v_e pa hitrost vrzeli in elektronov. Ta je sorazmerna z električno poljsko jakostjo E, ki je priključena na vzorec, sorazmernostni faktor pa je gibljivost β. Ko posvetimo na vzorec, se n_v in n_e povečata za Δn_v in Δn_e, gostota električnega toka pa naraste za

$$\Delta j = e_0 \Delta n_v v_v + e_0 \Delta n_e v_e. \tag{11.18}$$

V stacionarnem primeru se število nosilcev naboja ne spreminja in velja

$$0 = \frac{dn_v}{dt} = \frac{\eta_v P}{h\nu(Sl)} - \frac{\Delta n_v}{\tau_v} \tag{11.19}$$

in podobno za elektrone. Pri tem je η kvatni izkoristek, P moč vpadne svetlobe, Sl prostornina detektorja in τ življenjski čas vrzeli oziroma elektrona. Ko stacionarno vrednost Δn_v in Δn_e vstavimo v enačbo (11.18), dobimo

$$\Delta j = e_0 \frac{\eta_v P \tau_v}{h\nu(Sl)} \beta_v E + e_0 \frac{\eta_e P \tau_e}{h\nu(Sl)} \beta_e E. \tag{11.20}$$

Če vpeljemo še napetost $U = E/l$, zapišemo celotni tok skozi fotoprevodnik zaradi vpadle svetlobe kot

$$\Delta I = \Delta j S = \frac{e_0 U P}{h\nu l^2} \left(\eta_v \tau_v \beta_v + \eta_e \tau_e \beta_e\right). \tag{11.21}$$

Pogosto je gibljivost elektronov znatno večja od gibljivosti vrzeli (npr. $0,135\ \mathrm{m^2/V\,s}$ proti $0,048\ \mathrm{m^2/V\,s}$ za silicij), zato prvi člen v oklepaju zanemarimo in zapišemo

$$\Delta I = G \left(\frac{e_0 \eta_e}{h\nu}\right) P, \tag{11.22}$$

pri čemer je koeficient ojačanja

$$G = \frac{\beta_e \tau_e U}{l^2} = \frac{\tau_e}{\tau}. \tag{11.23}$$

Vpeljali smo še čas preleta $\tau = v_e/l = \beta_e E/l = \beta_e U/l^2$.

Koeficient G opiše ojačanje signala. Njegova vrednost je odvisna od vrste snovi in gibljivosti nosilcev naboja v njej, velikosti detektorja in tudi priključene napetosti, zato lahko G zavzane vrednosti od manj kot ena pa vse do 10^6.

Naloga 11.5.1 Izračunali smo spremembo toka, če fotoprevodnik osvetlimo s konstantno vpadno močjo. Pokaži, da je v primeru periodično spremenljive moči odziv enak

$$\Delta I_\omega = G\left(\frac{e_0\eta_e}{h\nu}\right)\frac{P_\omega}{1+i\omega\tau_e}. \tag{11.24}$$

Fotoprevodniki so uporabni na širokem spektralnem območju, od ultravijolične do daljne infrardeče svetlobe. V vidnem in bližnjem infrardečem omočju se uporablja pretežno silicijeve fotoprevodnike, germanijeve pa za valovne dolžine do $1,8$ µm. Za zaznavanje valovnih dolžin med okoli 2 µm in 7 µm so najprimernejši InAs, InSb in PbS detektorji, pri še daljših valovnih dolžinah pa se uporablja germanij, dopiran z zlatom, bakrom, cinkom, borom ... Kvatni izkoristek takih detektorjev je razmeroma velik ($\eta = 0,5$ za Ge:Cu), vendar je lahko faktor ojačanja $G \ll 1$ (npr. $G = 0,03$ za Ge:Hg).

Hitrost odziva fotoprevodnika je odvisna od časa preleta nosilcev naboja, ki je določen z geometrijo detektorja, in od karakterističnega časa elektronskega vezja. Tipični odzivni časi so okoli mikrosekunde, vendar lahko sežejo tudi do desetin milisekund, ali pa v izjemnih primerih do nanosekund za zelo majhne detektorje. S skrajšanjem rekombinacijskega časa lahko sicer skrajšamo odzivni čas detektorja, vendar hkrati zmanjšamo tudi njegovo občutljivost.

★ Fotoprevodni detektorji so narejeni iz zelo tankih plasti fotoprevodnika, saj močno absorbira svetlobo. Tako za absorpcijo $70-90\%$ svetlobe zadošča le 1–2 µm debela plast. Elektrode se pogosto prepletajo, da se zmanjša dolžina preleta l in poveča ojačanje G.

