

# **TECHNICKÁ UNIVERZITA V LIBERCI**

Fakulta mechatroniky a mezioborových inženýrských studií

Studijní program: **B 2612 – Elektrotechnika a informatika**

Studijní obor: **2612R011 – Elektronické informační a řídicí systémy**

## **Piezoelektrické keramické kruhové bimorfy**

## **Piezoelectric ceramics circular bimorphs**

### **Bakalářská práce**

Autor: **Lukáš Rosický**

Vedoucí práce: **Doc.RNDr.Miroslav Šulc, Ph.D**

Konzultant: **Doc.Mgr.Jiří Erhart, Ph.D**

**V Liberci 19. 5. 2006**

## Prohlášení

Byl jsem seznámen s tím, že na mou bakalářskou práci se plně vztahuje zákon č. 121/2000 o právu autorském, zejména § 60 (školní dílo).

Beru na vědomí, že TUL má právo na uzavření licenční smlouvy o užití mé BP a prohlašuji, že **s o u h l a s í m** s případným užitím mé bakalářské práce (prodej, zapůjčení apod.).

Jsem si vědom toho, že užít své bakalářské práce či poskytnout licenci k jejímu využití mohu jen se souhlasem TUL, která má právo ode mne požadovat přiměřený příspěvek na úhradu nákladů, vynaložených univerzitou na vytvoření díla (až do jejich skutečné výše).

Bakalářskou práci jsem vypracoval samostatně s použitím uvedené literatury a na základě konzultací s vedoucím diplomové práce a konzultantem.

Datum:

Podpis:

## **Poděkování**

Touto cestou bych chtěl poděkovat všem, kteří pomohli s řešením bakalářské práce. Vedoucímu bakalářské práce, Doc.RNDr.Miroslavu Šulcovi, Ph.D., konzultantovi Doc. Mgr. Jiřímu Erhartovi, Ph.D. A také svým rodičům za vytvoření skvělého studijního prostředí.

Lukáš Rosický

## **Piezoelektrické keramické kruhové bimorfy**

### **Abstrakt**

Úkolem bakalářské práce je studium a měření průhybu kruhových homogenních piezoelektrických bimorfů pomocí laserové interferometrie. Úvod práce poskytuje teoretický popis piezoelektrických jevů a materiálů. Dále pak seznámení s piezoelektrickými keramikami, jejich polarizací a příklady jejich použití. Následuje popis vlastností kruhových bimorfů s výpočtem jejich průhybu. Jednotlivé hodnoty průhybu byly získány skenováním po povrchu bimorfu. Jedná se o měření velice malé výchylky, proto bylo využito interferometrických metod. Byly realizovány na interferometrech Twyman-Green, Mach-Zhender a adaptovaný Michelsonův interferometr. Byla sestavena sada vzorků, které byly slepeny z kruhových plátek o stejné tloušťce. Na vzorky byla použita měkká PZT keramika (APC 850).

Sledována byla závislost průhybu vzorku, na jeho tloušťce, na poloze na povrchu a přivedeném napětím.

Klíčová slova: PZT keramika, homogenní kruhový bimorf, laserová interferometrie

## **Piezoelectric ceramics circular bimorphs**

### **Abstract**

The purpose of the thesis is the study of properties of piezoelectric homogeneous circular bimorphs and to measure them by laser interferometry. An introduction of the work is focused on the theoretical description of piezoelectric phenomena and materials. It also makes us acquainted with piezoelectric ceramics, with their poling and state examples of their applications. The description of the circular bimorph features and a calculation of their deflection follows. The values of displacement were measured by scanning on the bimorph's surface. As the displacement were supposed to be small, the laser interferometry was used. Twyman-Green, Mach-Zhender and Michelson interferometers in the concrete were used. For this measurement were assembled samples of circular plates. The samples were made of soft ceramics (APC 850).

Keywords: PZT ceramics; homogeneous circular bimorph; laser interferometry

<b>Obsah:</b>	
<b>Abstrakt</b> .....	<b>5</b>
<b>Abstract</b> .....	<b>5</b>
<b>Obsah</b> .....	<b>6</b>
<b>Seznam použitých symbolů</b> .....	<b>7</b>
<b>Seznam použitých zkratk</b> .....	<b>8</b>
<b>1 Úvod a teoretický popis piezoelektrických kruhových bimorfů</b> .....	<b>9</b>
1.1 Piezoelektrický jev.....	9
1.2 Piezoelektrická (feroelektrická) keramika.....	11
1.3 Polarizace .....	13
1.4 Popis základními veličinami .....	15
1.5 Piezoelektrický keramický výbrus.....	17
1.6 Parametry bimorfů.....	19
1.7 Statická výchylka kruhových bimorfů .....	21
<b>2 Měřicí metody</b> .....	<b>23</b>
2.1 Interference .....	23
2.2 Interferenční metody.....	27
2.2.1 Michelsonův interferometr.....	28
2.2.2 Mach-Zehnderův interferometr .....	30
2.2.3 Twyman-Greenův interferometr .....	32
<b>3 Popis a příprava měření</b> .....	<b>34</b>
3.1 Příprava vzorků .....	34
3.2 Popis měření .....	35
<b>4 Naměřené hodnoty</b> .....	<b>39</b>
4.1 Šířková roztažnost .....	39
4.2 Skenování povrchu .....	41
4.3 Napěťová závislost .....	47
4.4 Průhyb bimorfu zobrazený pomocí Twyman-Greena .....	49
<b>5 Závěr</b> .....	<b>51</b>
<b>Příloha A</b> .....	<b>52</b>

## Seznam použitých symbolů

$C_0$	Statická kapacita piezoelektrického rezonátoru
$c_{pq}$	Složky tenzoru elastických modulů
$d_{0,t,h0,v0,10V}$	Výchylka, na středu, maximální na horizontále, maximální na vertikále, při 10 V.
$D_i$	Vektor elektrické indukce, elektrického posunutí
$d_{i\lambda}$	Složky nábojového tenzoru piezoelektrického koeficientu
$E_i$	Vektor intenzity elektrického pole
$e_{ip}$	Složky tenzoru dielektrických modulů
$f$	Frekvence
$f_p$	Paralelní rezonanční frekvence
$f_s$	Sériová rezonanční frekvence
$h$	Tloušťka vzorku
$C_h$	Kapacita náhradního elektrického obvodu
$I$	Intenzita světla
$L_h$	Indukčnost náhradního elektrického obvodu
$p_i$	Vektor pyroelektrických koeficientů
$R_h$	Odpor náhradního elektrického obvodu
$s_{\mu\lambda}^E$	Složky tenzoru elastických koeficientů při konstantním elektrickém poli
$T_{ij}$	Elastické napětí
$U$	Elektrické napětí
$Z_h$	Impedance náhradního elektrického obvodu
$\alpha$	Koeficient teplotní délkové roztažnosti
$\epsilon_{ij}$	Tenzor permitivity
$\theta_C$	Curieho termodynamická teplota
$\lambda$	Vlnová délka

## Seznam použitých zkratk

APC	American Piezo Ceramics Inc.
C+DRK	Clona a difúzní rotující kotouč
DMI	Difúzní matice
DP	Dělič paprsků
DS	Nepolarizovaný dělič svazku
K	Kolimátor s clonou
MO	Mikroskopový objektiv
MPB	Morphotropic Phase Boundary - morfotropní fázová hranice
PČ	Projekční čočka
PDS	Polarizovaný dělič svazku
PT	Titaničitan olova - $\text{PbTiO}_3$
PZ	Zirkoničitan olova - $\text{PbZrO}_3$
PZT	Piezoelektrická keramika ve složení $\text{Pb}(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$
Z	Zrcátka

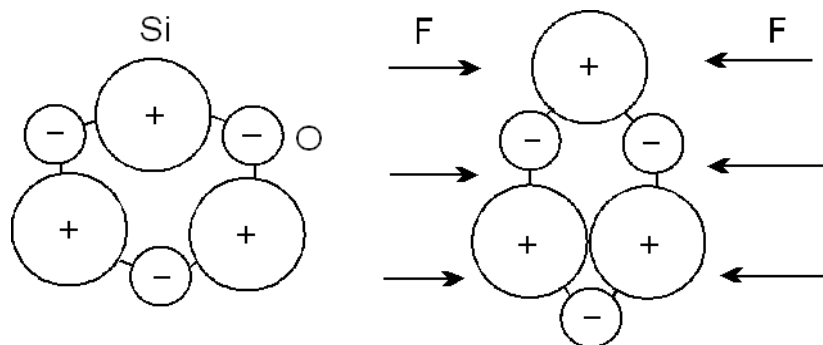
## 1 Úvod a teoretický popis piezoelektrických kruhových bimorfů

Piezoelektrické „chytré“ materiály si nacházejí stále větší rozsah použití. Převádějí elektrický signál na posunutí či naopak (lineární motorky atd.). Proto je nutné jednotlivé materiály přesně popsat a stanovit jejich vlastnosti.

