

1 Měření spektra světla

Spektroskopie označuje metody určení frekvence ν resp. vlnové délky $\lambda = c/\nu$ elektromagnetického záření. Celé elektromagnetické spektrum lze rozdělit do podoblastí (viz obr. ??):

Radiová oblast vlnové délky od kilometrů po 0.1 m, záření se generuje a detekuje pomocí antén, které mají rezonanční délku, použití pro komunikaci (TV, rádio, mobil), informace je zakódována do modulace amplitudy, frekvence nebo fáze.

Mikrovlnná oblast vlnové délky od 100 mm po 1 mm, generuje se magnetronem nebo diodami, je absorbována molekulami s dipólovým momentem, používá se k ohřívání (mikrovlnná trouba), k přenosu informace (Wi-fi) a jako radar.

Infračervená oblast (IČ) dělí se na vzdálenou (1000 až 10 μm), střední (10 až 2.5 μm) a blízkou (2.5 až 0.75 μm) IČ. Vzdálená IČ je absorbována rotačními módy molekul a fonony, z většiny je absorbována atmosférou. Střední IČ je vyzařována předměty jako tepelné záření, blízká IČ má podobné vlastnosti jako viditelné světlo.

Viditelné světlo (VIS) vlnová délka od 760 po 380 nm, v této oblasti vyzařují hvězdy maximum energie. Energie fotonů odpovídá vzdálenosti energetických hladin chemických prvků, absorpce fotonu způsobuje přeskok elektronu na vyšší hladiny, stejně tak může být foton emitován přeskokem elektronu na nižší hladiny.

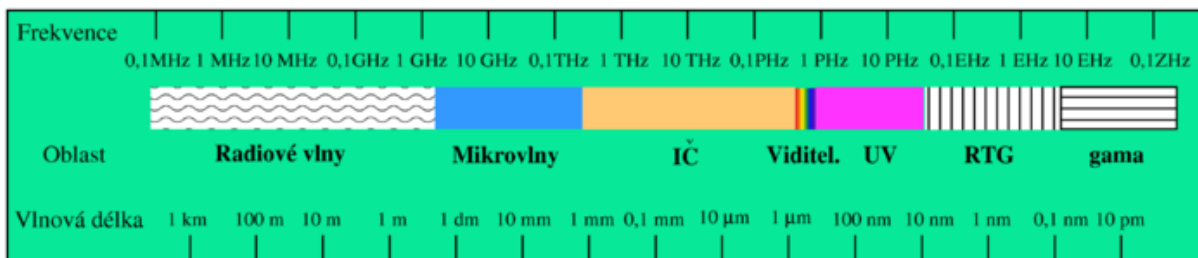
Ultrafialová oblast (UV) vlnová délka od 400 po 10 nm, vyzařována Sluncem, absorbována ozonovou vrstvou atmosféry, ionizující záření, používá se ke sterilizaci.

Rentgenová oblast (X) vlnové délky od 10 nm po 0.1 nm, zdrojem jsou neutrinové hvězdy a akreační disky černých děr, prochází předměty, ionizuje, sterilizuje, používá se v medicíně.

Gama oblast (γ) vlnová délka kratší jak 0.1 nm, prochází předměty, sterilizuje, vytváří radioizotopy.

Spektra dále rozlišujeme na **emisní**, tj. zářič vyzařuje elektromagnetickou energii na různých vlnových délkách, a na **absorbční**, kdy těleso některé vlnové délky částečně nebo úplně pohltí přičemž zbytek projde beze změny. Spektrum může být **spojité**, **čárové** popř. **pásové**, podle průběhu funkce popisující spektrální emisi popř. absorpci.

Spektroskopie je jednou z bezkontaktních metod, jak určit vlastnosti látky, která buď sama vyzařuje nebo jí světlo prochází. Důležitá je také při přenosu informace.



Obrázek 1: Elektromagnetické spektrum.

Informační okna značí spektrální oblasti, které lze použít pro přenos informace pomocí elektromagnetického záření. Moderní zdroje i detektory jsou optimalizovány tak, aby v těchto oblastech měli co nejlepší vlastnosti. Optická komunikace může probíhat ve volném prostoru nebo v optických vláknech. Oproti elektrickým signálům má výhodu rychlosti a možnosti multiplexace, tj. více kanálů lze přenášet pomocí jedné komunikační linky.

