

Středoškolská odborná činnost 2006/2007

Obor č. 12. Tvorba učebních pomůcek, didaktická technologie

Filtr laditelný elektromagnetem

Autor:

Vojtěch Šimetka

Mendlovo gymnázium, Opava, příspěvková organizace, Komenského 5
746 01 Opava, 6. ročník

Konzultant práce:

Dr. Petr Kužel

(Fyzikální ústav AVČR, v.v.i., Na Slovance 2, Praha 8)

Opava 2007

Moravskoslezský kraj

Anotace

S nástupem na gymnázium, se mi naskytla možnost vytvořit práci SOČ. Na dni otevřených dveří Fyzikálního ústavu Akademie věd České republiky v Praze mne zaujala přednáška o terahertzové (THz) spektroskopii. Rozhodl jsem se proto svůj zájem rozvinout a setkal jsem se s Dr. Kuželem, který na Fyzikálním ústavu vede terahertzovou laboratoř. THz oblast elektromagnetického spektra se v současné době těší velmi intenzivnímu vědeckému výzkumu, který již nabízí aplikace v medicíně, při kontrolních procedurách zboží a osob atd. Je pravděpodobné, že za několik let dosáhnou THz frekvencí komunikační technologie; je tedy důležité pracovat na vývoji optických prvků, které komunikaci umožní. Skupina Dr. Kužela například zkoumá rychlé modulátory a laditelné filtry THz záření.

Cílem mojí práce je navrhnout jednoduchý filtr založený na vlastnostech fotonických struktur a laditelný pomocí elektrického pole. Filtr bude obsahovat materiál, jehož vlastnosti v THz oblasti lze měnit například pomocí teploty nebo elektrického pole. Teplotně laditelný filtr na podobném principu již byl realizován. Filtr laděný pomocí elektrického pole má oproti tepelně laditelnému několik výhod ale i nevýhod:

- Hlavní výhodou je jeho rychlost
- Jako hlavní nevýhoda se v současné chvíli jeví menší laditelnost a nižší propustnost oproti tepelně laditelným filtrům.

Proto jsem se rozhodl tento problém prozkoumat a s pomocí mého konzultanta Dr. P. Kužela celý problém popsat, případně nabídnout nějaké řešení.

Poděkování

Rád bych poděkoval Mendelovu Gymnáziu Opava za možnost a podporu pro vytvoření SOČ a Dr. Petru Kuželovi za jeho trpělivost a ochotu podělit se o své zkušenosti.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto práci vypracoval samostatně, a že jsem uvedl veškerou použitou literaturu

V Opavě dne 20. března 2006,
Vojtěch Šimetka

.....
Podpis autora

Obsah:

Anotace	2
Poděkování	3
Prohlášení	4
1. Šíření elektromagnetických vln a jejich komplexní zápis	6
2. Šíření v blízkosti rozhraní a ve vrstevnatých strukturách	7
3. THz spektrální oblast a úvod do fotonických struktur	10
4. Materiálová disperze v THz oblasti	10
5. Teplotní ladění fotonických struktur	11
6. Ladění fotonických struktur elektromagnetickým polem	16
Závěr	21
Použitá literatura	22

1. Šíření elektromagnetických vln a jejich komplexní zápis.

V této práci se budu zabývat šířením elektromagnetických vln v různých prostředích; budu se snažit charakterizovat průchod světla různými vrstevnatými strukturami a odraz na nich. Při popisu budu používat pojem rovinných vln které lze zapsat ve tvaru:

$$E = E_0 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (1)$$

$$H = H_0 \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) \quad (2)$$

Elektromagnetické vlnění má elektrickou a magnetickou část, které jsou navzájem svázané proto nadále budu pracovat pouze s částí elektrickou. \mathbf{k} je vlnový vektor a určuje směr pohybu vlny. Z matematického hlediska je dobré používat zápis pomocí takzvaných komplexních čísel. Píšeme

$$E = E_0 e^{i(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})} = E_0 [\cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r}) + i \sin(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})] \quad (3)$$

Tato reprezentace je velmi výhodná pro většinu matematických výpočtů a intuitivně zavádí pojem amplitudy vlny E_0 a fáze vlny $(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$. Musíme však mít na paměti, že pouze reálná část výrazu (3) má fyzikální význam (imaginární část jsme doplňovali čistě z matematických důvodů)

Pro rovinné vlny v libovolném prostředí platí vlnová rovnice, která zavádí vztah mezi kruhovou frekvencí vlnění ω a velikostí vlnového vektoru k :

$$\frac{\omega N}{c} = k \quad (4)$$

c je rychlost světla; N se nazývá index lomu daného prostředí. Jakákoliv elektromagnetická vlna polarizuje prostředí, ve kterém se šíří; to souvisí s kmitajícím pohybem elektronů a nabitých jader v reakci na elektrické pole vlny. Část světelné energie vlny je tedy vložena do daného prostředí ve formě polarizace, která se šíří společně s vlnou a u výstupní plochy daného vzorku, může být přeměněna zpět na světlo. Přijměme jako fakt, že čím je polarizace větší, tím pomaleji se pak systém polarizace + světlo šíří. Tuto interakci popisuje právě index lomu; jeho velikost určuje rychlost šíření světla v daném prostředí a lze ukázat, že přímo souvisí s množstvím energie vložené do prostředí.

$$N = n - ik \quad (5)$$

Dle rovnice (5) a (4) pak pro danou frekvenci ω platí, že vlnový vektor je komplexní

$$k = k' - ik'' = \frac{\omega n}{c} - i \frac{\omega \kappa}{c} \quad (6)$$

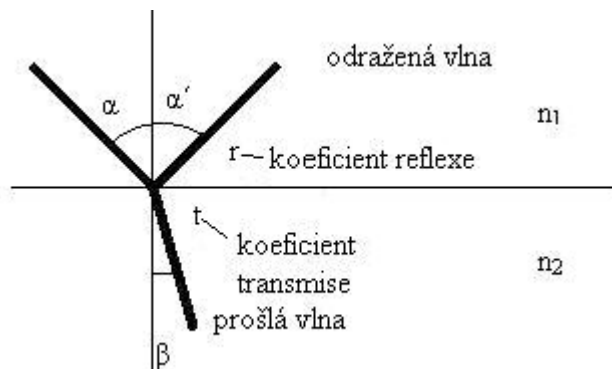
Z rovnice (3) pak plyne pro šíření (například ve směru z):

$$E = E_0 \exp[i\omega(t - nz/c)] \exp(-\omega\kappa/c) \quad (7)$$

Z rovnice (7) ihned plyne, že κ charakterizuje míru absorpce světla v daném prostředí (nazýváme ho indexem absorpce) a že fáze světla se v tomto prostředí šíří rychlostí $v = c/n$.

2. Šíření v blízkosti rozhraní a ve vrstevnatých strukturách

Vlna dopadající na rozhraní pod libovolným úhlem se částečně od rozhraní odrazí a částečně jím projde. Obecně platí, že úhel dopadu (α) se rovná úhlu odrazu (α'). Na úhlu α pak také závisí kolik energie do prostředí projde (transmise) a kolik se odrazí (reflexe). Velikost reflexe a transmise pak dále závisí na indexu lomu daného prostředí.