Táto práce popisuje chování piezoelektrických homogenních bimorfů a způsoby měření deformací vyvolaných inverzním piezoelektrickým jevem byla využita laserové interferometrie. Chování těchto kompozitních struktur teoreticky popsal v roce 1980 N.T.Adelman, Y.Stavsky [1]. Měření těchto prvků pomocí vibrometru popisuje [7].

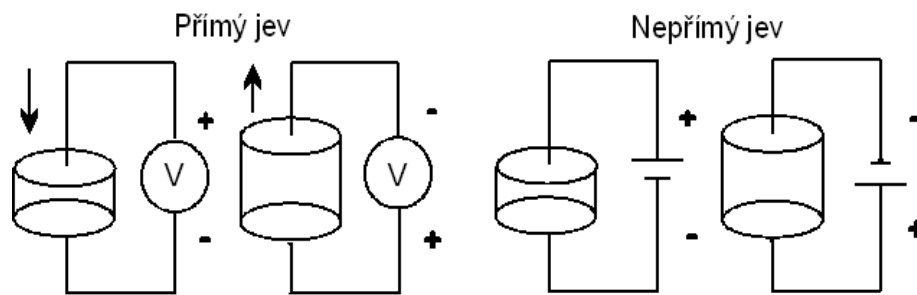
### 1.1 Piezoelektrický jev

Piezoelektrický jev byl objeven v roce 1880 bratry Jacquesem a Pierrem Curiovými na krystalech turmalínu, vzápětí také na krystalech křemene (obr. 1.0). Experimentálně bylo zjištěno, že na mechanicky stlačeném krystalu turmalínu vznikají elektrické náboje na plochách těchto krystalů. Velikost elektrického náboje je přímo úměrná mechanickému namáhání (zpravidla tlaku, ale též tahu, ohybu nebo krutu), konstanta této úměrnosti je tzv. piezoelektrická konstanta. Tento jev nazýváme „přímým piezoelektrickým jevem“. Roku 1881 fyzik Lippmann předpověděl existenci tzv. „nepřímého piezoelektrického jevu“(který byl následně bratry Curieovými experimentálně potvrzen). Je také označován jako elektrostrikce, kdy se působením elektrického napětí piezoelektrický materiál mechanicky deformuje (závislost však není lineární jako u přímého piezoelektrického jevu, ale kvadratická).



Obr. 1.0 Stlačením krystalu křemíku dojde k její polarizaci(Si +, O -).





Na obrázku 1.1. vidíme přímý piezoelektrický jev (deformace vzorku z piezoelektrika) a na obr. 1.2 jev nepřímý (přiložené napětí deformuje vzorek).

V roce 1921 byla objevena další třída materiálů, materiály feroelektrické. Feroelektrickým jevem rozumíme samovolnou vnitřní elektrickou polarizaci. Feroelektrické uspořádání znamená, že v materiálu spontánně vznikají elektrické dipólové momenty, které lze elektrickým polem uspořádat do jednoho směru. Všechny feroelektrické látky jsou současně i piezoelektrické. Feroelektrické materiály jsou elektrickou analogií feromagnetických materiálů (permanentních magnetů).

Krystalické materiály se obecně podle symetrie dělí na 32 krystalových tříd. Piezoelektrický jev vykazují ale jen látky, které nemají střed symetrie, což odpovídá 21 krystalovým třídám.

Využití přímého i nepřímého piezoelektrického jevu je velice široké. Tyto materiály jsou většinou fyzikálně odolné a chemicky netečné a jsou relativně laciné pro výrobu. Složení, tvar a rozměry piezoelektrického keramického prvku mohou být uzpůsobeny k jakémukoliv specifickému účelu. Piezomateriály najdeme v automobilech, telekomunikační technice, lékařské technice atd.

Využití přímého piezoelektrického jevu:

- snímače mechanických veličin (síla, tlak, zrychlení, ultrazvuk),
- optika (jemné posuny, skenovací mikroskopie),
- automobilový průmysl (zapalování zážehových motorů),
- rezonátory, filtry.

Využití nepřímého piezoelektrického jevu:

- aktuátory (změna elektrického napětí na posunutí),
- potlačení vibrací systémů,

- vstřikovací palivové systémy (systém common rail).

## 1.2 Piezoelektrická keramika

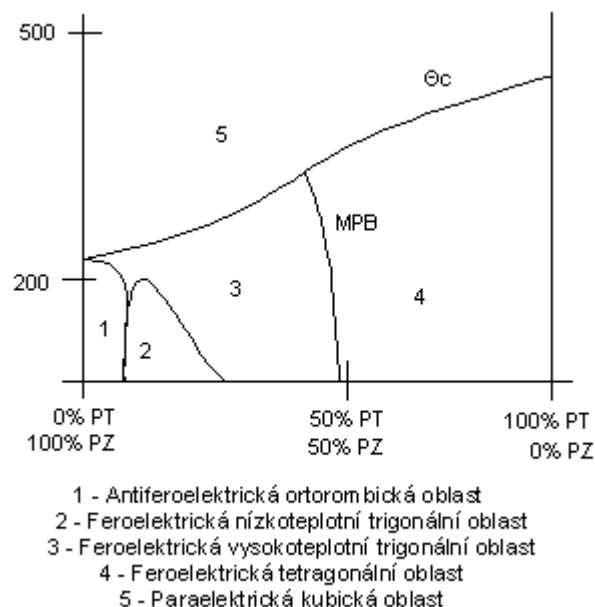
Obecně piezoelektrika jsou vlastně dielektrika, jejichž krystalová struktura nemá střed symetrie (21 krystalových tříd), uspořádání atomů je nesouměrné. Tento jev je ovšem zaznamenáváme i u dalších látek.

- monokrystaly (křemeny  $\text{SiO}_2$ - syntetické, přírodní),
- polykrystaly (PZT keramika),
- organické materiály (PVF polyvinyl difluorid),
- kompozitní látky,
- biologické látky (vlasy, kosti).

V naší práci využíváme polykrystalů, konkrétně PZT keramiky:

Tyto materiály jsou v současné době nejvíce používané piezoelektrické keramiky. Jsou vyráběny z modifikací zirkoničitanu olova/titaničitanu olova, projevují se větší citlivostí a vyšší provozní teplotou než u podobných keramik. Tvoří ji tuhý roztok zirkoničitanu PZ a titaničitanu olovnatého PT  $\text{Pb}(\text{Zr},\text{Ti})\text{O}_3$ .

Při koncentraci PZ 48% jsme blízko morfotropní fázové hranice (MPB). Což znamená, že pro široký teplotní obor nenastávají změny vlastností materiálů.



Obr. 1.3 Stavový diagram

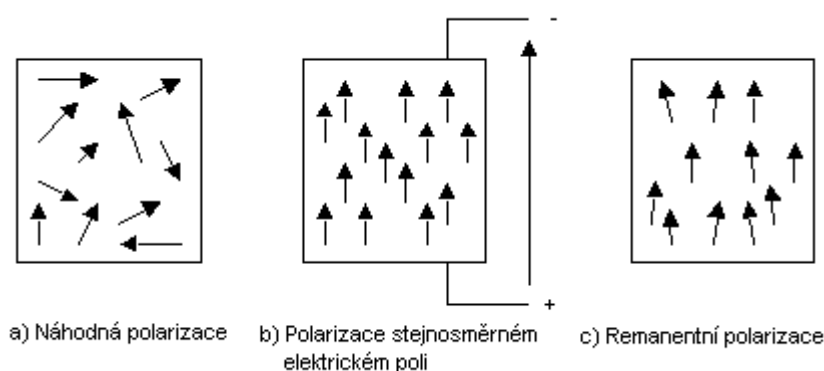
Materiálové vlastnosti lze ovlivnit malým množstvím dopující příměsí (L, Nb, Sr, Fe, Mn, Cr, U). Některá vlastnosti jsou však konkurenční. Existuje tzv. kritická (Curieho) teplota  $\Theta_c$ , při níž látka přechází z ferroelektrické do paraelektrické (v tomto případě nepiezoelektrické) fáze a naopak. Curieho teplota závisí na materiálu piezoelektrika, a pro PZT keramiku se pohybuje obvykle v rozmezí od 150°C do 360°C. Její hodnota je samozřejmě závislá na příměsích.