V historii se používala hlavně dlouhovlnná rádiová oblast elektromagnetického spektra, která se odráží od atmosféry, a lze ji tedy zachytit i v oblasti geometrického stínu a nebo za horizontem. Nicméně tato oblast spektra je výrazně rušena atmosférickými jevy. V případě satelitní komunikace nebo při volném šíření mezi vzdálenými místy na povrchu Země je dobré vzít v úvahu spektrální propustnost atmosféry. Viditelné světlo lze použít jen omezeně, jelikož je absorbováno oblačností. Zbývají tedy jen určité oblasti infračervené části spektra.

Optická vlákna mohou přenášet signál na velké vzdálenosti bez přílišných ztrát, protože pracují na principu totálního odrazu. Momentálně nejrozšířenější křemíková vlákna lze použít ve třech oblastech blízké IČ - okolo 830 nm, 1 300 nm a 1 550 nm. Novější vlákna (fluoridová a chalkogenní skla) jsou navržena tak, aby s minimálními ztrátami (0.01 dB/km) mohla vest co nejširší část spektra. Jedním optickým vláknem lze tedy vest mnoho komunikačních kanálů na vlnových délkách, které jsou od sebe vzdálené pouze 20 nm. Tato masivní multiplexace výrazně zvyšuje přenosovou kapacitu optického vlákna, nicméně také klade vysoké nároky na generaci a zpracování signálů. Zdroje záření musí být stabilní natolik, aby se centrální vlnová délka jednotlivých kanálů neposunula o více než 0.4 nm. Pro testování kvality musíme mít tedy možnost proměřit spektrum co nejpřesněji.

Rozdělení Spektrometry můžeme rozdělit podle funkčních prvků na několik kategorií:

Zobrazovací spektrometry – rozmítnutí spektra do různých prostorových módů. Funkčními prvky jsou obvykle disperzní hranol nebo difrakční mřížka.

Monochromátory – odfiltrování neměřených složek spektra prostorově (clonou) z rozmítnutého spektra, absorpčně nebo interferenčně.

Nepřímé metody – měření jiných vlastností se spektrem svázaných, např. Fourierovská spektroskopie.

1.1 Zobrazovací spektrometry

Zobrazovací spektrometry odklání vstupní měřený signál pod různými úhly, přičemž každému úhlu přísluší určitá vlnová délka. Nejrozšířenější jsou dvě metody, které využívají spektrálně závislé disperze a difrakce.

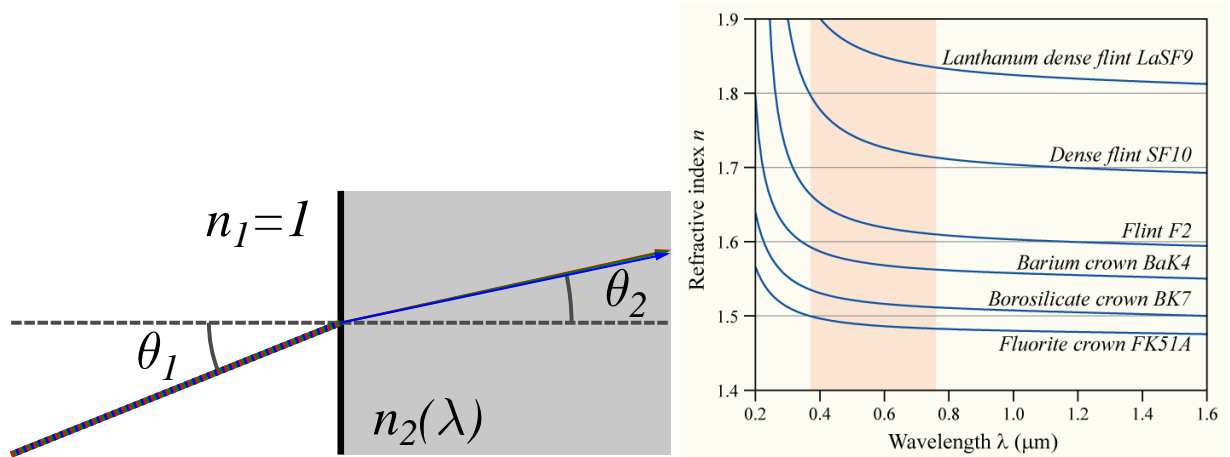
1.1.1 Disperzní hranol

V disperzním hranolu dochází k lomu světla podle Snellova zákona (obr. ?? vlevo)