11.6 Polprevodniške fotodiode

Drugi primer detektorjev, ki temeljijo na notranjem fotoefektu, so polprevodniške fotodiode. Te so danes najpogostejša in najbolj razširjena vrsta detektorjev svetlobe, uporabljamo jih med drugim tudi v fotoaparatih in sončnih celicah. Fotodiode so sestavljene iz p- in n-dopiranega polprevodnika (p-n fotodiode) ali pa je med njima še plast nedopiranega (intrinzičnega) polprevodnika (p-i-n fotodioda). Ko svetloba vpade na p-n (ali p-i-n) stik, se fotoni absorbirajo in nastajajo pari elektron-vrzel. Nosilci naboji potujejo v različnih smereh, elektroni stečejo v eno smer, vrzeli pa v nasprotno. Odvisno od načina delovanja lahko izmerimo tok, ki steče skozi stik, ali pa napetost, ki se pojavi na stiku.

Spektralni odziv fotodiod je seveda odvisen od energijske reže polprevodnika, iz katerega je fotodioda narejena. Silicijeve fotodiode so tako uporabne za zaznavanje valovnih dolžin do okoli $1,1$ µm, za večje valovne dolžine (do $1,6$ µm) uporabljamo InGaAs. Izkoristek fotodiod je navadno zelo velik in presega 50 %, pri energiji fotonov blizu energijske reže je vrednost izkoristka kar blizu 1. Za razliko od fotoprevodnikov fotodiode signala ne ojačujejo, imajo pa praviloma hitrejši odziv, tipično okoli nanosekunde.

Dioda lahko deluje v različnih načinih (slika 11.10). Lahko jo priključimo v prevodni smeri, najpogosteje jo priključimo v zaporni smeri, saj je v tem primeru tok skozi diodo linearno sorazmeren z intenziteto vpadne svetlobe, lahko je dioda kratko sklenjena, lahko pa je dioda v odprtem električnem krogu, v t.i. fotovoltaičnem načinu. V nadaljevanju bomo vse primere podrobneje spoznali.

Slika 11.10: Različne vezave fotodiode: v prevodni smeri (a), v zaporni smeri (b), kratko sklenjena (c) in v fotovoltaičnem načinu (d)

Stik *pn*

Ponovimo najprej, kaj se zgodi ob stiku p- in n- tipa polprevodnika. Pri tem tip p označuje polprevodnik, dopiran s trivalentnimi akceptorskimi primesmi, ki v snovi ustvarijo vrzeli. Energijski nivo primesi je malo nad vrhom valenčnega pasu, zato je Fermijeva energija polprevodnika premaknjena navzdol proti valenčnem pasu (slika 11.11 a). Po drugi strani n tip označuje polprevodnike s petvalentnimi donorskimi primesmi, ki v snov prinesejo dodatne elektrone. Njihov energijski nivo je malo pod prevodnim pasom, zaradi česar je Fermijeva energija pomaknjena navzgor proti prevodnemu pasu (slika 11.11 b).

Ko staknemo polprevodnik tipa p s polprevodnikom tipa n, elektroni z območja z višjo koncentracijo (tip n) difundirajo v območje z nižjo koncentracijo (tip p), kjer se rekombinirajo z vrzelmi. Ob stiku tako nastane ozek pas, imenujemo ga izpraznjeni sloj, kjer ni več prostih nosilcev naboja. Ostanejo pa pozitivno nabiti donorski atomi na strani n in negativno nabiti akceptorski atomi na strani p. Ti naboji povzročijo nastanek električnega polja, ki kaže od n proti p. Nastalo polje zaustavi rekombinacijo, saj odbija elektrone in vrzeli od stika. V ravnovesju se Fermijeva energija izenači, potencialni skok pa je približno enak $\Delta E \approx E_d - E_a$, kar je le malo manj od širine reže E_g (slika 11.11 c).

Slika 11.11: Shema energijskih nivojev v p- (a) in n-tipu (b) polprevodnika ter na p-n stiku (c), v katerem se Fermijevi energiji izenačita. Med obema polprevodnikoma nastane izpraznjeni sloj, kar povzroči nastanek električnega polja.

Priključimo zdaj na diodo napetost, tako da je pozitivna na p strani diode. Takrat pravimo, da smo na diodo priključili napetost v prevodni smeri. Ker lahko energijske pasove razumemo kot potencialno energijo elektronov, s priključeno napetostjo zmanjšamo razliko potencialnih energij in elektroni lažje prehajajo iz n v p del. Zaradi zmanjšanja potencialne razlike med p in n stranjo za e_0U pride do povečanja toka večinskih elektronov iz n v p za faktor $\exp(e_0U/kT)$, tok manjšinskih elektronov iz p v n pa ostaja enak, saj ni ovisen od globine potencialnega skoka (slika 11.12 a).