Výroba PZT keramik:

PZT keramika se vyrábí metodami práškové metalurgie. Procedura začíná mletím (PbO, ZrO<sub>2</sub>, TiO<sub>2</sub>) v kulových mlýnech. Zde se látky promísí. Následuje kalcinace (za zvýšené teploty, uvolní se krystalová voda, proběhne reakce na tuhý roztok). Pokračuje se dalším mletím na zrna velikosti 1 až 10 μm, přidá se pojivo, formují se keramické díly, pojivo se vypaluje. Potom je již možné keramiku strojově opracovávat.

### 1.3 Polarizace piezoelektrickým materiálů

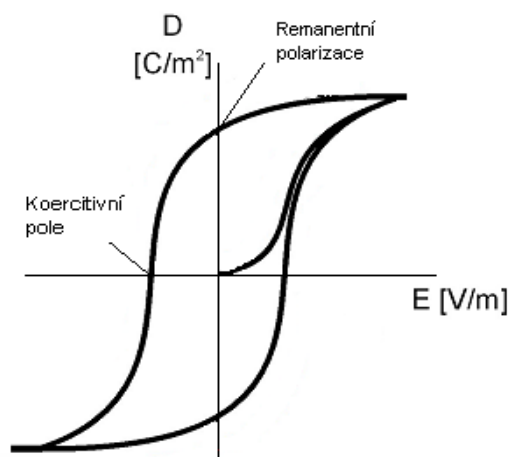
PZT keramika je polykrystalický materiál se zrny o velikosti několika  $\mu\text{m}$ . Domény jsou útvary uvnitř zrn, obvykle tvořící lamely. Doménovou strukturu lze měnit mechanickým působením (prostřednictvím piezoelektrického jevu) a nebo pomocí elektrického pole. Jednotlivá zrna jsou piezoelektrická, ale z makroskopického hlediska není PZT keramika před polarizací piezoelektrická díky nahodilému srovnání zrn vůči sobě.



Obr 1.4 Polarizace PZT keramiky

V polykrystalickém materiálu je potřeba uspořádat směry jednotlivých spontánních polarizací v zrnech co nejvíce do jednoho směru. Přiložíme-li na takový materiál dostatečně intenzivní elektrické pole, v materiálu se vyberou směry spontánních polarizací v zrnech tak, aby svíraly s přiložením elektrickým polem co nejmenší úhel. Dochází k polarizaci. Elektrické pole užívané k polarizaci PZT keramiky je samozřejmě závislé na typu keramiky a fyzických vlastnostech. V našem případě se pohybuje v rozmezí od 1 do 4 kV/mm. Většinou se pro polarizaci PZT

keramiky volí hodnota elektrického pole větší než hodnota koercitivního pole (obr. 1.5).



Obr 1.5 Hysterezní křivka

Projevem doménové struktury je hystereze. Spontánní polarizace  $P_s$  každé domény přispívá k celkové polarizaci vzorku. V diagramu D-E se to projevuje typickou hysterezní smyčkou. Existuje též spontánní deformace a analogickou hysterezní smyčkou lze pozorovat v diagramu S-E. Remanentní polarizace  $P_r$  (zbytková polarizace materiálu bez elektrického pole) obr. 1.5. Plocha hysterezní smyčky reprezentuje množství tepla uvolněného ve vzorku při jednom průchodu hysterezní smyčkou (užší smyčka - pro aplikace s vyšším přenosem energie, širší smyčka – pro senzory a aktuátory).

$E_c$  – koercitivní pole (síla el. pole potřebná k přepolarizování (hodnoty v rozmezí 0,5 až 1 kV/mm)). Pro dosažení stabilního stavu musí být keramika polarizována při elektrických polích větších než  $E_c$ . Dielektrické ztráty  $\tan \delta$  se pohybují v rozmezí 0,5 až 2,5%.

Též lze využít u některých typů keramik PZT zvýšenou teplotu (pod Curieovou teplotou) během polarizace. V principu lze polarizovat také zahřátím PZT keramiky nad Curieovu teplotu. U měkkých keramik lze snadno polarizovat při nižších teplotách a slabších elektrických polích.

PZT keramika s chemickým složením v okolí MPB (morfotropní fázová hranice) vyniká dobrou polarizovatelností.

Existuje též depolarizace. Dochází k ní při zvyšování teploty, pod vlivem elektrického pole a při mechanickém namáhání. Takto vyvolaná depolarizace, která má za následek změnu parametrů piezoelektrika trvalejšího charakteru. S rostoucí teplotou roste i energie a po překročení Curieho teploty zanikají elementární dipóly. I přes snížení teploty dochází k transformaci jednotlivých buněk a vzniku elementárních dipólů, jejich orientace je však jiná než původní. Materiál se blíží izotropnímu a jeho piezoelektrické vlastnosti zanikají.

## 1.4 Popis základními veličinami

Stavové rovnice popisují vztahy mezi mechanickým napětím  $T_{\lambda\mu}$ , elektrickým polem  $E_i$ , mechanickou deformací  $S_\lambda$ , a indukcí elektrického pole  $D_i$ , rozdíl teplot  $\Delta\Theta$ , teplotní  $\alpha_{ij}$  a pyroelektrické  $p_i$  koeficienty :

$$S_\lambda = s_{\lambda\mu}^E T_\mu + d_{i\lambda} E_i + \alpha_{ij} \Delta\Theta \quad \gg \text{nepřímý jev}$$

elasticita      piezoelektřina      teplotní roztažnost

$$D_i = d_{i\mu} T_\mu + \varepsilon_{ij}^1 E_j + p_i \Delta\Theta \quad \gg \text{přímý jev}$$

piezoelektřina      permitivita      pyroelektřina

Koeficienty materiálových vlastností závisí současně na mechanických i elektrických okrajových podmínkách. Elastické konstanty se liší podle elektrických okrajových podmínek; podobně elektrická permitivita se liší podle mechanického upevnění vzorku. Tyto podmínky se označují E, D popř. T, S, podle okrajových podmínek. Deformace  $S_\lambda$  a elastické napětí  $T_\mu$  jsou tenzorové veličiny. Intenzita elektrického pole  $E$  a posunutí  $D$  jsou veličiny vektorové.

Materiálové koeficienty elektromechanických vlastností (elastické  $s$ , piezoelektrické  $d$ , dielektrické  $\varepsilon$ ), jsou anizotropní, mají různé hodnoty v různých směrech polarizace piezoelektrických materiálů. Jejich obecně tenzorové složky lze zapsat v maticovém tvaru.

$s_{\lambda\mu}$  je tenzor elastických konstant určující poměr deformace k elastickému napětí:

$$s_{\lambda\mu} = \begin{pmatrix} s_{11} & s_{12} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{12} & s_{11} & s_{13} & 0 & 0 & 0 \\ s_{13} & s_{13} & s_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & s_{44} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 2(s_{11} - s_{12}) \end{pmatrix}$$

$d_{i\mu}$  je tenzor piezoelektrických konstant poměr deformace a intenzity elektrického pole:

$$d_{i\mu} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & d_{15} & 0 & 0 \\ d_{31} & d_{31} & d_{33} & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

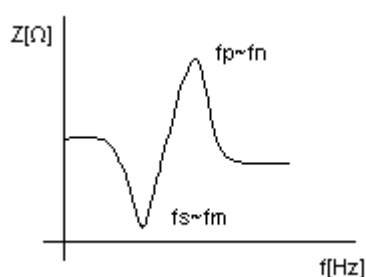
$\varepsilon_{ij}$  je tenzor permitivity vyjadřující poměr elektrické indukce vzhledem k intenzitě elektrického pole:

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_{11} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{33} \end{pmatrix}$$

Další veličinou je činitel elektromechanické vazby "k". Tento činitel je indikátor účinnosti, se kterou piezoelektrický materiál přemění elektrickou energii na mechanickou nebo mechanickou energii na elektrickou.