$$n_1(\lambda) \sin \theta_1 = n_2(\lambda) \sin \theta_2. \quad (1)$$

A jelikož je index lomu jakéhokoliv prostředí (mimo vákua) závislý na vlnové délce, tak se různé složky spektra budou podle tohoto zákona lámat pod jiným úhlem. Nejznámějším příkladem směrového rozložení světla do spektrálních složek je duha, kdy se světlo ze

slunce láme na kapkách vody. Pro dosažení co největšího rozlišení je potřeba vybrat materiál s co největší chromatickou disperzí, tzn. že index lomu materiálu se hodně mění pro různé vlnové délky. Disperzní závislost několika používaných materiálů je v grafu na obr. ?? vpravo.



Obrázek 2: Vlevo: lom světla z prostředí opticky řidšího (vakuum, vzduch) do oblasti opticky hustší. Vpravo: disperzní závislost různých materiálů.

Snaha popsat chromatickou disperzi jedním číslem vedla k zavedení tzv. **Abbeho čísla**

$$\nu = \frac{1}{\delta_r} = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}, \quad (2)$$

kde indexy lomu $n_{F,D,C}$ přísluší Franhoferovým čarám 486.1, 589.2 a 656.3 nm a δ_r značí relativní disperzi, alternativní popis disperze materiálu. Disperzní optické materiály dělíme podle hodnoty Abbeho čísla na flintová skla ($\nu < 50$, velká disperze) a na korunová skla ($\nu > 55$, malá disperze).

Jako funkční prvek spektrometru může tedy sloužit materiál s velkou disperzí nejlépe ve formě hranolu. Klasický trojúhelníkový hranol s vrcholovým úhlem α funguje nejlépe, pokud se v něm šíří svazek rovnoběžně se základnou (obr. ?? vlevo). Úhel odklonu různých barevných složek se podle indexů lomu jim příslušejících dá spočítat podle vztahu

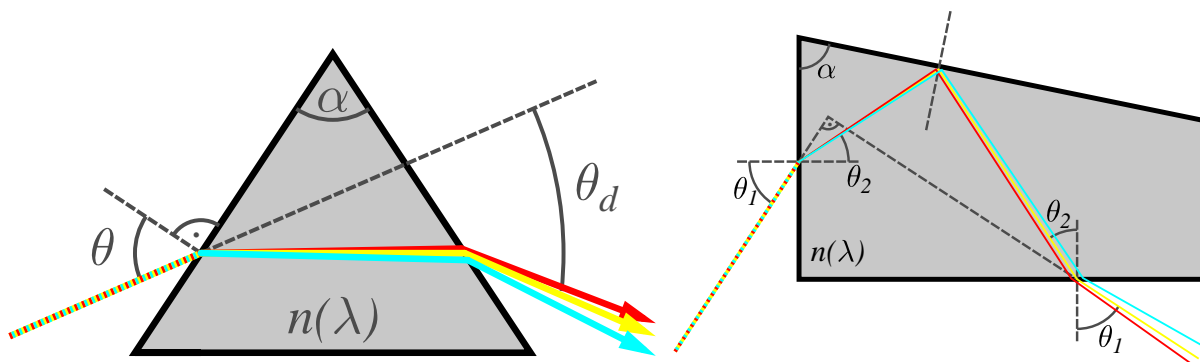
$$\theta_d = \theta - \alpha + \arcsin \left[\sin \alpha \sqrt{n(\lambda)^2 - \sin^2 \theta} - \sin \theta \cos \alpha \right]. \quad (3)$$

Další používaný hranol, Pellin Broca, má tu výhodu, že zvolená spektrální složka vychází z hranolu kolmo vzhledem k směru dopadajícího svazku. Výběr určité vlnové délky je dán úhlem α (obr. ?? vpravo).