Slika 11.12: Shema energijskih nivojev v *p*-*n* stiku, ko na stik priključimo napetost v prevodni smeri (a) in v zaporni smeri (b). Če v izpraznjenem sloju pride do absorpcije fotona in nastanka para elektron-vrzel, elektron "zdrsi" proti strani *n*, vrzel pa proti strani *p*.

Povsem enak razmislek lahko naredimo, če priključimo na *n* stran pozitivni pol, na *p* stran pa negativnega, če torej priključimo napetost v zaporni smeri. V tem primeru potencialna razlika naraste in tok večinskih elektonov se zmanjša za faktor $\exp(-e_0|U|/kT)$, tok manjšinjskih elektronov pa ostane nespremenjen (slika 11.12 b).

Celotni tok skozi *p*-*n* stik je sestavljen iz prispevkov elektronov in vrzeli, opiše pa ga tako imenovana karakteristična enačba diode (slika 11.13)

$$I = I_0(e^{e_0U/kT} - 1). \tag{11.25}$$

Pri tem I_0 označuje tok manjšinskih nosilcev naboja[5] in je navadno zelo majhen. Njegova vrednost je odvisna od snovi, površine detektorja, poleg tega pa je eksponentno odvisna od temperature. Znaša tipično okoli 10^{-5}-10^{-15} A, pri čemer najmanjše vrednosti dosegamo le ob močnem hlajenju.

Slika 11.13: $I(U)$ karakteristika neosvetljene fotodiode (modra črta) in osvetljene fotodiode (rdeče črte). Naraščajoča intenziteta vpadne svetlobe krivuljo premakne navzdol. S simboli so označene točke delovanja za različne načine.

[5] Pravimo mu tudi zaporni tok, tok nasičenja ali temni tok. Slednje ime sledi iz tega, da ta tok teče skozi fotodiodo tudi v odsotnosti svetlobe.

Delovanje fotodiode

Ko na polprevodnik vpade foton, ki ima energijo večjo od širine reže, lahko vzbudi elektron iz valenčnega v prevodni pas in nastane par elektron-vrzel. Če se to zgodi v izpraznjenem sloju *p-n* stika, steče elektron pod vplivom električnega polja na stran *n*, vrzel pa na stran *p* (slika 11.12 c). Premik nosilcev naboja, do katerega je prišlo zaradi absorpcije fotona, torej vedno steče v zaporni smeri. Njegova velikost je odvisna od moči vpadne svetlobe in jo lahko zapišemo kot

$$I_f = e_0 \eta N_F = e_0 \frac{\eta P}{h\nu}, \tag{11.26}$$

pri čemer smo z N_F označili število vpadnih fotonov na časovno enoto, η je kvantni izkoristek, P pa označuje moč vpadne svetlobe. Celoten tok skozi fotodiodo je kombinacija diodnega in svetlobnega toka, zato karakteristiko fotodiode zapišemo kot

$$I = I_0(e^{e_0 U/kT} - 1) - I_f. \tag{11.27}$$

Vpadna svetloba torej povzroči zmanjšanje električnega toka skozi diodo, kar na sliki (11.13) predstavlja premik karakteristike diode v vertikalni smeri (rdeče črte). Naraščajoča intenziteta svetlobe premika krivuljo proti bolj negativnim vrednostim tokov.

Prvi način delovanja fotodiode, ki ga bomo obravnavali, je **fotovoltaični način**. To je način, pri katerem električni tokokrog ni sklenjen (slika 11.10 d), zato ob absorpciji fotona in nastanku para elektron-vrzel tok ne more steči. Še vedno pa se izbiti elektron pod vplivom električnega polja na stiku premakne proti *n* delu, vrzel pa proti *p*. Na diodi se tako pojavi napetost, katere vrednost lahko izračunamo iz karakteristične enačbe diode, če upoštevamo, da je $I = 0$. Sledi

$$U_p = \frac{kT}{e_0} \ln\left(1 + \frac{I_f}{I_0}\right). \tag{11.28}$$

Pri večji intenziteti vpadle svetlobe, ko se krivulja na grafu (11.13) pomika navzdol, se rešitev gornje enačbe po abscisi premika proti desni. Večja intenziteta vpadne svetlobe torej pomeni večjo pozitivno napetost na diodi, zato tudi odzivnost v tem primeru merimo v V/W. Pri dovolj velikih vpadnih močeh je zveza med vpadno močno in fotonapetostjo logaritemska. Taka vezava fotodiode tako omogoča zaznavanje vpadne moči v zelo širokem intervalu, najpogosteje pa se ta način delovanja uporablja v sončnih celicah.