## 1.5 Piezoelektrický keramický výbrus

Pokud do střídavého elektrického pole vložíme vzorek z piezoelektrického materiálu, tak dojde k jeho rozkmitání. Kmitající vzorek piezoelektrika představuje oscilační obvod s význačnými elastickými a elektrickými vlastnostmi označovaný jako piezoelektrický rezonátor. Amplituda kmitů vzorku bude největší, když frekvence budícího napětí bude shodovat s některou frekvencí vlastních mechanických kmitů vzorku. Tato frekvence se nazývá rezonanční. Při této frekvenci vzorku dochází k přeměně elektrické energie na energii mechanickou nejefektivněji. Impedanční závislost na frekvenci je zobrazená na obr. 1.6.

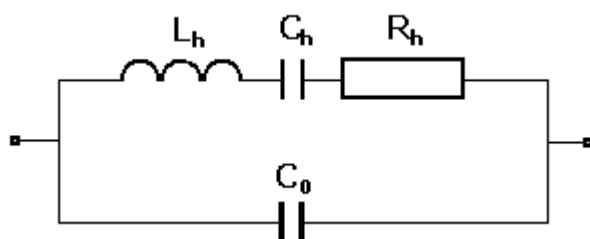


Obr. 1.6 Frekvenční závislost  $f$  na impedanci  $Z$

Jak vidíme na obrázku s rostoucí frekvencí impedance klesá až do bodu s minimální impedancí. Tato hodnota frekvence je označena jako  $f_m$  a blíží se sériové rezonanční frekvenci  $f_s$ . Dále hodnota impedance prudce stoupá do svého maxima a hodnoty frekvence  $f_n$ , která se blíží paralelní rezonanční frekvenci  $f_p$ . Lze říci, že rozdíl mezi těmito frekvencemi ( $f_s$ ,  $f_m$  a  $f_p$ ,  $f_n$ ) je malý, proto je můžeme pokládat za shodné. Hodnoty frekvencí  $f_m$  a  $f_n$  jsme určili měřením.

Pro každý typ kmitu mohou kromě základní rezonanční frekvence existovat i vyšší harmonické rezonance, které mohou být prostými násobky základní rezonanční frekvence.

Obecně lze piezoelektrický vzorek zjednodušit, v oblasti rezonance, na dvojpól



s nekonečným počtem paralelně spojených rezonančních obvodů  $L_h$ ,  $C_h$ ,  $R_h$  a statickou kapacitou  $C_0$ , kde  $h$  je index příslušné rezonance.



Obr. 1.7 Náhradní schéma piezoelektrického rezonátoru

Ze schématu lze vyjádřit impedanci:

$$Z_h(\omega) = \frac{\omega L_h - \frac{1}{\omega C_h} - jR_h}{\omega C_0 R_h + j \left[ \omega C_0 \left( \omega L_h - \frac{1}{\omega C_h} \right) - 1 \right]} \quad (1.1)$$

Při rezonanci se uplatní pouze reálná část impedance:

$$R_h(\omega) = \frac{R_h \frac{C_h^2}{C_0^2}}{(\omega C_h R_h)^2 + \left( 1 + \frac{C_h}{C_0} - \omega^2 C_h L_h \right)^2} \quad (1.2)$$

Imaginární část je rovna nule:

$$X_h(\omega) = \frac{1}{\omega C_0} \frac{(\omega C_h R_h)^2 + (1 - \omega^2 C_h L_h) \left( 1 + \frac{C_h}{C_0} - \omega^2 C_h L_h \right)}{(\omega C_h R_h)^2 + \left( 1 + \frac{C_h}{C_0} - \omega^2 C_h L_h \right)^2} = 0 \quad (1.3)$$

Z tohoto vztahu (1-3) po úpravě dostaneme:

sériový rezonanční kmitočet (známý Thomsonův vzorec):

$$\omega_{hs} = \frac{1}{\sqrt{L_h C_h}} \quad (1.4)$$

paralelní rezonanční kmitočet:

$$\omega_{hp} = \frac{1}{\sqrt{\left( L_h \frac{C_0 C_h}{C_0 + C_h} \right)}} \quad (1.5)$$

## 1.6 Parametry piezoelektrických bimorfů

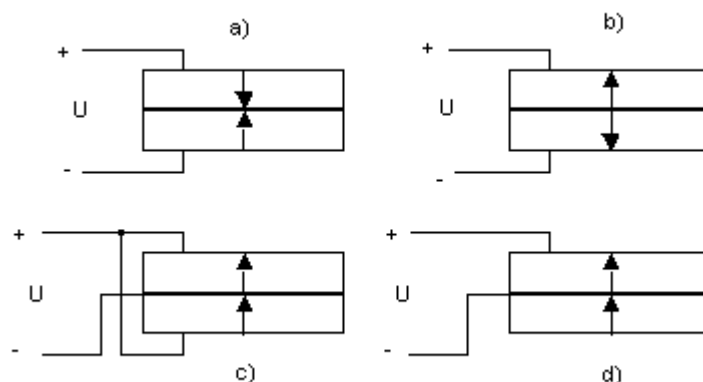
Rozdělení piezoelektrických kompozitních struktur:

- **Unimorfy**, tenká kovové destička s nalepenou deskou PZT keramiky uspořádané v kruhové konfiguraci (bzučáky, sirény).
- **Bimorfy**, dvě tenké destičky z PZT keramiky uspořádané v kruhové či obdélníkové konfiguraci (použití jako aktuátory).
- **Polymorfy**, více jak dvě vrstvy PZT keramiky, zvyšují účinnost převodu elektrické na mechanickou energii.

Cílem takto vyrobených piezoelektrických struktur je dosažení co největší výchylky (unimorf > bimorf > polymorf).

Piezoelektrický bimorf je plátek či disk skládající se z minimálně dvou piezoelektrických vrstev popřípadě kombinovanými s jinými materiály (např. kovový plech). Podle polarity přiloženého napětí a následné polarizace prvku se rozlišují na:

- bimorfy sériové (antiparalelní) obr a),b),
- paralelní obr. c),
- unimorfy obr. d).



Obr. 1.9 Konfigurace bimorfů

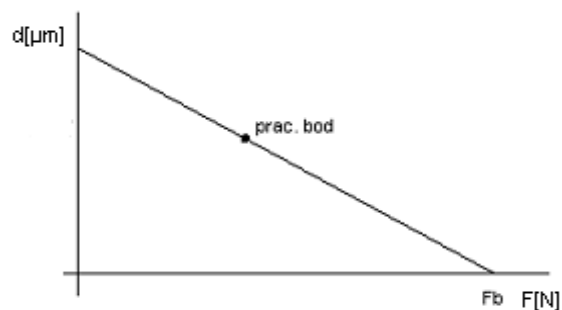
Paralelní bimorfy mají při stejném napětí dvojnásobnou výchylku oproti sériovým, neboť v piezokeramice je při stejném napětí vytvořené dvojnásobné

elektrické pole. Střední kovová elektroda u paralelního bimorfu je slepena se dvěma piezoelektrickými keramickými plátky, které jsou polarizovány ve stejném směru.

Sériové bimorfy jsou polarizovány v opačném směru. Oba keramické plátky jsou slepeny přímo k sobě. Směr polarity je výrobcem vyznačen bílou elektrodou na pozitivní straně.

Piezoelektrické prvky bimorfu se deformují podle velikosti intenzity působícího elektrického pole. Jestliže je elektrické pole paralelní s polarizací prvku, prvek se smršťuje v rovinách kolmých na elektrické pole a roztahuje se ve směru pole. V případech, kde elektrické pole působí antiparalelně se směrem polarizací prvku, dochází k roztahování v rovinách kolmých na elektrické pole. Dva piezoelektrické prvky se spojí tak, aby ve spoji nevznikaly podélné deformace. Výsledkem smrštění jednoho prvku a prodloužení druhého, bude ohyb takto spojených prvků.

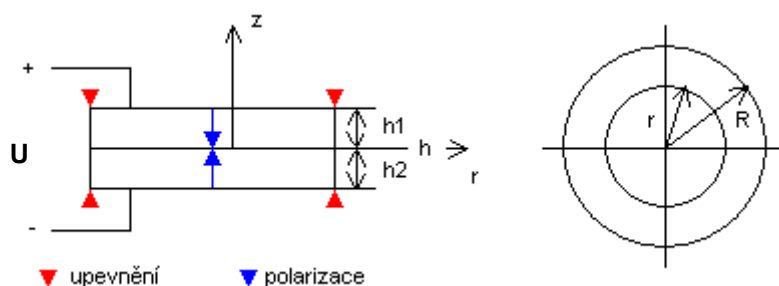
Zatíží-li se nejvíce vychylovaná část bimorfu takovou silou, aby při určitém připojení napětí byla výchylka způsobená elektrickým polem nulová, bude se tato síla rovnat blokovací síle. Blokovací síla  $F_b$  a výchylka jsou parametry důležité pro použití v konkrétních aplikacích.