V současných komerčních měřících přístrojích se hranoly pro měření spektra nepoužívají. Využívají se hlavně pro selekci určité vlnové délky ze svazku, např. v rezonátoru Kryptonového laseru nebo k oddělení základní frekvence po generaci druhé harmonické. Dvojice disperzních hranolů se používá i v femtosekundových laserových systémech ke kompenzaci časové disperze (různé barevné složky optického pulzu se šíří materiálem různě rychle).

1.1.2 Difrakční mřížka

Difrakční mřížku rozumíme optický prvek, u kterého se periodicky mění buď index lomu nebo její tloušťka. Může fungovat buď na průchod nebo na odraz. Na difrakčních mřížkách

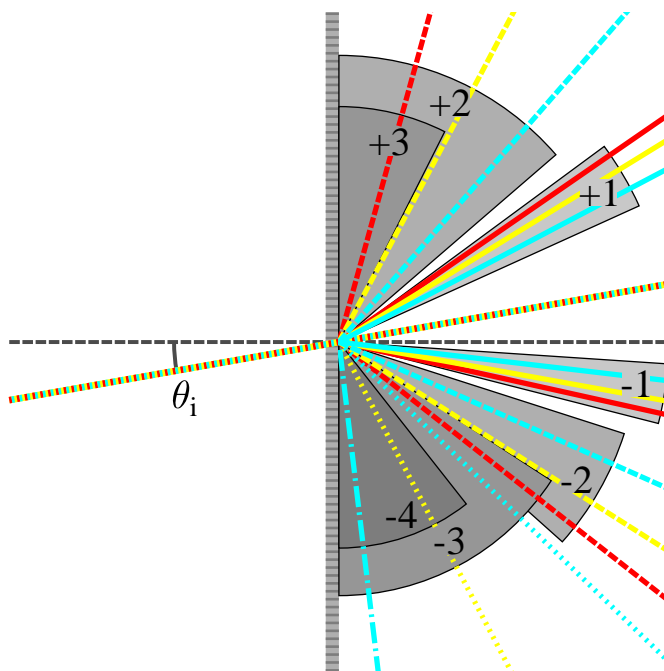


Obrázek 3: Rozklad světla v disperzním hranolu (vlevo) a v hranolu Pellin Broca (vpravo).

dochází k ohybu světla pod různými úhly podle vlnové délky dopadajícího záření λ a periody mřížky Λ (obr. ??)

$$\sin \theta_q = \sin \theta_i + q \frac{\lambda}{\Lambda}, \quad q = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (4)$$

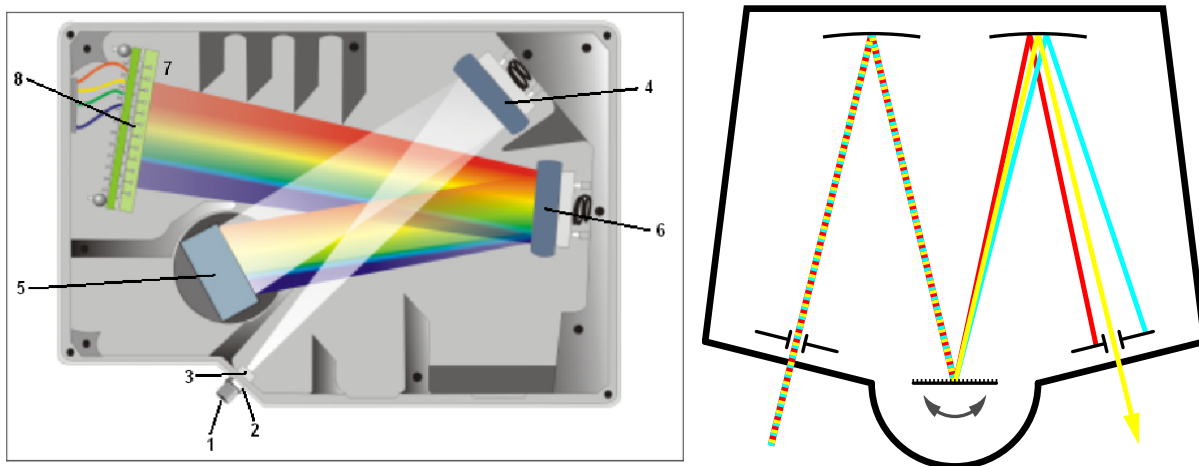
V paraxiálním přiblížení (blízko optické osy) a pro periodu mřížky mnohem větší než je vlnová délka měřeného záření platí zjednodušený vztah $\theta_q = \theta_i + q\lambda/\Lambda$.