Drugi način delovanja je **kratko sklenjena** fotodioda (slika 11.10 c). V tem primeru je napetost na diodi enaka nič in je tok skozi tokokrog kar enak toku zaradi vpadle svetlobe I_f (slika 11.13).

Najbolj splošno uporabljen način za detekcijo svetlobe je način, v katerem napetost na diodo priključimo **v zaporni smeri** (slika 11.10 b). Takrat se tok skozi diodo spreminja linearno z močjo vpadne svetlobe, odziv pa je hitrejši kot pri kratko sklenjeni diodi. Če dodamo v tokokrog zaporedno vezan še nek upornik, se odziv spremeni. Po grafu (slika 11.13) se ne premikamo več navzdol, ampak pod kotom proti desni. Enačbo, ki opisuje premico, ki seka karakteristične krivulje, lahko preprosto zapišemo z Ohmovim zakonom $U = -|U_0| - RI$.

Prednosti tega načina merjenja je več. Zaradi priključene napetosti se zmanjša čas preleta nosilcev naboja in posledično se zmanjša odzivni čas detektorja. Dodatno se poveča širina izpraznjenega pasu, kar zmanjša kapaciteto stika (stik *p-n* namreč deluje kot neke vrste kondenzator in časovni odziv je odvisen od njegove kapacitete) in s tem odzivni čas. Povečana izpraznjena plast pa vodi do večjega območja, v katerem lahko pride do absoprcije fotonov.

Povejmo še nekaj o zgradbi fotodiode. Shema preproste fotodiode je prikazana na sliki (11.14 a). Na dnu je elektroda, sledi plast *n*, nad njo je tanka plast *p*, na katero vpada svetloba. Bistveno je,

da je osvetljena plast tanka, da svetloba lahko prodre v bližino stika. Zato so debeline zgornje plasti tipično submikronske. Dodatno na fotodiode pogosto nanesemo še dodatno antirefleksijsko plast (SiO_2). Fotoobčutljiv del komercialnih fotodiod je tipično od nekaj 100 μm^2 pa do več 100 mm^2. Pri tem imajo večje diode seveda počasnejši odziv.

Poleg do zdaj obravnavanih fotodiod, poznamo tudi heterostrukturne fotodiode, kjer sta *p* in *n* del narejena iz druge snovi. Poseben primer so Schottkyjeve fotodiode, kjer eno plast polprevodnika nadomestimo z zelo tanko plastjo kovine (slika 11.14 c). Te so uporabne predvsem pri visokih energijah (v UV območju), saj je v navadnih fotodiodah absorpcija za te valovne dolžine prevelika, na površini pride do rekombinacije in zmanjšanja kvantnega izkoristka. Poleg tega je odziv Schottkyjevih fotodiod zelo hiter, ker nizka upornost kovine občutno zmanjša *RC* konstanto stika. Odzivni časi dosegajo pikosekundne vrednosti.

Slika 11.14: Shema *p-n* fotodiode (a), *p-i-n* fotodiode, ki se od navadne *p-n* razlikuje po vmesni plasti intrinzičnega polprevodnika (b) in shema Schottkyjeve fotodiode (c)

Fotodioda *pin*

Fotodiode *p-i-n* se od navadnih *p-n* razlikujejo po tem, da med *p*- in *n*-plast vključimo še plast nedopiranega polprevodnika (slika 11.14 b). S tem se efektivno bistveno poveča območje izpraznjene plasti in njegova širina postane praktično neodvisna od priključene napetosti. Povečanje izpraznjene plasti omogoča zaznavanje bistveno večjega deleža vpadne svetlobe, poleg tega pa zmanjša kapaciteto stika in s tem njegovo *RC* konstanto. Slabost dodatnega sloja je povečanje časa preleta čez izpraznjeno plast, vendar lahko z ustrezno optimizacijo konstrukcije dosežemo odzivne čase nekaj deset ps.

Slika 11.15: Kvantni izkoristek nekaterih *p-i-n* in Schottkyjevih fotodiod.

11.7 Plazovne fotodiode

Ko smo risali karakteristiko fotodiode, nismo narisali popolne slike. Pri velikih negativnih napetostih se namreč karakteristika znatno spremeni (slika 11.16), česar ne moremo popisati s preprosto enačbo. Pri zapornih napetostih, ki za nekajkrat presegajo širino energijske reže (tipično okoli 10^7 V/m), pride do naglega povečanja električnega toka. Ob absopciji fotona nastali mobilni nosilci naboja se namreč v električnem polju tako pospešijo, da s trki ustvarjajo nove pare elektron-vrzel. Ti novonastali pari ponovno ustvarjajo pare in pride do "plazu", podobno kot v fotopomnoževalki. En foton torej sproži cel plaz elektronov, zato pravimo, da je plazovna dioda fotodioda z notranjim ojačanjem. Pri tem je faktor ojačanja tipično 30-300 in jih lahko uporabimo za detekcijo posameznih fotonov. Slabost je, da je faktor ojačanja odvisen od temperature in je zato za natančne meritve potrebna temperaturna stabilizacija.