Obr. 1.10 Závislosti výchylky a síly působící na vzorek

## 1.7 Statická výchylka kruhových bimorfů

Odvození vztahů pro statickou výchylku kruhových keramických bimorfů.  
Geometrie kruhových bimorfů.



Obr. 1.8 Popis homogenního kruhového bimorfu

Podle vztahu (17) v článku [1] je výchylka

$$d_{z_0} = \frac{UE_2(r^2 - R^2)}{2h(D_{11} + D_{12})} \quad (1.6)$$

kde

$$E_2 = \int_0^h z \bar{e}_{31} dz, \quad D_{11} = \int_0^h z^2 \bar{c}_{11} dz, \quad D_{12} = \int_0^h z^2 \bar{c}_{12} dz \quad (1.7)$$

$$h = h_1 + h_2, \quad \bar{e}_{31} = e_{31} - e_{33} \frac{c_{13}}{c_{33}}, \quad \bar{c}_{11} = c_{11} - \frac{c_{13}^2}{c_{33}}, \quad \bar{c}_{12} = c_{12} - \frac{c_{13}^2}{c_{33}} \quad (1.8)$$

Matice  $c_{pq}$  s elastickými koeficienty  $c$  je inverzní k matici  $s_{\lambda\mu}$ , stejně tak  $e_{ip}$  s piezoelektrickými koeficienty  $e_{i\mu}$ .  $E$  je intezita elektrického pole,  $D$  je indukce elektrického pole a  $U$  je velikost přiloženého napětí. Materiálové vlastnosti se pro obě části bimorfu liší znaménkem pouze pro koeficient  $\bar{e}_{31}$  - má hodnotu  $+\bar{e}_{31}$  pro horní disk a  $-\bar{e}_{31}$  pro spodní disk. Integrací vztahů (1.7) a dosazením ze vztahů (1.8) úpravou dostaneme:

$$E_2 = \int_0^h z \bar{e}_{31} dz = \int_0^{h_1} z (-\bar{e}_{31}) dz + \int_{h_1}^h z (+\bar{e}_{31}) dz = \bar{e}_{31} \left( \frac{1}{2} h^2 - h_1^2 \right) = \bar{e}_{31} \frac{1}{4} h^2 \left[ 2 - \left( \frac{2h_1}{h} \right)^2 \right] \quad (1.9)$$

$$D_{11} = \bar{c}_{11} \frac{1}{3} h^3, \quad D_{12} = \bar{c}_{12} \frac{1}{3} h^3 \quad (1.10)$$

Dosazením (1.9) a (1.10) do (1.6) získáme výchylku (průhyb) na povrchu bimorfu:

$$d_{z_0} = \frac{3U\bar{e}_{31}(r^2 - a^2)}{8h^2(\bar{c}_{11} + \bar{c}_{12})} = \frac{3Vd_{31}}{8h^2} \left[ 2 - \left( \frac{2h_1}{h} \right)^2 \right] (r^2 - R^2) \quad (1.11)$$

Podle vztahu (18) článku [1] je koeficient  $d_{31} = \frac{\bar{e}_{31}}{\bar{c}_{11} + \bar{c}_{12}}$  (1.12)

Po dosazení (1.12) platí:

$$d_{z_0} = \frac{3Ud_{31}}{8h^2} \left[ 2 - \left( \frac{2h_1}{h} \right)^2 \right] (r^2 - R^2) \quad (1.13)$$

Pro homogenní bimorfy platí:

$$h = 2h_1 = 2h_2 \quad (1.14)$$

$$d_{z_0} = \frac{3Ud_{31}}{8h^2} (r^2 - R^2) \quad (1.15)$$

Profil výchylky je tedy kvadratický vzhledem ke vzdálenosti od středu bimorfu.

Homogenní bimorf lze dostat jako limitní případ:

- $h_1 = 0$  (homogenní disk - první) s výchylkou

$$d_{z_0} = \frac{3Ud_{31}}{4h^2} (r^2 - R^2) \quad (1.16)$$

- $h_1 = h$  (homogenní disk - druhý) s výchylkou

$$d_{z_0} = -\frac{3Ud_{31}}{4h^2} (r^2 - R^2) \quad (1.17)$$

Materiálový koeficient pro použitou keramiku je podle údaje výrobce [2]

$$d_{31} = -175 \text{ pC/N}.$$

## 2 Měření a měřící metody

Pro měření velmi malých posunutí se velice často užívají rezonanční metody. Jejich principiální nevýhodou je použití pouze při specifické frekvenci, závislé na rozměrech vzorku. Tuto nevýhodu odstraňuje subrezonanční metody pracující v širokém rozsahu frekvencí. Měří posunutí vyvolaná piezoelektrickým jevem jsou velmi malá pro jejich měření je nutné zvolit citlivou a přesnou metodu. Nejvhodnější je metoda laserové interferometrie.

### 2.1 Interference

#### Elektromagnetické vlny a jejich šíření

Každá světelná vlna je dána svoji vlnovou rovnicí, vektorem intenzity elektrického pole v závislosti na čase i umístění v prostoru,

$$\vec{E}(x, y, z, t) = \vec{E}_0(x, y, z, t)e^{i\phi(x, y, z, t)} = \vec{E}_0(\vec{r}, t)e^{i\phi(\vec{r}, t)} \quad (2.1)$$

kde  $\vec{E}$  je vektor intenzity elektrického pole,  $\vec{E}_0$  vektor amplitudy el. pole a  $\phi$  fáze vlny rovněž závislá na prostorových souřadnicích  $\vec{r}$  (polohový vektor) i na čase. Nejjednodušším příkladem elektromagnetické vlny je rovinná monochromatická vlna (vlna s jedinou vlnovou délkou).

#### Princip interference

Pokud jsou někde v prostoru přítomny současně minimálně dvě optické vlny, je výsledná vlnová funkce rovna součtu jednotlivých vlnových funkcí. Výsledná výchylka vyvolaná v daném bodě a v daném čase při současném působení obou rozruchů je vektorovým součtem (superpozicí) obou výchylek. Přitom se musí jednat o výchylky stejného druhu. Tento základní princip, uplatňující se nejen u vln elektromagnetických, či optických, ale i v akustice a mechanice, vyplývá z linearitě vlnové funkce.

Interference se projevuje tím, že intenzita výsledného vlnění může být větší, ale i menší než součet intenzit skládajících se vlnění. Interferenci nelze jednoduše

vysvětlit na základě paprskové optiky, protože závisí na vztahu mezi fázemi jednotlivých skládajících se vln. Komplexní amplituda je rovna součtu všech vlnových komponent v daném místě a časovém okamžiku.

$$\vec{E}(\vec{r}, t) = \sum_j \vec{E}_j(\vec{r}, t) \quad (2.2)$$

Intenzita superpozice dvou nebo více optických vln nemusí být nutně součtem intenzit jednotlivých složek. Důvodem tohoto rozdílu je interference mezi jednotlivými složkami - vlnami. Intenzita složených vln je dána druhou mocninou absolutní hodnoty ze součtu komplexních amplitud jednotlivých složek vlnění.

$$I(\vec{r}, t) = \left| \vec{E}(\vec{r}, t) \right|^2 \quad (2.3)$$

Pro intenzitu dvou interferujících vln platí:

$$I(\vec{r}, t) = \left| \vec{E}_1 \right|^2 + \left| \vec{E}_2 \right|^2 + \vec{E}_1^* \vec{E}_2 + \vec{E}_1 \vec{E}_2^* \quad (2.4)$$

Do tohoto vztahu dosadíme původní vyjádření intenzity elektrického pole pro rovinné vlny a jednoduchou úpravou dostáváme:

$$I(\vec{r}, t) = I_1 + I_2 + 2\vec{E}_{01} \vec{E}_{02} \cos[(\omega_1 - \omega_2)t - (\varphi_1 - \varphi_2)] \quad (2.5)$$

Toto je výsledný vztah pro intenzitu světla  $I$  v místě daném polohovým vektorem  $\vec{r}$  a daném čase  $t$ , fázový rozdíl  $\varphi_1 - \varphi_2$  a rozdíl úhlových frekvencí  $\omega_1 - \omega_2$ . První dva členy na pravé straně rovnice jsou velikosti jednotlivých nezávislých složek intenzity. Efekt interference je patrný ve třetím členu pravé strany rovnice, z kterého plynou tři důležitá poznání:

- Polarizace - dvě skládající se vlny jsou polarizované navzájem v kolmém směru, pak skalární součin komplexních amplitud je roven nule a také celý třetí člen je roven nule.
- Frekvence - dvě skládající se vlny jsou různé, pak bude interferenční složka modulována frekvencí rovnou rozdílu frekvencí jednotlivých složek a výsledná intenzita bude proměnná v čase.
- Fázový posuv - fázový posuv jednotlivých složek může být různý, ale nesmí se v čase měnit, tzn.  $\phi = f(\vec{r})$  je funkcí prostorových souřadnic, ale není funkcí času  $\phi \neq f(t)$ .