(8)

$$n_1 \sin \alpha = n_2 \sin \beta$$

$$\alpha = \alpha'$$

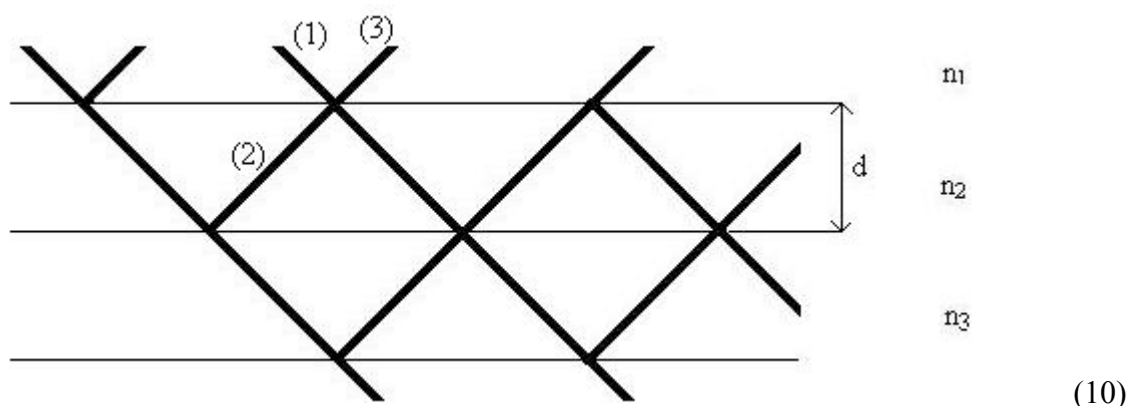
Z obrázku (8) vyplývá, že je-li n_2 větší než n_1 (odraz na opticky hustším prostředí), je úhel dopadu větší, než úhel lomu a naopak. Pomocí tzv. Fresnelových vzorců [1] lze spočítat, jaká část světelné energie bude odražena a jaká část projde. Nejjednodušší podobu Fresnelových vzorců dostaneme pro kolmý dopad (kterým se budu v této práci nadále zabývat):

$$r = \frac{n_1 - n_2}{n_1 + n_2}$$

$$t = \frac{2n_1}{n_1 + n_2} \quad (9)$$

Z rovnice (9) plyne, že při odrazu vlny na opticky hustším prostředí ($n_2 > n_1$) je koeficient odrazu r záporný, což znamená, že dojde ke změně fáze elektrického pole vlny o π [neboť $\exp(i\pi) = -1$]. Naopak při odrazu na opticky řidším prostředí ($n_2 < n_1$) je $r > 0$ a tím pádem se fáze vlny nemění.

Zvláště zajímavé je šíření světla ve vrstevnatých strukturách, kde kromě indexu lomu hraje velmi důležitou roli interference (neboli skládání vln odražených na jednotlivých rozhraních vrstev)



V této práci se zabývám pouze kolmým dopadem; nenulový úhel dopadu je na obrázku znázorněn pouze pro přehlednost. Obrázek (10) ukazuje složitost skládání vln odražených na jednotlivých rozhraních. Např. vlna označená číslem (1) se po odrazu na rozhraní 1–2 bude skládat s vlnou označenou (2), která vznikla částečným odrazem na rozhraní mezi prostředím 2 a 3. Rozdíl jejich fází v místě skládání bude roven [s pomocí rovnice (7)]:

$$\Delta\Phi = 2n_2d \omega/c. (+\pi), \quad (11)$$

kde d je tloušťka vrstvy č.2. Přítomnost či absence součtového členu $+\pi$ závisí na tom, jestli na rozhraní mezi vrstvami 1 a 2 a vrstvami 2 a 3 dochází ke změně fáze v důsledku odrazu na opticky hustším prostředí [viz diskuse za rovnicí (9)]. Jestliže $\Delta\Phi = 2m\pi$ (kde m je celé číslo), dojde ke konstruktivní interferenci a výsledná vlna (3) bude odražena. Jestliže $\Delta\Phi = (2m+1)\pi$, dojde k destruktivní interferenci a odraz bude potlačen.

V optice vrstevnatých prostředí jsou důležité tzv. čtvrtvlnné vrstvy, kde optická tloušťka vrstvy je rovna $nd = \lambda/4$ (kde $\lambda = 2\pi c/\omega$ je vlnová délka záření). Pro takovou vrstvu platí, že

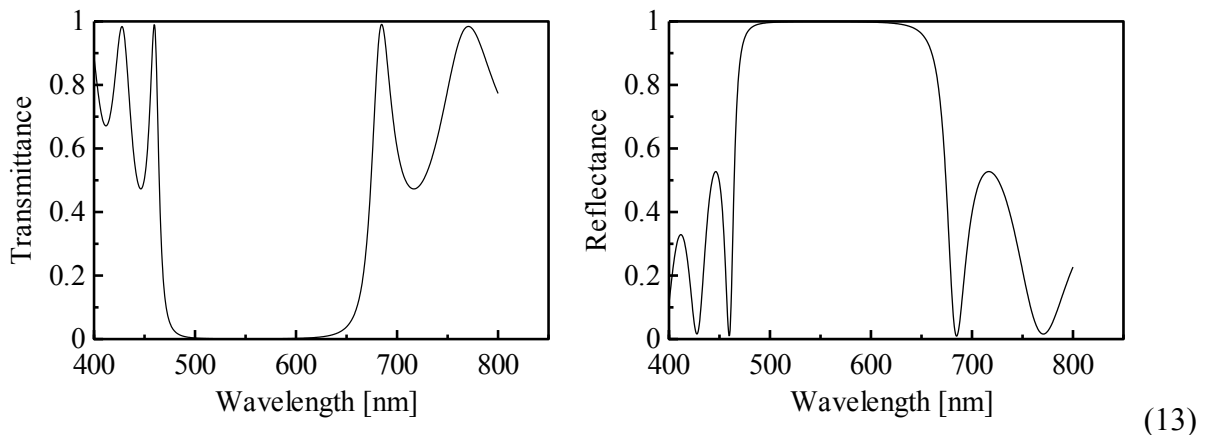
$$\Delta\Phi = \frac{\omega}{c} 2nd (+\pi) = \frac{\omega}{c} 2 \frac{2\pi c}{4\omega} (+\pi) = \pi (+\pi) \quad (12)$$

a tudíž dle charakteru odrazu vždy dojde k zcela konstruktivní či zcela destruktivní interferenci. Podobná situace nastane i v případě tzv. půlvlnných vrstev, kdy $nd = \lambda/2$. Pro takovou vrstvu pak platí $\Delta\Phi = 2\pi (+\pi)$

Obecně lze říci, že u struktur, u nichž dochází ke konstruktivní interferenci na odraz, dojde zároveň k destruktivní na průchod a naopak. Tak můžeme navrhovat tzv. antireflexní nebo naopak vysoce reflexní vrstvy.