Napetost, pri kateri deluje plazovna fotodioda, je priključena v zaporni smeri jih jo držimo tik pod prebojno napetostjo. Ker že majhna odstopanja v napetosti povzročijo veliko spremembo v toku, moramo tudi napetost držati kar se da stabilno. Le to nam omogoča linearen odziv fotodiode od moči vpadne svetlobe. Take fotodiode so praviloma zelo hitre (50 ps) in zelo občutljive. Z ojačanjem signala se ojača tudi šum, a je ta porast pogosto manjša kot bi bil prispevek k šumu na zunanjih elektonskih ojačevalcih.

Slika 11.16: Karakteristika plazovne fotodiode

11.8 CCD in CMOS detektorji

Do zdaj smo obravnavali detektorje, ki zaznavajo pretok vpadnih fotonov in spreminjanje tega pretoka s časom. Dodatno informacijo dobimo, če več fotodetektorjev sestavimo v dvodimenzionalno matriko, saj lahko ti detektorji hkrati zaznavajo vpadno svetlobo iz različnih delov prostora in dobljene podatke sestavimo v sliko. Pri tem en detektor podaja informacijo o vpadli svetlobi za en slikovni element (piksel). Slikovni detektorji z veliko ločljivostjo so tako sestavljeni iz več milijonov ali celo milijarde posameznih polprevodniških detektorjev. Sestavljeni detektorji so nepogrešljivi v fotoaparatih, video-kamerah, mikroskopiji in astronomiji.

Podrobneje bomo obravnavali dva primera matričnih detektorjev, to so CCD (*charge-coupled-device*)[6] in CMOS (*complementary metal-oxide-semicoductor*) [7]. Obe vrsti detektorjev sta si

[6] Za izum CCD detektorjev sta Willard S. Boyle in George E. Smith leta 2009 prejela Nobelovo nagrado.
[7] Teh dveh oznak za detektorje praviloma ne prevajamo.

glede zaznavanja svetlobe zelo pododbni, razlika je predvsem v načinu, kako iz posameznega detektorja dobimo podatek o številu vpadlih fotonov oziroma številu vzbujenih elektronov.

CCD

Osnovni sestavni del CCD detektorjev je tako imenovani MOS (*metal-oxide-semiconductor* – kovina-oksid-polprevonik) kodenzator. Osnova detektorja je dopiran silicij, vmesna plast med polprevodnikom in kovinsko elektrodo pa je navadno SiO_2 (slika 11.17)

Slika 11.17: Shema MOS strukture, ki je temelj za vse CCD in CMOS slikovne detektorje.

Pozitivna napetost med kovino in silicijem ujame fotogenerirane elktrone na površino silicija. Število ujetih elektronov je sorazmerno integralu optične moči na dan časovni interval. Naboj se ojača in shrani. Tipično 1000x1000px. pixel size order of 10 mikronov. to je 10x10. 5-40mikronov. Barvne slike, tako da dodamo filtre in zaznavajo intenzitete treh osnovnih barv.

silicij.

Ojačevalnik ob robu detektorja, prenos elektronov do tja. CCD doda manj šuma.

Svetlobni senzorji so praviloma majhne fotodiode, ki vpadlo svetlobo pretvorijo v električni naboj. Fotodiode zaznavajo samo svetlost, za določanje barve so potrebni še filtri, ki prepuščajo samo določeno barvo svetlobe, in sicer rdečo, zeleno in modro. Posamezen svetlobni senzor je pokrit samo s filtrom za eno barvo (za zeleno barvo jih je dvakrat več kot za rdečo in modro). Ko se svetloba pretvori v električni naboj, se podatki o tem pošjejo procesorju. Procesor tako dobi podatke o količini ene barve v posameznem pixlu. Nato se s pomočjo primerjanja vsaj osmih sosednjih pixlov določi manjkajoče barvne informacije (vrednosti drugih dveh barv), nato pa na podlagi vseh podatkov skupaj pixel dobi svojo barvo. Torej slikovni senzor in procesor skupaj opravljata nalogo, ki jo je pri klasičnih fotoaparatih izvajal film [1].