Z čehož vyplývá, že k tomu aby interference byla vůbec pozorovatelná. Je třeba skládat optické vlny, které v daném místě kmitají se stejnou frekvencí a stálým, časově neproměnným, fázovým rozdílem  $\Delta\phi$ . Vlny splňující tyto interferenční podmínky nazveme vlnami „koherentními“. V optice lze získat dvě koherentní vlnění pouze použitím jediného zdroje světelných vln nebo laserem.

Jako zdroj světelných vln se používá laser. Je to optický oscilátor, jehož zesilovačem je úzkopásmový koherentní zesilovač světla. Zesílení se dosahuje stimulovanou emisí v atomárních nebo molekulárních systémech při přechodech mezi hladinami s inverzním obsazením. Laser je tedy zdrojem koherentního, většinou lineárně polarizovaného, světla s vysokou intenzitou paprsku a malým nerozptylujícím se průřezem (divergencí svazku). Laserový paprsek lze tedy přesně zaostřit do připraveného bodu pomocí optických soustav. Ztráta intenzity paprsku ve většině případů nehraje podstatnou roli. Paprsek lze různými mechanismy dělit a lámat a pak opět slučovat v jediný interferenční. Obvykle je generovaný paprsek s průřezem ve tvaru gaussovského svazku, tzn. že intenzita je nejvyšší v ose šíření a blíže k okrajům klesá.

### Polarizace

Polarizace světla je určena směrem vektoru intenzity elektrického pole  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  a jeho závislostí na čase. Pro světlo monochromatické se všechny příčné složky vektoru  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  harmonicky mění s časem. Jejich amplitudy a fáze jsou přitom obecně různé. Pro danou hodnotu souřadnice, v jejichž směru se vektor  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  pohybuje, rotuje koncový bod vektoru  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  periodicky v rovině, ve které opisuje elipsu. Polarizační stav vlny je určen tvarem elipsy, který závisí na poměru amplitud vektoru  $\vec{E}(\vec{r}, t)$  a na fázovém rozdílu jeho složek. Vymizí-li jedna ze složek vektoru  $\vec{E}(\vec{r}, t)$ , je světlo polarizované ve směru nenulové složky. Nebo je-li fázový rozdíl složek roven nule, pak je vlna také lineárně polarizovaná (polarizovaná v rovině). Polarizace je důležitou vlastností světelných paprsků, protože na polarizaci vlny závisí také množství odraženého světla na rozhraní dvou látek. Z nepolarizovaného elektromagnetického vlnění lze získat lineárně polarizované vlnění např. polarizátorem. Při průchodu lineárně polarizovaného vlnění opticky aktivním prostředím dochází ke stáčení roviny polarizovaného vlnění.



### Podmínky interference

Vlny do ní vstupující musí být koherentní. Pro maximální rozdíl intenzit vzniklých tmavých a světlých proužků musí být vlny polarizované ve stejné rovině. Pokud jsou splněny tyto podmínky můžeme napsat interferenční rovnici v jednodušším tvaru,

$$I(\vec{r}, t) = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \Delta\phi \quad (2.6)$$

kde  $\Delta\phi$  je fázový rozdíl obou složek. Toto je základní rovnice popisující interferenci. Třetí člen na pravé straně rovnice nabývá harmonicky kladných a záporných hodnot, což odpovídá konstruktivní nebo destruktivní interferenci. Pozorujeme interferenční proužky, tj. světlá a tmavá místa na stínítku. Pohybujeme-li se z jednoho světlého proužku ke druhému, rozdíl fází  $\Delta\phi$  se změní o  $2\pi$ .

Jinak je tomu, skládají-li se dvě rovinné vlny šířící se vůči sobě natočeny pod malým nenulovým úhlem, pak vznikají interferenční proužky vzdáleny od sebe o vlnovou délku lomenou velikostí svírajícího úhlu.

Optická soustava zobrazující interferenci dvou nebo více světelných vln se nazývá interferometr.

## 2.2 Interferenční metody

K určení piezoelektrických koeficientů při daných rozměrech vzorku postačuje změřit posunutí, vyvolané přiložením napětí na vzorek. K tomu můžeme použít některou z interferenčních metod. Je možné je dělit do dvou základních skupin:

### Homodynové detektory

Interference v detektorech probíhá mezi paprsky o stejné frekvenci. Dále je lze dělit na:

- jednopaprskové (Michelsonova typu),
- dvoupaprskové (Mach-Zehnderova typu).

Princip:

Paprsek se po vstupu do interferometru rozdělí do dvou větví. V referenční větvi dopadá paprsek na referenční zrcátko, v druhé větvi dopadá na vzorek. Po opětovném spojení paprsků platí pro intenzitu  $I$  interferujícího monochromatického světla vlnové délky  $\lambda$ :

$$I = I_p + I_r + 2\sqrt{I_p I_r} \cos(4\pi \Delta d / \lambda) \quad (2.6)$$

$I_p$  je intenzita sondujícího paprsku

$I_r$  intenzita referenčního paprsku

$\Delta d$  posunutí vzorku

Pro měření malých posunutí je žádoucí měřit rozdíl drah v blízkosti tzv.  $\pi/2$  bodu, kde je změna intenzity světla, vyvolaná změnou drah paprsků, největší.

Nastavíme-li počáteční fázový rozdíl paprsků z obou větví na  $\pi/2$  (odpovídá počátečnímu rozdílu optických drah  $(2n+1)\lambda/4$ , kde  $n$  je přirozené číslo), lze rovnici přepsat a upravit:

$$I = 1/2(I_{\max} + I_{\min}) + 1/2(I_{\max} - I_{\min}) \sin(4\pi \Delta d / \lambda) \quad (2.7)$$

$I_{\max}$  a  $I_{\min}$  maximální a minimální intenzita světla interferujících paprsků

Pokud na piezoelektrický vzorek přivedeme harmonické napětí, dostaneme harmonický průběh posunutí  $\Delta d = d_0 \cos(\omega t)$ . Na fotodetektoru bude střídavé napětí:

$$U(t) = U_r + U_{p-p} \cdot 2\pi / \lambda \cos(\omega t) \quad (2.8)$$

$U_r = 1/2(U_{\max} + U_{\min})$  je napětí, odpovídající nastavení  $\pi/2$  bodu

$U_{p-p}$  je rozdíl napětí  $(U_{\max} - U_{\min})$ , odpovídající maximální změně intenzity interferenčního signálu  $(I_{\max} - I_{\min})$ .

### Heterodynové detektory

Interference v detektorech probíhá mezi paprsky o různé frekvenci.

Princip:

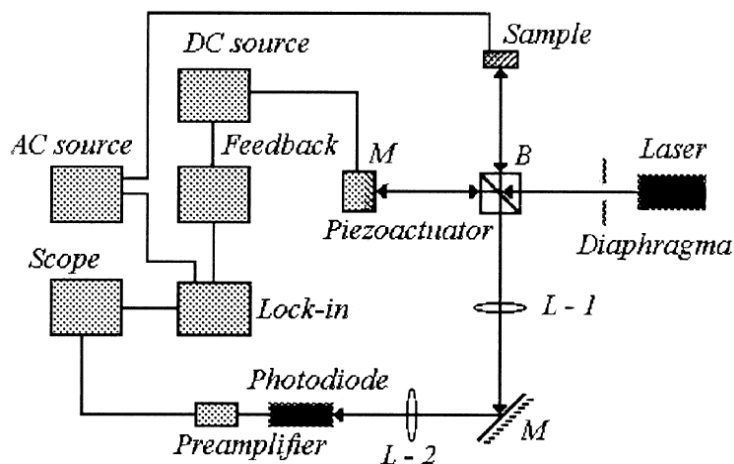
V uspořádání Michelsonova interferometru využívají Braggovu celu ve větvi referenčního zrcátka. Laserový paprsek po průchodu Braggovou celou změní svoji frekvenci o frekvenci kmitů cely. Interferenční obrazec na stínítku vzniká superpozicí původní frekvence a paprsku posunuté frekvence. Posunutí vzorku, způsobené piezoelektrickým jevem, způsobí fázový posuv mezi signálem na fotodetektoru a budícím signálem Braggovy cely. Změřením vzájemného posunutí fází signálů je možné určit posunutí vzorku.