Transmisní a reflexní vlastnosti vrstevnatých optických struktur lze velmi dobře počítat pomocí tzv. metody přenosových matic, která je popsána např. v [1]. Ke své práci jsem využíval program PKgraph, kde je přímo tato metoda výpočtu implementována a lze provádět výpočty pro libovolné konfigurace fotonických struktur s libovolnými disperzními a absorpčními vlastnostmi. Jako vstupní informace definuji kódy pro sekvenci vrstev, tloušťku jednotlivých vrstev, jejich frekvenčně závislé indexy lomu a absorpce a úhel dopadu. Výstupní informace jsou ve formě grafu a datového souboru udávajícího reflektanci a transmitanci dané struktury.

Na grafech (13) vidíme spektra propustnosti a odrazivosti tzv. dielektrického zrcadla navrženého pro optickou spektrální oblast. Tato struktura se skládá se série tenkých vrstev nanesených na substrátu. Jedná se o periodické uspořádání, ve kterém se střídají vrstvy o vhodné tloušťce s nízkým indexem lomu (značené L, index lomu 1.46, tloušťka 94 nm) a s vysokým indexem lomu (H, index lomu 2.4, tloušťka 57 nm). Díky konstruktivním a destruktivním interferencím dojde ke vzniku tzv. zakázaného pásu, což je část světelného spektra, pro kterou je daná struktura LH...L vrstev nepropustná. Na obr. (13) ho nalezneme pro vlnové délky mezi 480 a 650 nm. V této oblasti se struktura chová jako velmi dobré zrcadlo.



3. THz spektrální oblast a úvod do fotonických struktur

Terahertzová (THz) spektrální oblast se nachází ve frekvenčním intervalu 0.1–10 THz (což jsou frekvence 60–6000 krát nižší než frekvence viditelného záření). Až do nedávné doby byla velmi obtížně experimentálně dostupná, neboť zde klasické zdroje záření mají příliš nízkou účinnost. Zásadní práce vedoucí k novým experimentálním metodám umožňujícím provádět spektroskopická měření v THz oblasti byly publikovány na přelomu 80. a 90. let minulého století. V současné době se jedná o dynamicky se rozvíjející vědní disciplínu s velkým množstvím aplikací.

Fotonické krystaly jsou uměle vytvořené struktury s periodickým uspořádáním indexu lomu. Vykazují tzv. optický zakázaný pás, což je frekvenční oblast, kde je daná struktura zcela nepropustná pro elektromagnetické záření, přestože materiály, ze kterých byla struktura vytvořena, záření neabsorbují. Jedná se o rezonanční jev, kdy dochází ke konstruktivním nebo destruktivním interferencím mezi vlnami odraženými v jednotlivých periodách struktury. Pro jeho existenci je podstatné, aby perioda struktury byla srovnatelná s vlnovou délkou elektromagnetického záření, pro něž je určena. Fotonické krystaly pro viditelnou spektrální oblast pak musí vykazovat periodicitu v měřítku stovek nanometrů; velikost periody pro THz spektrum se nachází v oblasti zlomků milimetrů.

Periodicita fotonického krystalu může být porušena vložением defektu, který si můžeme představit jako malý motiv s výrazně odlišným indexem lomu. Tímto způsobem může v optickém zakázaném pásu dojít k vytvoření tzv. defektního módu, což je velmi úzká spektrální čára, kde se daná struktura stane naopak zcela průhlednou a může být využita například jako spektrální filtr.

4. Materiálová disperze v THz oblasti

Index lomu a index absorpce zavedené v kapitole 1 obecně závisí na frekvenci záření. Tento jev se nazývá disperze. Index lomu materiálů bude obecně zcela jiný v optické a v THz oblasti elektromagnetického spektra. Podobné obecné tvrzení platí i pro index absorpce: materiál průhledný v jednom spektrálním oboru může být například zcela neprůhledný pro záření v oboru jiném.

Optické a THz vlastnosti materiálu mohou navíc záviset i na dalších vnějších parametrech jako je například teplota nebo přiložené elektrické pole. Tuto vlastnost materiálu nazýváme laditelnost.

Cílem této práce je navrhnout laditelné fotonické struktury pro THz spektrální oblast. Využijeme k tomu následujících materiálů:

Vrstva L: Křemen (SiO_2) s indexem lomu v THz oblasti $n_L = 2,10$

Vrstva H: Oxid ceria (CeO_2) s indexem lomu $n_H = 4,85$

Pomocí sekvence střídaných se destiček těchto materiálů vytvoříme fotonickou strukturu s vysokou odrazivostí (podobně jako tomu bylo u struktury na obr. 13)

Do této struktury vložíme tzv. defektní vrstvu titanátu stroncia (SrTiO_3 , zkráceně STO), jehož vlastnosti v THz oblasti můžeme snadno měnit pomocí teploty a elektrického pole. STO vykazuje silný tzv. vibrační mód (neboli vibrační stav určité skupiny atomů v motivu krystalové mřížky). Tento mód má vlastní frekvenci vibrací ω_0 v THz spektrální oblasti.

Interakce THz záření s tímto vibračním stavem má rezonanční charakter. To znamená, že pro THz záření o frekvencích v okolí ω_0 dojde k vybuzení módu s velkou amplitudou. Jinak řečeno velká část elektromagnetické energie se v tomto případě přemění v polarizaci vzorku (a její velká část bude přeměněna na teplo a tedy absorbována). Z úvah uvedených v kapitole 1 plyne, že tento mód výrazně ovlivní index lomu v THz oblasti. Můžeme napsat [1]:

$$N = \sqrt{n_0^2 + \frac{f}{\omega_0^2 - \omega^2 + i\omega\gamma}} \quad (14)$$

kde ω_0 je frekvence kmitů vibračního módu, γ je jeho tlumení (souvisí s absorpcí), f je tzv. síla oscilátoru (určuje sílu interakce mezi zářením a vibračním módem) a n_0 je index lomu u vysokých frekvencí (nad THz oblastí). Z experimentu víme [2], že frekvenci ω_0 můžeme ovlivňovat teplotou a elektrickým polem. Z experimentu [3] také známe konkrétní závislost indexu lomu na teplotě a na elektrickém poli.