Zaradi neposrednega odčitavanja so senzorji CMOS veliko hitrejši kot CCD in posledično je tudi fotografiranje z njimi hitrejše [1, 2]. Zaradi zgoraj omenjenega načina prenosa podatkov morajo biti CCD senzorji visoko kvalitetni, medtem ko se za izdelavo CMOS senzorjev uporablja enak proces kot za izdelavo mikročipov. Posledično so CMOS senzorji cenejši. Senzorji CCD ustvarijo kvalitetno sliko z malo šuma. CMOS senzorji so bolj dovzetni za šum. Ta razlika se sicer z razvojem CMOS senzorjev zmanjšuje. Zaradi uporabe ojačevalnika za vsak svetlobni senzor posebej, je pri senzorjih CMOS uporabljen manjši delež pixla za svetlobni senzor in s tem za zajem svetlobe, kot pri senzorjih CCD, ki so zato bolj občutljivi na svetlobo in posledično boljši v temnejših pogojih. Senzor CCD porabi veliko več (do 100 x več) energije kot CMOS [3].

11.9 Šum pri optični detekciji

Sama občutljivost nekega detektorja, to je količina A/W za neko fotodiodo, nam ne pove, kolikšen je najmanjši signal, ki ga je mogoče meriti. Ta je določen s šumom detektorja in pa s časom meritve, to je s frekvenčno širino modulacije svetlobe, ki jo želimo meriti. Največja možna frekvenccna širina je seveda določena s hitrostjo odziva detektorja.

Ocenimo fluktuacije, torej šum, toka nekega detektorja, na primer fotodiode. V času meritve τ steče n elektronov. Tok je torej

$$I = ne/\tau. \tag{11.29}$$

Povprečni tok je seveda

$$\bar{I} = \bar{n}e/\tau. \tag{11.30}$$

Napravimo mnogo meritev, vse dolge τ. Ker so posamezni foto dogodki med seboj neodvisni, lahko predpostavimo, da je porazdelitev pretečenih elektronov Poissonova: pa lahko izračunamo povprečni kvadrat fluktuacij toka

$$\sigma^2 = \overline{(I-\bar{I})^2} = \frac{e^2}{\tau^2}\overline{(n-\bar{n})^2} = \frac{e^2}{\tau^2}\bar{n} = \frac{e\bar{I}}{\tau}. \tag{11.31}$$

Tokovni šum je obratno sorazmeren korenu iz časa merjenja, oziroma sorazmeren s korenom iz širine merjenjega frekvenčnega intervala. Najmanjši povprečni tok diode je tok zaradi termičnega vzbujanja, s tem je seveda po enačbi določen tudi osnovni termični šum diode. Temni tok diode je sorazmeren s površino diode in eksponentno odvisen od temperature in energijske reže polvodnika;

$$I_0 = Sj_0 e^{-E_g/kT} \tag{11.32}$$

Tipičen temni tok silicijeve fotodiode s površino 1 mm^2 je pri sobni temperaturi 1 nA. Tokovni šum je torej po gornji enačbi

$$I_N = \sqrt{eI_0\Delta\nu} \approx 10^{-15}\ A/\sqrt{Hz}\sqrt{\Delta\nu}. \tag{11.33}$$

Svetlobni tok, označen pogosto z NEP (noise equivalent power), ki da enak signal, je 10^4 fotonov na sekundo ali 10^{-14} W. Še beseda o enoti za NEP. Navadno je podan na enoto frekvenčnega intervala, to je po enačbi .. na $\sqrt{Hz}$.

kazalo UV IR. hetero homodinska detekcija yariv, demtrodeseder q dots delčkarji detekcija.

Stvarno kazalo

π-napetost, 194–196
Čričkanje, 150
Črpanje, 76
Štirinivojski sistem, 77, 116, 118, 120
Življenjski čas nihanj, 62

ABCD matrike, 49, 51, 59
Absorpcija, 74, 208
Absorpcija fotona, 71, 78
Absorpcijski koeficient, 74, 75, 82
Akusto-optični pojav, 169, 171, 174
Atenuacijski koeficient, 208
Avtokorelacijska funkcija, 28

$BaTiO_3$, 126, 127, 161
Bennetova vdolbina, 82
Besslov snop, 45
Boltzmannova porazdelitev, 69, 73
Braggov uklon, 171, 176
Brewsterjev kot, 16

CS_2, 144

DFG, *glej* Generacija razlike frekvenc
Dielektričnost, 9, 21
    inverzna, 159, 169
Disperzija, 151, 188, 200
    kompenzacija, 207
    materialna, 201
    podaljšanje sunka, 204
    rodovna, 203
    valovodna, 202
Dobrota resonatorja, 63
Dopplerjeva razširitev, 80, 81, 114, 116, 118
Dvolomnost, 23, 132, 165, 170
    Dvoosne snovi, 163, 165
    Enoosna snov, 178
Dvonivojski sistem, 70, 72, 81, 84
Dvoosne snovi, 21