Obrázek 4: Rozklad světla na difrakční mřížce s 600 čarami/mm ($\Lambda = 1.667 \mu\text{m}$).

Hlavní výhoda difrakční mřížky oproti disperznímu hranolu je ta, že úhel odklonu je lineárně závislý na vlnové délce oproti nelineární závislosti indexu lomu. Nevýhodou je potom více difrakčních řádů (parametr q), která se mohou překrývat. K měření se používá jen první popř. -1. řád. Měřený rozsah je omezený hodnotami, kdy se začínají rozmítnutá spektra různých řádů překrývat. Světelná energie v neměřených řádech není využita a je navíc nežádoucí, musíme ji tedy odclonit.

Difrakční mřížka může fungovat buď na průchod (obr. ??) nebo na odraz. Konstrukce spektrometru s odraznou difrakční mřížkou může být různá (obr. ??), stavební prvky jsou víceméně stejné. Vstupní světelný signál prochází štěrbinou, která je v ohnisku kolimačního zrcadla. To vytváří rovnoběžný svazek, který dopadá na mřížku. Rozmítnuté spektrum je potom fokuzáčním zrcadlem zobrazeno na stínítko nebo lineární CCD čip. O rozsahu a rozlišení spektrometru rozhodují geometrie uspořádání, perioda mřížky (čím menší Λ , tím větší rozsah) a šířka vstupní štěrbiny (čím užší, tím lepší rozlišení ale méně signálu).



Obrázek 5: Schéma spektrometru: vlevo Ocean Optics HR4000CG-UV-NIR (300 čar/mm, rozsah 200 - 1 100 nm, štěrbina 5 μm , rozlišení 0.025 nm); vpravo Jobin Yvon Triax 320 (1 200 čar/mm, rozsah 0 - 1 500 nm, rozlišení 0.06 nm) v konfiguraci monochromátoru.

1.2 Monochromátory

Monochromátory jsou přístroje, které vybírají ze vstupního signálního svazku jen určitou složku spektra. Pracují tedy jako spektrální filtry, přičemž můžeme měnit centrální vlnovou délku procházejícího záření i šířku spektrální čáry. Monochromátorem může být i upravený zobrazovací spektrometr, u něhož výstupní clonou projde jen požadovaná vlnová délka (například Jobin Yvon spektrometr s výstupní clonou na obr. ?? vpravo, výběr výstupní vlnové délky se provádí natáčením difrakční mřížky).

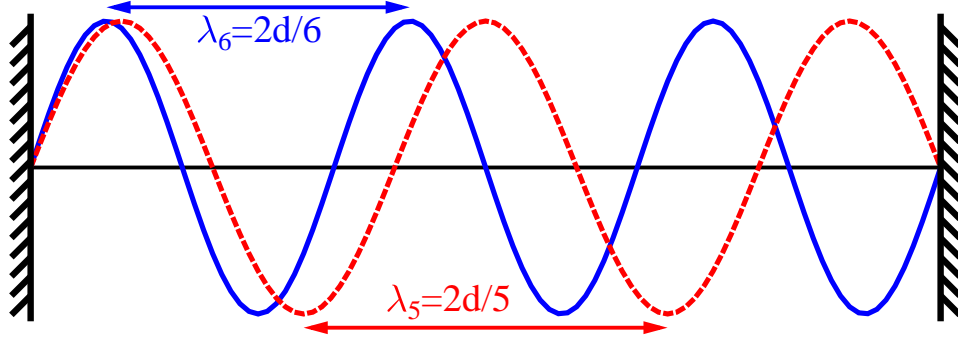
Pokud nemáme potřebu měnit vlnovou délku, potom můžeme použít "pevný" spektrální filtr. Takovým filtrem může být barevné sklo, které absorbuje nežádoucí složky spektra, nebo soustava tenkých vrstev, kde se nežádoucí vlnové délky díky interferenci odrazí a skrz projde jen určitá část spektra. Interferenčního jevu můžeme využít i v případě, kdy chceme dosáhnout variability ve vlnové délce a šířce spektra. Příkladem takového interferometrického spektrálního filtru je Fabryův-Perotův rezonátor (etalon).