5. Teplotní ladění fotonických struktur

Pro svoji práci jsem využil program PKgraph zmíněný výše. Na grafu (15) vidíme jak se mění disperzní a absorpční vlastnosti STO s teplotou. Tuto závislost jsem vypočítal pomocí vzorce (14), kam jsem dosadil parametry převzaté z literatury [3]:

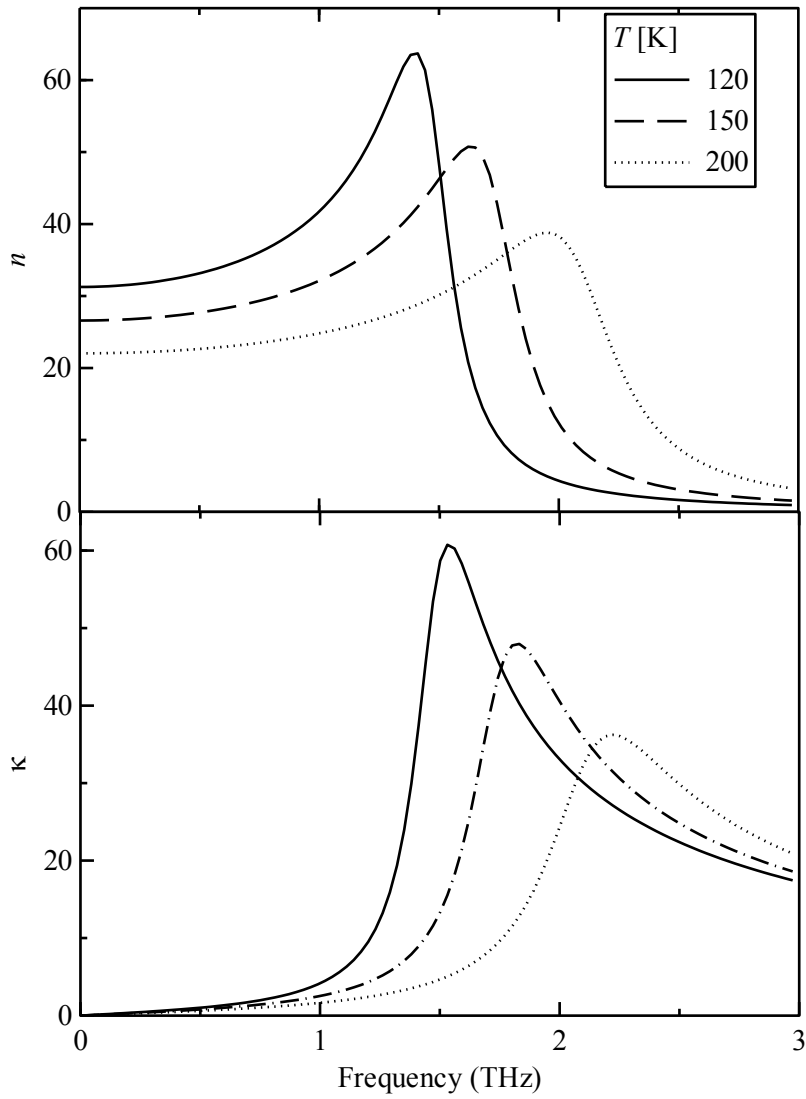
$$\omega_0[\text{cm}^{-1}] = \sqrt{31.2(T[\text{K}] - 42,5)}$$

$$\gamma[\text{K}] = -3.3 + 0,094 T$$

$$f[\text{cm}^{-2}] = 2.34 \times 10^6$$

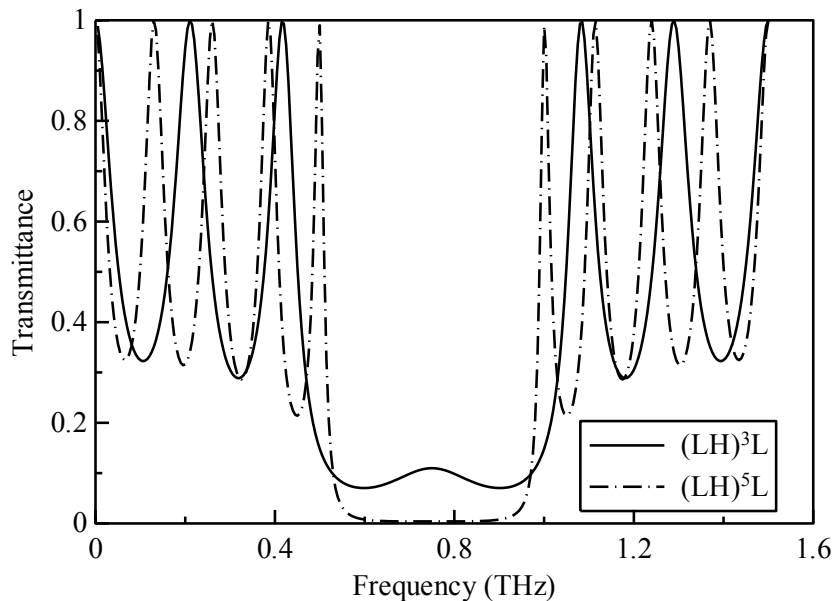
$$n_0 = 3.1$$

Z hlediska návrhu fotonických struktur nás zajímá hlavně oblast mezi 0,1 a 0,8 THz, kde dochází k výrazným změnám indexu lomu s měnící se teplotou, zatímco index absorpce κ zůstává malý. Předpokládám tedy, že právě v této oblasti bude STO velmi dobře laditelné s nízkou absorpcí. Fotonické struktury budu navrhovat právě pro tuto spektrální oblast.



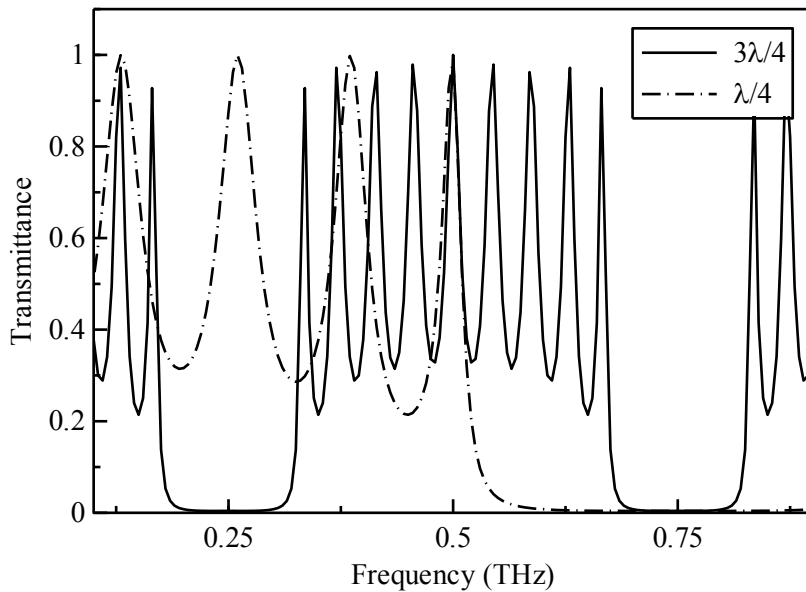
(15)

V první fázi jsme navrhli periodickou strukturu bez defektní vrstvy pro THz oblast tak, aby měla zakázaný pás frekvencí v okolí 0.75 THz (tj. pro vlnovou délku 0,4 mm) a abychom mohli použít výše zmíněné materiály SiO₂ (vrstva L) a CeO₂ (vrstva H). Tloušťky vrstev odpovídající optické tloušťce $\lambda/4$ jsou: $d_H = 20,6 \mu\text{m}$, $d_L = 47,6 \mu\text{m}$. Graf (16) znázorňuje studium tvaru a šíře zakázaného pásu (cca 0,6–1,0 THz) v závislosti na počtu dvojvrstev; konkrétně pro (LH)³L a (LH)⁵L struktury.