Einsteinovi koeficienti, 72, 84, 85
Elasto-optični pojav, 169
Elasto-optični tenzor, 170
Električna polarizacija, 9, 125, 143, 174
Električno polje
    gostota, 9, 11
    jakost, 9, 11, 125
Elektro-optična modulacija
    amplitudna, 159, 166
    fazna, 159, 167
    frekvenčna, 159, 167
    linearna, 166
    longitudinalna, 162, 166, 167
    transverzalna, 164
Elektro-optični deflektor, 169
Elektro-optični pojav, 159
Elektro-optični tenzor, 160
Elektromagnetno valovanje, 11, 67
Elipsoid lomnega količnika, 21
Energija polja, 69
Energijski nivoji
    Argon, 116
    CO_2, 118
    ekscimer, 119
    He-Ne, 114
    Nd:YAG, 120
    Ti:safir, 122
Enoosne snovi, 21, 22
Erbij, 212

Fabry-Perotov interferometer, 53, 55, 63
Faktor M^2, 40
Foton, 69
Frankova prosta energija, 184
Fraunhoferjev uklon, 19, 37
Frederiksov prehod, 184
Fresnel-Kirchhoffov integral, 18
Fresnelov uklon, 19, 37, 38
Fresnelove enačbe, 15
Fresnelovo število, 19, 55, 62

GaAs, 161
Gaussov snop, 39, 41, 56
    divergenca, 40
    efektivni polmer, 196
    faza, 41
    frekvenčno podvajanje, 135, 136
    grlo, 39
    intenziteta, 41

krivinski radij, 41
polmer, 39
Gaussov sunek, 205
Generacija razlike frekvenc, 127
Generacija vsote frekvenc, 127
Gostota energije, 11, 13, 70, 179
Gostota energijskega toka, 11–13, 29, 192
Gostota stanj, 53, 68
Gouyeva faza, 41, 43, 60

Hamiltonova funkcija, 69
Harmonski oscilator, 69
Helmholtzeva enačba, 12, 38, 45, 189, 193, 209
Hermite-Gaussovi snopi, 43, 66
Hitrost valovanj
grupna, 204
Hitrost valovanja, 10, 21
fazna, 188
grupna, 188, 200
Huygensovo načelo, 18

Intenziteta, *glej* Gostota energijskega toka
Interferenca, 25, 28, 32, 35
Izgube v optičnih vlaknih, 208
spoj dveh vlaken, 211
ukrivljeno vlakno, 209
Izgube v resonatorju, 62
notranje, 62

Jonesov vektor, 13
Jonesova matrika, 14

Kalcit, 24
KDP, 126, 130, 134, 161, 162
Kerrov pojav, 160
optični, 143, 156
Kerrov tenzor, 160
Kirchhoffov integral, 17, 64
Kleinmanova domneva, 126
Koeficient ojačanja, 79
Koherenčna dolžina, 28
Koherenčna ploskev, 33, 34
Koherenčna razdalja, 26, 33
Koherenčni čas, 25, 28
Koherenca, 25
časovna, 25, 27
prostorska, 26, 32
Kompleksna ukrivljenost, 42
Kompleksni krivinski radij, 42
Kvantizacija polja, 67, 84

Laguerre-Gaussovi snopi, 44
Lambova vdolbina, 83
Laser, 113
argonski, 76, 116, 119
CO_2, 117, 119
ekscimerni, 119
He-Ne, 77, 80, 81, 114, 119
Nd:steklo, 121, 122
Nd:YAG, 77, 80, 81, 120, 121, 129
organska barvila, 123, 207
Ti:safir, 77, 121, 122, 207
vlakenski laserji, 124
zgradba, 115, 116, 118, 121
Laserski sistemi, 113
Lastne frekvence resonatorja, 53, 54, 60
$LiNbO_3$, 126, 140, 161, 164, 170
Lomni količnik, 10, 21, 22, 132, 163, 171, 187
efektivni, 144
izredni, 22
nelinearni, 144
redni, 22
Lomni zakon, 15, 23

Magnetizacija, 9
Magnetna permeabilnost, 9
Magnetno polje
gostota, 9
jakost, 9, 11
Makerjeve oscilacije, 131
Marcusejeva formula, 196, 211
Maxwellove enačbe, 9
Metoda vzdolžnega premika, 147
Michelsonov interferometer, 27
Multipleksiranje, 209