### **2.2.1 Michelsonův interferometr**

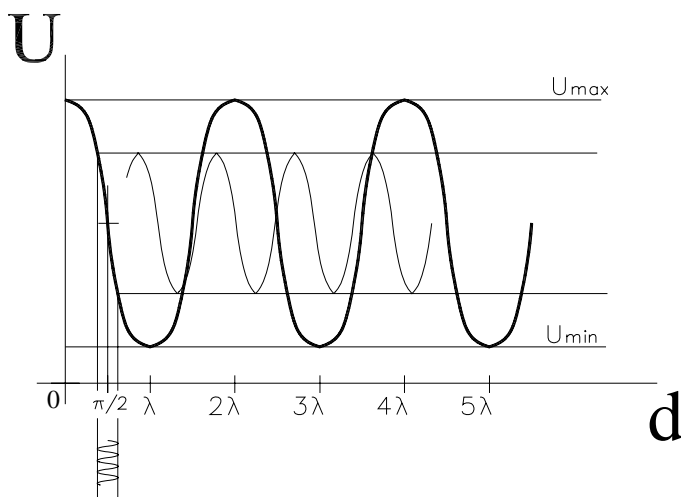
Tento interferometr je obecně optický přístroj, který použitím děliče světla štěpí vlnu na dvě vlny, které urazí různé vzdálenosti. Použitím zrcadel změní jejich směr tak, aby se na stejném (nebo jiném) děliči světla opět spojily - překryly, a detekuje intenzitu jejich superpozice. Interferometr může být zabudován do jediného celku - interferometrický mikroskop nebo je sestaven z jednotlivých částí laseru jako zdroje koherentních světelných paprsků, děličů světla, čoček a zrcadel.

Tvar interferenčních obrazců zcela závisí na konfiguraci optické soustavy a také na zdroji světelných paprsků. Dále pak na orientaci a tvaru pozorovaných ploch (jednu plochu můžeme považovat za dokonale rovnou - referenční, ta druhá může být pak různě zakřivená), na jejich vzájemné vzdálenosti, popřípadě úhlu, který mezi sebou svírají.

Jeden z nejpoužívanějších je Michelsonův interferometr. Tento klasický interferometr je velice jednoduchý. Paprsek se nepolarizovaným děličem světla rozdělí do dvou navzájem kolmých větví. Interferometr má ve své jedné větvi umístěn vzorek, ve druhé větvi potom zrcátko s piezoelektrickým aktuátorem.



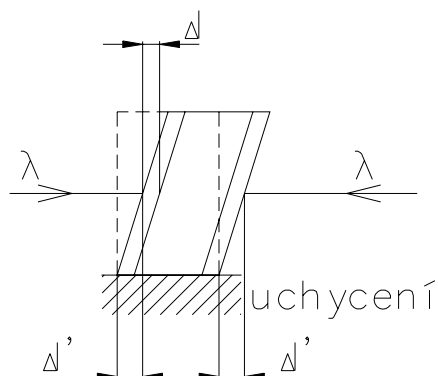
Obr. 2.1 Schéma Michelsonova interferometru pro měření průhybu vzorku [5]  
Aktuátor umožní nastavení vzájemného rozdílu fází v obou ramenech interferometru na  $\pi/2$  bod.



Obr. 2.2 Nastavení  $\pi/2$  bod, Závislost napětí na posunutí

Interferometr nemůže odlišit měřené posunutí vyvolané piezoelektrickým jevem od mikroskopického posunutí, deformace, či prohnutí vzorku, která jsou vyvolány vlastními mechanickými kmity vzorku jako celku. Tyto vlivy mohou být větší, než-li vlastní piezoelektrický efekt, který měříme. Jsou závislé na způsobu uchycení.

Toto značně limituje použití interferometru. Je proto vhodný pro měření pevně upevněných vzorků větší tloušťky. U nich tyto efekty nejsou tak patrné.



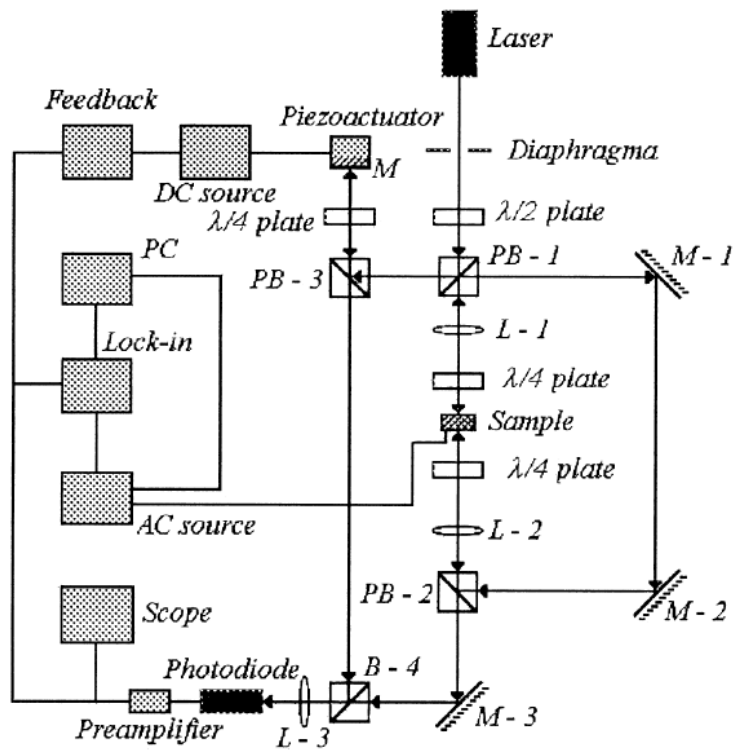
Obr. 2.3 Posun vyvolaný mechanickými kmity vzorku, převzato z [5]

### 2.2.2 Mach-Zehnderův interferometr

Je vhodný pro měření deformací tenkých vrstev. Zde potlačuje zmíněný nedostatek jednopaprskového Michelsonova interferometru. Eliminuje ho dopadem laserového paprsku na vzorek z obou stran (obr. 2.3).

Paprsek laseru je polarizačním děličem rozdělen do dvou větví. Ve větvi vzorku nejprve paprsek dopadne na čelní plochu vzorku, po odrazu je přiveden optickou soustavou na zadní plochu vzorku. Zkrácení či prodloužení vlivem mechanického posunutí je eliminováno zkrácením či prodloužením na druhé straně vzorku. Interferometr tak měří pouze změny rozměru vzorku, vyvolané vlastním piezoelektrickým jevem.

Potřeba velkého množství optických prvků, které se mohou vůči sobě náhodně pohybovat, zapříčinila vzrůst šumu.