(16)

V grafu (17) jsem pak zkoumal, jak se změní tvar zakázaného pásu jestliže předpokládám použití tlustějších vrstev, konkrétně obrázek zobrazuje data pro optickou tloušťku obou vrstev rovnou $3\lambda/4$ (tj. $d_H=61,8 \mu\text{m}$, $d_L=143 \mu\text{m}$). Je vidět, že se zakázaný pás v okolí 0,75 THz zúží; naopak vznikne další zakázaný pás v oblasti 0,2 – 0,3 THz. Obou těchto zakázaných pásů se budu snažit využít pro ladění po vložení defektní vrstvy do struktury.



(17)

Na grafech (18, 19, 20) vidíme transmisní spektrum samotného filtru v závislosti na teplotě. Jedná se o strukturu LHLHLSLHLHL (S je defekt, STO). Je patrné, že se v zakázaném pásu objevuje spektrální čára o vyšší propustnosti, jejíž frekvence se s měnící se teplotou posouvá jak znázorňuje šipka na každém z obrázků.

Parametry struktur na každém z obrázků jsou následující:

(Obr. 18)

$$d_L = 47,6 \mu\text{m}$$

$$d_H = 20,6 \mu\text{m}$$

$$d_S = 9 \mu\text{m}$$

(Obr. 19)

$$d_L = 142,7 \mu\text{m}$$

$$d_H = 61,8 \mu\text{m}$$

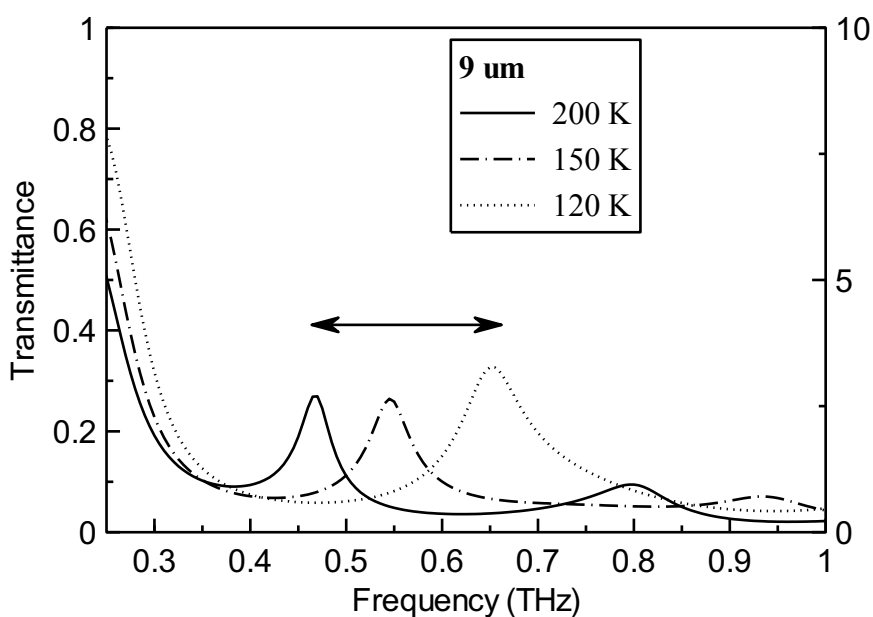
$$d_S = 25 \mu\text{m}$$

(Obr. 20)

$$d_L = 47,6 \mu\text{m}$$

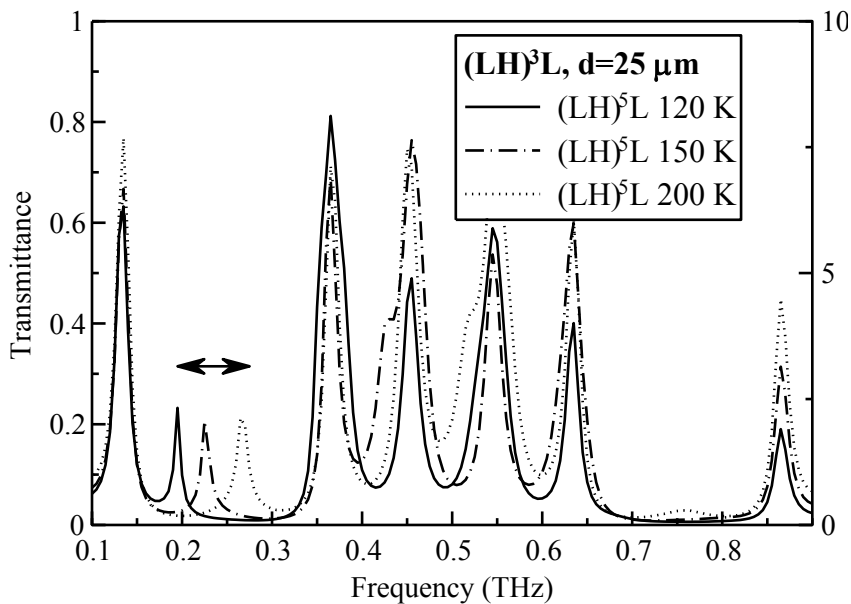
$$d_H = 20,6 \mu\text{m}$$

$$d_S = 45 \mu\text{m}$$



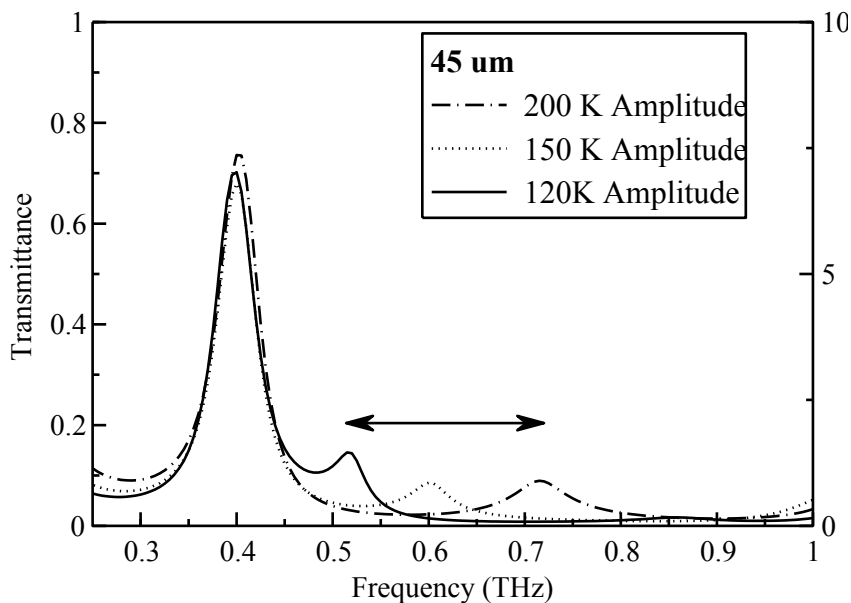
(18)

Destičku STO o tloušťce 9 μm je velmi obtížné vyrobit, graf je tedy jenom jako pokus jak by spektrum takové struktury mohla vypadat. Čím je d_s menší, tím je totiž laditelnost vyšší; v tomto případě v rozmezí od 0,45 do 0,65 THz.