1.2.1 Fabryův-Perotův planární rezonátor

Fabryův-Perotův rezonátor je propustný jen pro takové záření, které bude po několika odrazech na zrcadlech konstruktivně interferovat. To nastane tehdy, když se optické pole po několika odrazech zrekonstruuje a to včetně fáze. Jediné stabilní řešení pro rovinná

zrcadla vede k tomu, aby na zrcadle bylo elektrické pole nulové. V tom případě se může v rezonátoru se vzdáleností zrcadel d udržet jen takové záření, které splňuje podmínku $d = q\lambda/2 = qc/2\nu$ (viz. obr. ??). Vzhledem k délce rezonátoru se zavádí pojem volný frekvenční interval ν_F , tedy frekvenční vzdálenost dvou vedlejších vlnových délek splňující rezonanční podmínku,

$$\nu_F = \frac{c}{2d}, \quad \lambda_q = \frac{2d}{q}. \quad (5)$$



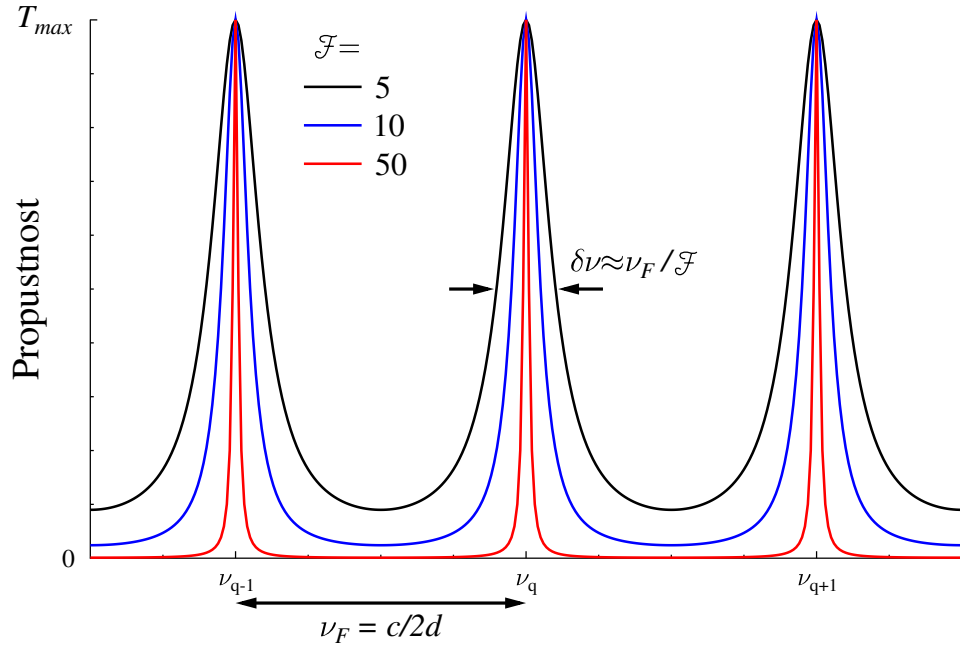
Obrázek 6: Podmínka pro vlnové délky v rezonátoru o délce d .

Z celého spektra by měl FP interferometr (etalon) propustit jen sérii vlnových délek (frekvencí), které jsou velmi úzce vymezené (mají zanedbatelně úzkou frekvenční šířku). V reálné situaci propouští FP etalon všechny vlnové délky, jen je selektivně utlumí díky destruktivní interferenci. Spektrální propustnost FP interferometru je periodickou funkcí s délkou periody rovnou volnému spektrálnímu intervalu. Frekvence splňující podmínku pro udržení v rezonátoru – podélné mody – mají ztráty minimální. Velkou propustnost mají ale i frekvence v těsné blízkosti podélných modů. To, jak široké spektrum je FP etalonem propuštěno bez výraznějších ztrát závisí na vlastnostech rezonátoru.