Nasičena absorpcija, 75
nehomogeno razširjene črte, 81
Navzkrižna korelacijska funkcija, 33, 34
Nelinearna optika, 125
drugega reda, 127
tretjega reda, 143
Nelinearna Schrödingerjeva enačba, 148, 153
Neujemanje faz, 140
Ničelna energija, 69
Normirana frekvenca, 192
Numerična odprtina, 187

Območje bližnjega polja, 40
Obosna valovna enačba, 38, 56, 137
Obrnjena zasedenost, 76, 78, 212

Ojačanje v optičnih vlaknih, 212
Omejen snop, 37
Optična fazna konjugacija, 153, 155
Optična indikatrisa, *glej* Elipsoid lomnega količnika
Optična os, 22
Optični parametrični oscilator, 140
Optični vodnik, 187
    število rodov, 192
    enorodovni, 188, 191, 204
    lastni rodovi, 189
    lihi rodovi, 190
    plašč, 187
    sodi rodovi, 190
    sredica, 187
    TE rodovi, 189
    TM rodovi, 192
    večrodovni, 191
Optično črpanje, 78
Optično frekvenčno podvajanje, 127, 129, 135
Optično parametrično ojačevanje, 138
Optično usmerjanje, 127, 141
Optično vlakno, 187, 193
    dopirano z erbijem, 212
    EH rodovi, 196
    enorodovno, 188, 193
    HE rodovi, 196
    LP rodovi, 197
    parabolični profil, 199
    TE rodovi, 194
    TM rodovi, 194
    večrodovno, 203

Paraksialna enačba, *glej* Obosna valovna enačba
Parametrično ojačevanje, *glej* Optično parametrično ojačevanje
Planckov zakon, 70
Ploščica $\lambda/2$, 14, 164, 180
Ploščica $\lambda/4$, 14, 166
Pockelsov pojav, 160
Pockelsov tenzor, *glej* Elektro-optični tenzor
Polarizacija, 13
    cirkularna, 13
    eliptična, 13, 21
    linearna, 13
    TE, 15, 188
    TM, 15, 188
Polprevodniški laserji, 77
Poyntingov teorem, 11
Poyntingov vektor, 11, 12
Prekrivalni integral, 211, 213
Presek za absorpcijo, 74
Presek za stimulirano sevanje, 79, 80
Preslikava čez lečo, 46

Raman-Nathov uklon, 171, 177
Ravni val, 12, 26, 37, 38, 67
Rayleighova dolžina, 40
Rayleighovo območje, *glej* Območje bližnjega polja
Razpadni čas, 71
Resonator, 53
    ciklični, 66
    koncentrični, 59
    konfokalni, 58, 61, 62, 64
    nestabilen, 59
    odprt, 54
    parametrični oscilator, 140
    planparalelni, 56, 59, 61
    simetrični, 57
Robni pogoji, 10

Samozbiranje, 143, 145
Saturacijska gostota toka, 75, 78
Sevanje črnega telesa, 69, 70
SFG, *glej* Generacija vsote frekvenc
SHG, *glej* Optično frekvečno podvajanje
SiO_2, 201, 202, 208
Sklopitev med valovodi, 214
    3-dB sklopitev, 216
Sklopitev v optično vlakno, 213
    čelna sklopitev, 213
    bočna sklopitev, 213
Soliton
    fazna hitrost, 149
    krajevni, 145–147
    optični, 150, 151
Spekter, 29
    Gaussov, 29, 31, 80
    Lorentzov, 29, 31, 63, 71, 80
    Planckov, 32
    Voigtov, 81
Spektralna črta, 71
    homogena razširitev, 80
    nehomogena razširitev, 80, 122
Spektralna širina, 30
Spektralna gostota energije, 70–73
Spontano sevanje, 71, 78, 85
Stabilnost resonatorja, 55, 57, 60
Stimulirano sevanje, 71, 78, 85, 212

Stoječe valovanje, 67
Susceptibilnost
    električna, 9
    linearna, 125
    magnetna, 9
    nelinearna, 125, 126
    nelinearna, efektivna, 133

Tekočekristalni prikazovalnik, 180
Tekoči kristali, 178
    holesterik, 183
    nematik, 178
Telur, 126, 135
Teraherčno valovanje, 141
Tirna vrtilna količina, 45
Totalni odboj, 16, 187
Trinivojski sistem, 77, 114

Ujemanje faz, 131, 132, 135, 137, 139, 143
Uklon, 17, 37, 64, 170, 171

Valovna enačba, 10, 127
Valovni vektor, 12, 67, 188
Valovno število, 12, 189
van Cittert-Zernikov teorem, 34
Verjetnost za prehod, 71, 84

Wiener-Hinčinov teorem, 30

Youngov poskus, 25, 32

Z-scan, *glej* Metoda vzdolžnega premika
Zasedenost stanj, 72
ZnTe, 161