(19)

Při teplotním ladění je výhodné pracovat v oblasti v rozmezí 0,15 – 0,35 THz (první zakázaný pás). Propustnost STO je v této části spektra ještě relativně vysoká. Vidíme, že velikost spektrálních čar v druhém zakázaném páse pro defektní vrstvu o tloušťce 25 μm je ve srovnání s prvním zakázaným pásem velmi nízká: to ilustruje narůstající absorpci pro vyšší frekvence v souladu s obrázkem (15).

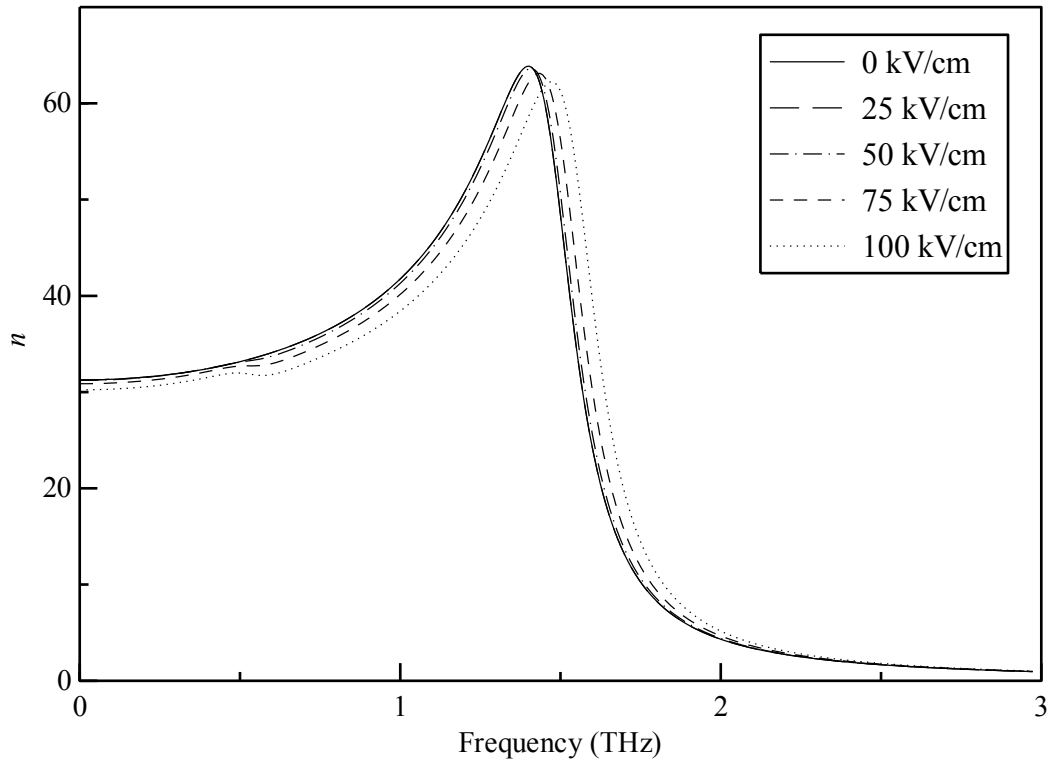


(20)

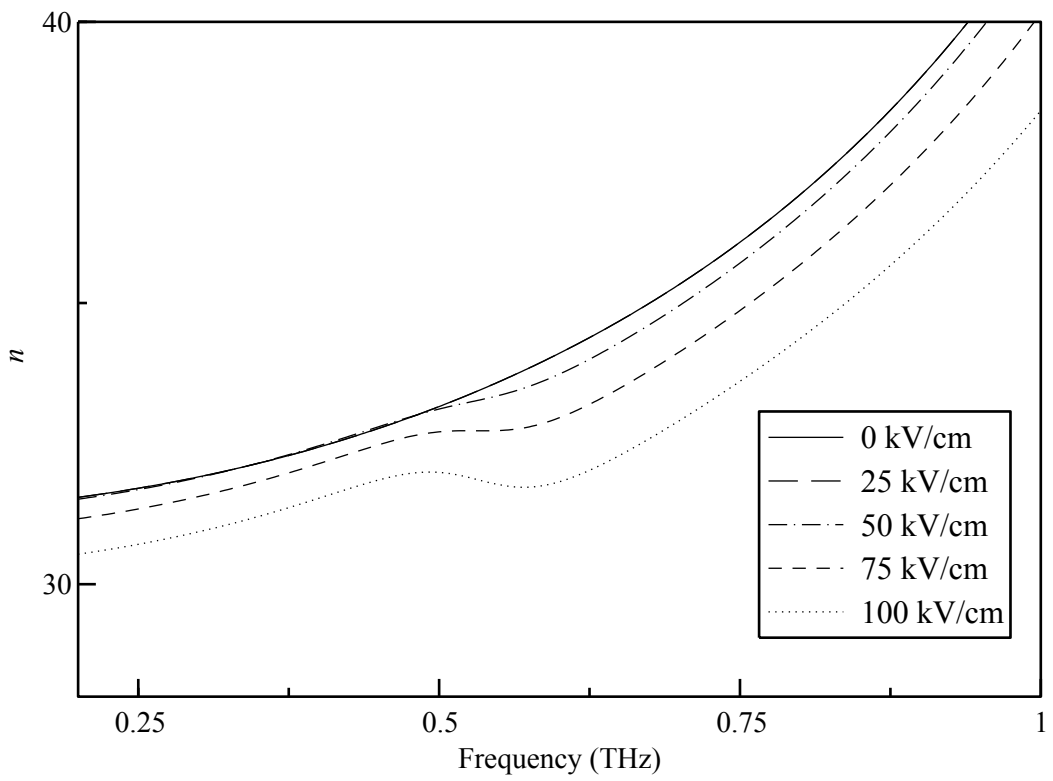
Oblast 0,5 – 0,75 THz není pro teplotní ladění zdaleka tak výhodná jako v oblasti kolem 0,25. Je to způsobené hlavně velikostí absorpce, i když frekvenční posun píku v spektrální oblasti je vyšší.