Hlavní z těchto vlastností jsou ztráty. Ty mohou nastat v prostředí, které je mezi zrcadly rezonátoru, nebo mohou vznikat přímo na zrcadlech. Tyto zrcadla bývají částečně propustná, aby se optické pole mohlo dostat do rezonátoru a zase ven. Pokud je optické pole moc široké, vznikají ztráty také tím, že energie uniká bokem v důsledku konečných rozměrů nebo nedokonalé rovnoběžnosti zrcadel. Pro poměření ztrát FP rezonátoru (předpokládejme ztráty pouze na zrcadlech) definujeme maximální propustnost $T_{\max} = \frac{t^2}{(1-r)^2}$, kde t a r jsou součiny amplitudových propustností resp. odrazivostí dvou zrcadel. Jemnost \mathcal{F} (*Finesse*), další parametr popisující FP rezonátor, se vypočítá podle vztahu $\mathcal{F} = \pi \sqrt{\frac{r}{1-r}}$. Spektrální průběh propustnosti má potom tvar (obr. ??)

$$T(\nu) = \frac{T_{\max}}{1 + \left(\frac{2\mathcal{F}}{\pi}\right)^2 \sin^2\left(\frac{\pi\nu}{\nu_F}\right)}. \quad (6)$$

Centrální vlnovou délku propustnosti FP rezonátoru můžeme ladit změnou délky rezonátoru. Šířka čáry je ovlivněna parametrem jemnosti, který závisí na odrazivosti zrcadel. Nevýhodou tohoto spektrálního filtru je ale nejednoznačnost. Propustnost je periodická, pro vstupní záření s šířkou spektra širší než je volný spektrální interval je potřeba použít ještě další spektrální filtr. V tabulce ?? je několik hodnot volného spektrálního intervalu pro různé šířky FP etalonu.



Obrázek 7: Spektrální propustnost FP etalonu pro tři hodnoty jemnosti \mathcal{F} .

d mm	ν_F GHz	λ_F nm	1 nm/ ν_F	$\delta\nu$ GHz	$\delta\lambda$ nm
10	15	0.035	29	0.1	0.00023
5	30	0.069	14.5	0.2	0.00046
2	75	0.173	5.8	0.5	0.00125
1	150	0.35	2.9	1	0.0023
0.5	300	0.69	1.45	2	0.0046
0.2	750	1.73	0.58	5	0.0115
0.1	1500	3.5	0.29	10	0.023

Tabulka 1: Parametry FP etalonu pro $\mathcal{F} = 150$ a $\lambda = 830$ nm.

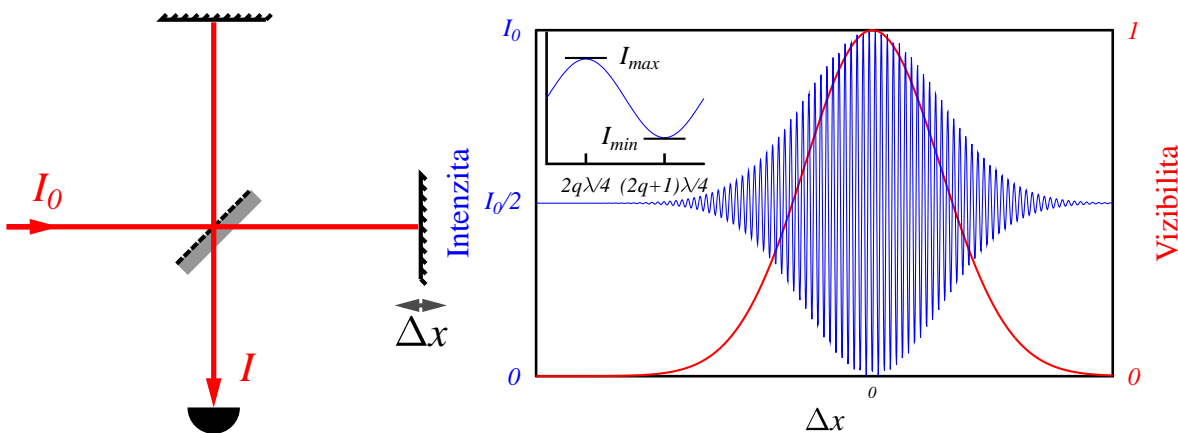
1.3 Fourierovská spektroskopie

Fourierovská spektroskopie je příkladem nepřímé metody určení spektra záření. Jádrem metody je **Wienerův-Chinčinův** teorém, který nám říká, že spektrum záření je svázáno Fourierovou transformací s autokorelační funkcí. Autokorelační funkce poměřuje schopnost interference různě zpožděných složek zkoumaného záření. Tato schopnost interference pro dráhové zpoždění složek Δx v interferometru se určuje hodnotou vizibility (kontrastu)

$$V(\Delta x) = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}}, \quad V \in [0, 1], \quad (7)$$

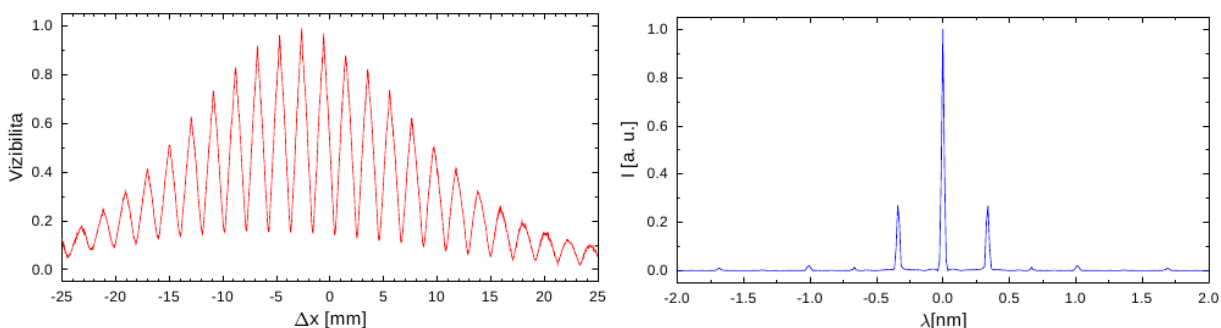
kde I_{max} značí maximální a I_{min} minimální hodnotu intenzity interferenčního proužku při změně dráhového rozdílu o jednu vlnovou délku (obr. ??).

Měření autokorelační funkce pro dostatečný rozsah dráhových rozdílů a samotný výpočet Fourierovy transformace jsou zdlouhavé procedury. Během tohoto měření se může spektrum zdroje změnit. Proto se provádí určité zjednodušení. Za předpokladu symetrického spektra se provádí měření vizibility jen po krocích a provede se diskretní rychlá Fourierova



Obrázek 8: Schéma Michelsonova interferometru (vlevo), průběh intenzity (modře) a vizibility (červeně) v závislosti na dráhovém rozposunutí ramen interferometru (vpravo).

transformace (FFT). Příklad autokorelační funkce a z ní spočítaného spektra je na obr. ??.



Obrázek 9: Autokorelační funkce laserové diody s centrální vlnovou délkou 816 nm (vlevo), vypočtené spektrum pomocí diskrétní FFT (vpravo).

Stejně jako u dříve zmíněných spektrometrů jsou důležité vlastnosti získaného spektra rozsah a rozlišení. Rozsah spektra je dán hustotou kroků při měření vizibility. Platí, že čím více jednotlivých měření po menších krocích, tím větší rozsah spektra lze změřit (např. krok $1 \mu\text{m}$ odpovídá šířce spektra 172 nm). Maximum v rozposunutí ramen interferometru při měření je nepřímě úměrné rozlišení. Jednoduše řečeno, čím větší rozsah Δx pokryjeme měřením, tím lepšího rozlišení dosáhneme (např. rozsah 25 mm odpovídá rozlišení 0.007 nm).