6. Ladění fotonických struktur elektromagnetickým polem

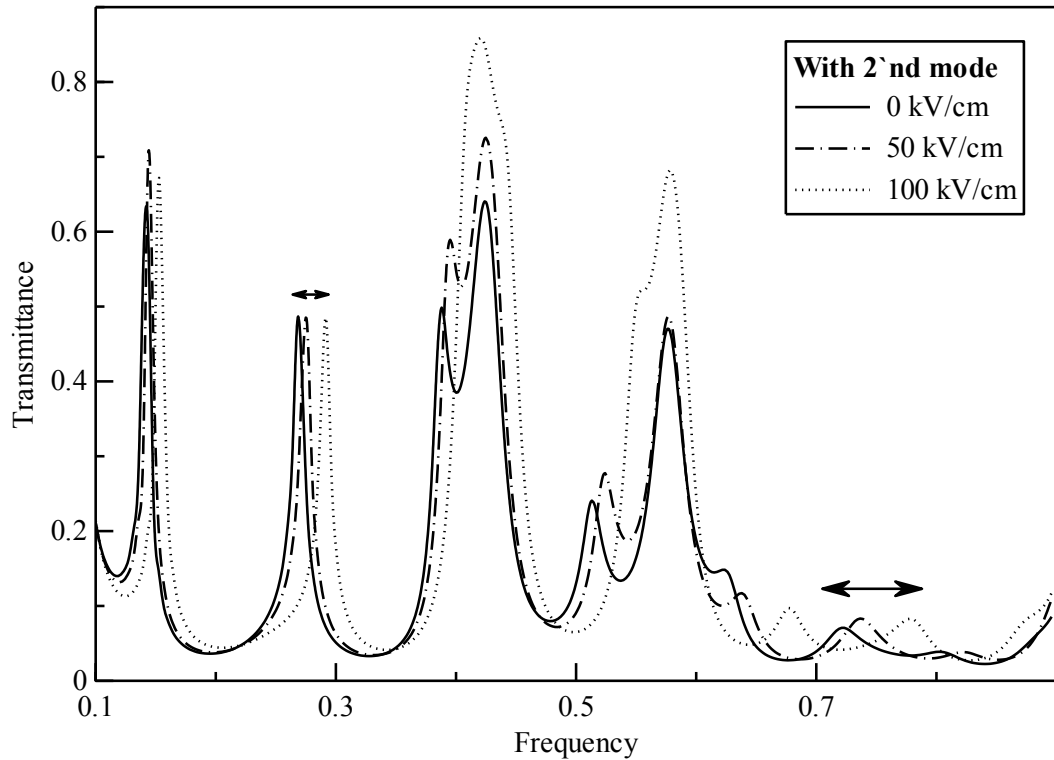
Při ladění elektrickým polem dosahuje laditelnost mnohem horších výsledků než u tepelného ladění. Je to způsobené tím, že při vyšším elektrickém poli aplikovaném na vzorek se v THz spektru objeví další mód poblíž 0,5 THz [3] — v grafech tento mód nazýváme „2nd mode“. Mikroskopický původ tohoto módu zatím není objasněn, nicméně se experimentálně ukazuje, že jeho příspěvek zmenšuje laditelnost indexu lomu v elektrickém poli právě v oblasti pod 0,5 THz [4]. To znamená, že pro hodnoty elektrického pole do 30 kV/cm (kde je existence tohoto módu experimentálně podložena a jeho charakteristiky kvantitativně určeny) je ladění v okolí 0,25 THz — tedy v oblasti prvního zakázaného pásu naší struktury, viz obr. (17) — prakticky znemožněno. Obr. (21) znázorňuje spektra indexu lomu v závislosti na přiloženém elektrickém poli pro teplotu 120 K. Obrázek (22) pak ukazuje podstatnou část této závislosti ve zvětšeném měřítku. Z obrázku je též patrné, že k určitému ladění by mohlo docházet pro velmi vysoké hodnoty přiloženého elektrického pole, nicméně závislosti spočtené pro tyto hodnoty jsou pouze extrapolací výsledků měření při nižších polích a nelze se na ně zatím zcela spolehnout.



(21)



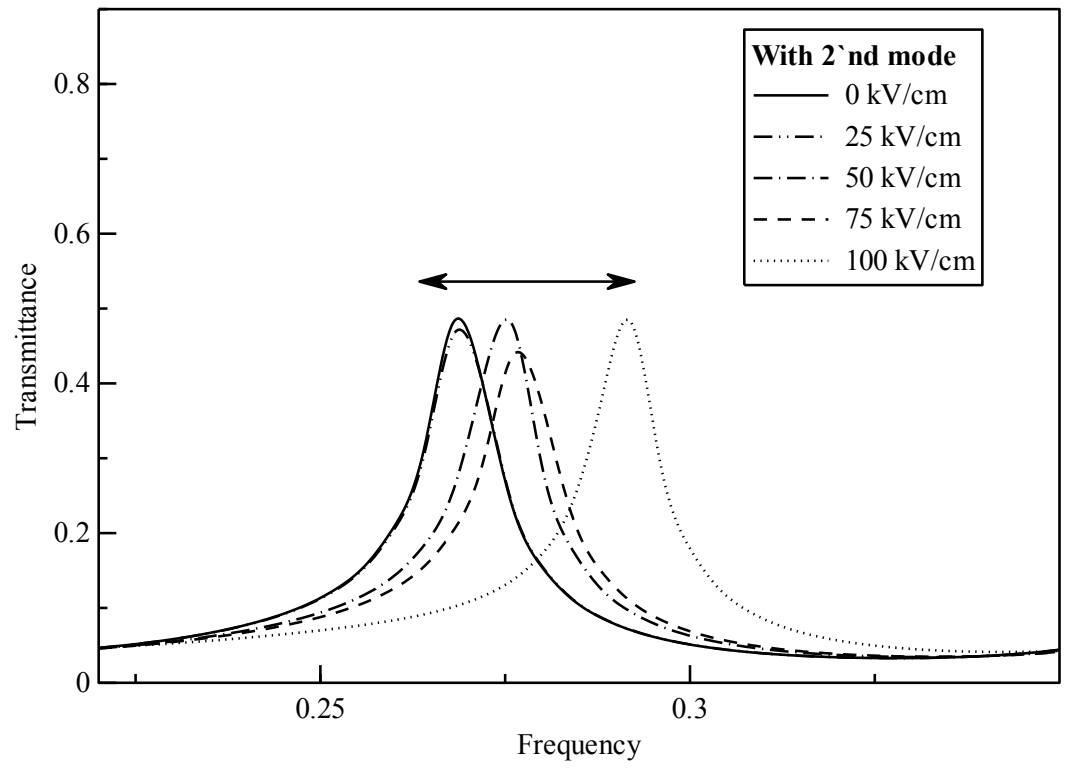
(22)



(23)

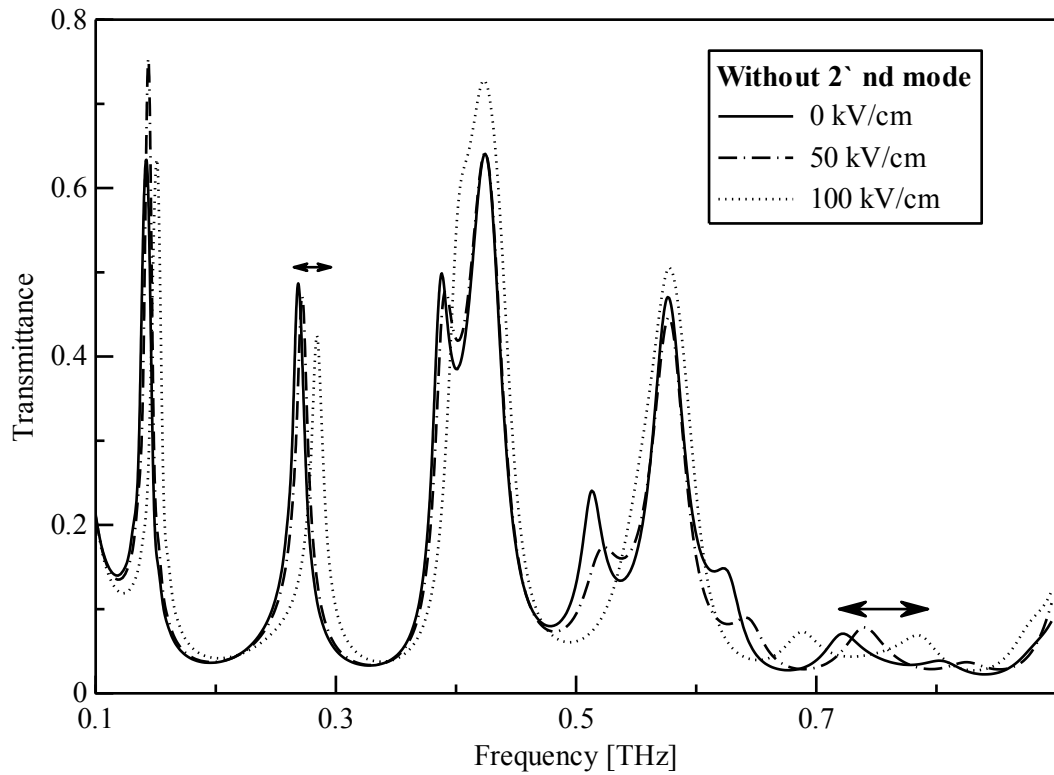
Kvůli tomuto dodatečnému příspěvku, který se neobjevuje při teplotním ladění jsme nuceni sledovat laditelnost ve druhém zakázaném pásu z obr. (17) — tj. v okolí frekvence 0,75 THz, kde však už dochází k poměrně vysoké absorpci. Ta je projevím malou intenzitou a poměrně značnou pološířkou laděného píku, který se nalézá mezi 0,7 a 0,8 THz. Tento jev je možné pozorovat na obr. (23), který jsem vypočítal pro strukturu s následujícími parametry: $(LH)^5L$, $d_s = 27 \mu\text{m}$, $T = 120 \text{ K}$.

Na obr. (24) jsou vidět spektra této struktury v okolí 0,25 THz ve zvětšeném měřítku. V oblasti hodnot elektrického pole do 25 kV/cm (která je experimentálně ověřená) se pozorovaný pík neposunuje. K ladění frekvence píku dochází pro vyšší hodnoty elektrického pole, avšak připomínám, že zde se jedná pouze o extrapolaci experimentálních výsledků.

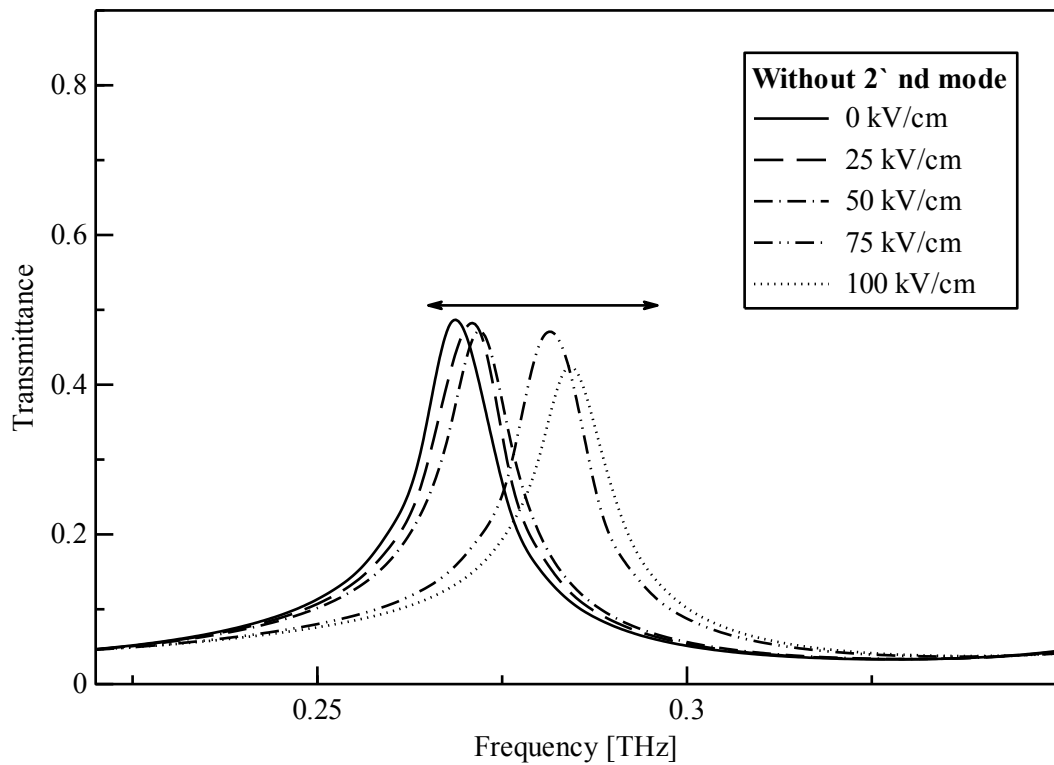


(24)

Pro srovnání jsem vytvořil také grafy transmisních spekter studovaných struktur, které bychom mohli dostat, kdyby se dodatečný mód neuplatňoval — obr. (25,26). Je patrné, že v tomto případě by bylo možné ladění v okolí 0,25 THz i pro nízké hodnoty elektrického pole.



(25)



(26)

Závěr

Filtr laditelný elektromagnetem má dobrou laditelnost pouze pro vyšší elektromagnetické pole než 30 kV/cm, to ale není zatím experimentálně vyzkoušené. Při řešení problému jsem se snažil co nejvíce vyhovět požadavkům na funkčnost filtru. Zvolil jsem proto materiály, které v THz oblasti vykazují dobré vlastnosti pro filtr.

Tato práce pro mě byla velikým přínosem, protože jsem se zdokonalil ve svých fyzikálních zkušenostech a znalostech. Naučil jsem se pracovat s programem PKgraph, poznal nové možnosti fyziky a rozšířil své obzory i v práci s počítačem. Dozvěděl jsme se o fyzikálních a chemických vlastnostech STO, SiO₂ a CeO₂.

Použitá literatura

- [1] M. Born and E. Wolf, *Principles of Optics*, 7th ed. (University Press, Cambridge, 2003).
- [2] P. Kužel, F. Kadlec, H. Němec, R. Ott, E. Hollmann, and N. Klein, *Appl. Phys. Lett.* 88, 102901 (2006).
- [3] P. Kužel and F. Kadlec, *Comptes Rendus de l'Académie des Sciences – Physique*, (2007), v tisku.