Obr. 2.4 Schéma reálného zapojení při měření šířkové roztažnosti připravených vzorků (převzato z [5])

### 2.2.3 Twyman-Greenův interferometr

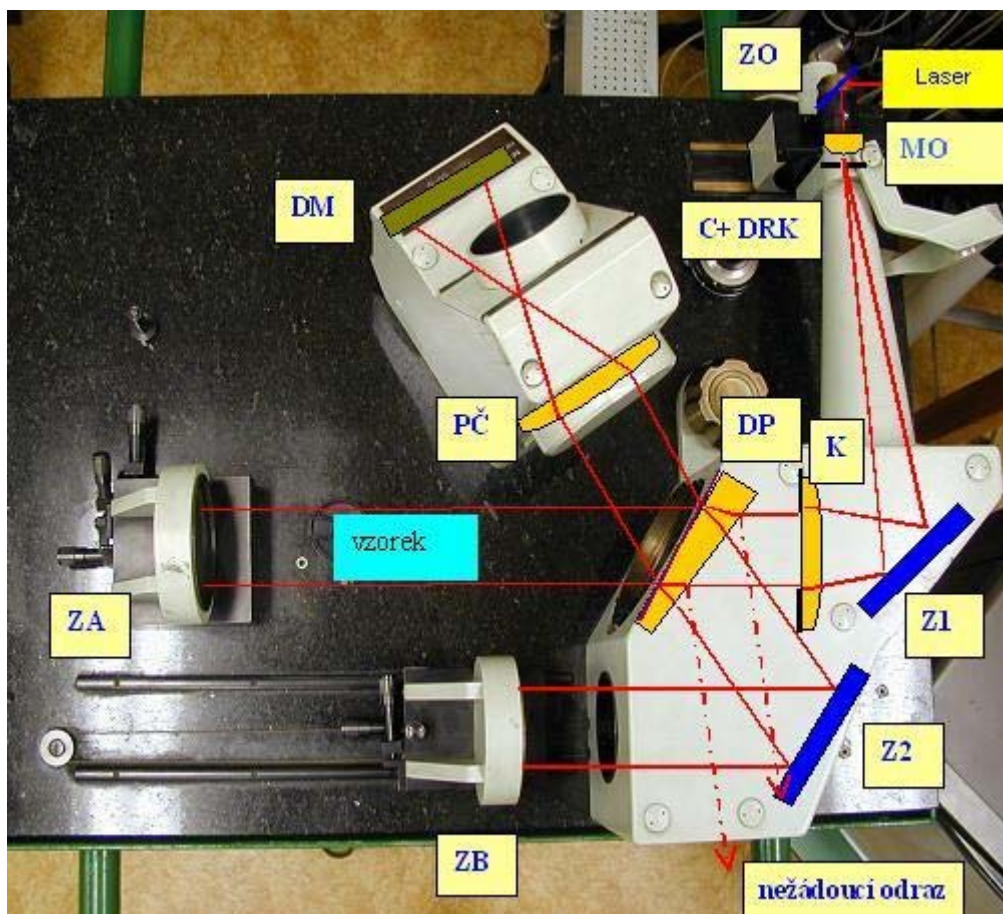
Tento interferometr je vlastně obdobou Michelsonova interferometru s použitím širšího průřezu svazku světla. Jeho schéma je na obrázku 2.1.

Paprsek ze zdroje světla je nasměrován zrcátkem na objektiv mikroskopu Meopta, zvětšení 10x. Ten fokusuje světlo na vstupní kruhovou clonu, umístěnou na otočném karuselu (možno otočením karuselu vybrat průměr clony). Před clonou je umístěn difúzní rotující kruh, který slouží k homogenizaci vlnoploch paprsku. Paprsek, rozbíhající se po průchodu clonou, je zrcátkem Z1 soustředěn na fokusující kolimátor. Z něj vychází rovnoběžný paprsek, ostře ohraničený v prostoru kruhovou clonou, umístěnou v rovině čočky kolimátoru. Tato čočka je opatřena antireflexní vrstvou. Paprsek dopadá na dělič paprsku. Ten má reflexní vrstvu na vnější straně. Je klínového tvaru, aby prostorově oddělil paprsky odražené od reflexní vrstvy a nežádoucí odraz od vnitřní plochy děliče. První část paprsku projde děličem a po odrazu na rovinném zrcátku ZM dopadne zpět na reflexní vrstvu děliče. Tato větev interferometru je měřicí, do ní se umísťuje vzorek. Druhá část paprsku po odrazu na dělič paprsku je zrcadlem Z2 nasměrována do referenční větve interferometru. Po odrazu na rovinném zrcátku ZR se vrátí k dělič, kde se spojí s paprskem z měřicí větve. Interferující paprsky jsou potom projekční čočkou soustředěny na difúzní matnici, či pomocí optiky na CCD čip kamery.

#### Měření Twyman-Greenovým interferometrem

Pokud je nulový úhel mezi zrcadli ZA a ZB, interferenční proužky se neobjeví. Jelikož jsou tyto zrcadla skoro dokonalá, uvidíme při nenulovém úhlu mezi nimi na stínítku interferenční proužky od sebe stejně vzdálené, přímé a rovnoběžné. Tohoto jevu se využívá při měření kvality reflexních ploch. Odchylka od tohoto ideálního stavu se dá vyjádřit jako zlomek správné vzdálenosti proužků. Tento zlomek, násobený vlnovou délkou světla, odpovídá odchylce reflexní plochy od ideální roviny.

Pro snímání interferenčních proužků by se dala využít kamera doplněná vhodným vyhodnocovacím programem.



ZO - zrcátko k objektivu, C+DRK – clona a difúzní rotující kotouč, MO – mikroskopový objektiv, Z1, Z2 – zrcadla, K – kolimátor s clonou, DP - dělič paprsku,  
 ZA, ZB – zrcadla interferometru, PČ – projekční čočka, DM – difúzní matice

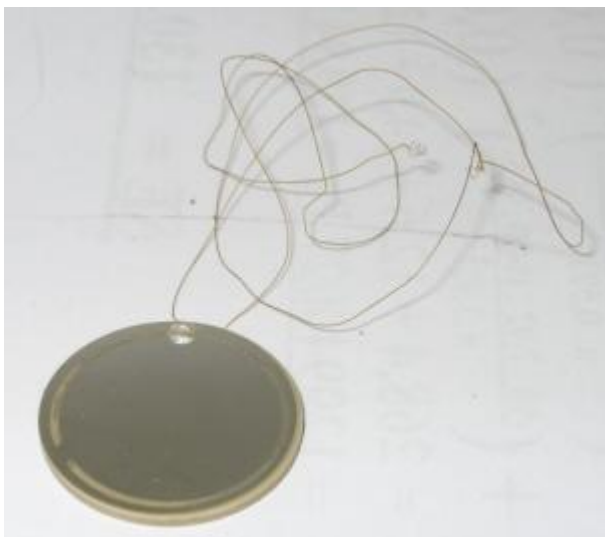
Obr. 2.5 Schéma Twyman-Greenova interferometru (převzato z [9])



### 3. Popis a příprava měření

#### 3.1 Příprava vzorků

Pro měření byly vybrány bimorfu z důvodu jejich jasnějších deformací. Z polotovaru (PZT keramika APC 850 o průměru 25mm) byly vybroušeny a vyleštěny jednotlivé plátky různých tloušťek (od 0,25mm až 1,25mm). U těchto plátek byla změřena frekvenční charakteristika a podle stejných rezonančních frekvencí byly k sobě vybrány plátky o stejné tloušťce. Podobná rezonanční frekvence nám zaručovala přibližně stejné mechanické vlastnosti u obou plátek. Pro naše potřeby se nechala napařit velice kvalitní zrcátka na tyto vzorky. Dále pak byly vzorky k sobě lepeny. Pro jednodušší zapojení byla vybrána sériová konfigurace bimorfů, která



nemá tak velikou výchylku jako paralelní konfigurace, ale pro nás byla dostačující. Na napařená stříbrná zrcátka byly nalepeny drátky pro připojení budícího napětí obr. 3.1. Po všech těchto krocích byly připraveny k měření dva vzorky, první 2 x 0,4 mm a druhý 2 x 0,6 mm. Další ze vzorků 2 x 1,2 mm neměl dostatečný průhyb pro měření zvolenou metodou.

Obr.3.1 Kruhový bimorf připravený k měření

Aby byly splněny okrajové podmínky pro teoretický popis pohybu bimorfu, byl navržen speciální držáček obr. 3.2, který bimorf svíral po obvodu.



Obr 3.2 Držák s upnutým vzorkem

## 3.2 Popis měření

### Měření tloušťkových změn

Byl použit Mach-Zehnderův interferometr. Elektronické vybavení umožní vybuzení vzorku, sběr dat, nastavení pracovního bodu, potlačení šumu, kalibraci a detekci intenzity světla.

K buzení vzorků byl použit generátor HP 33120A. Signál z fotodiody je přiveden na vstup lock-in zesilovače SR 830. Kde je násoben s budícím signálem přiváděným na vzorek. Tyto signály mají stejnou frekvenci, proto je jejich rozdíl nulový a na výstupu bude stejnosměrná složka, která je úměrná vstupnímu napětí z fotodiody. Pomocí fázově citlivého zesilovače lze zjistit signály, které jsou až 1000x slabší než šum.

Na digitálním osciloskopu je průběžně zobrazován časový průběh signálu z fotodiody.

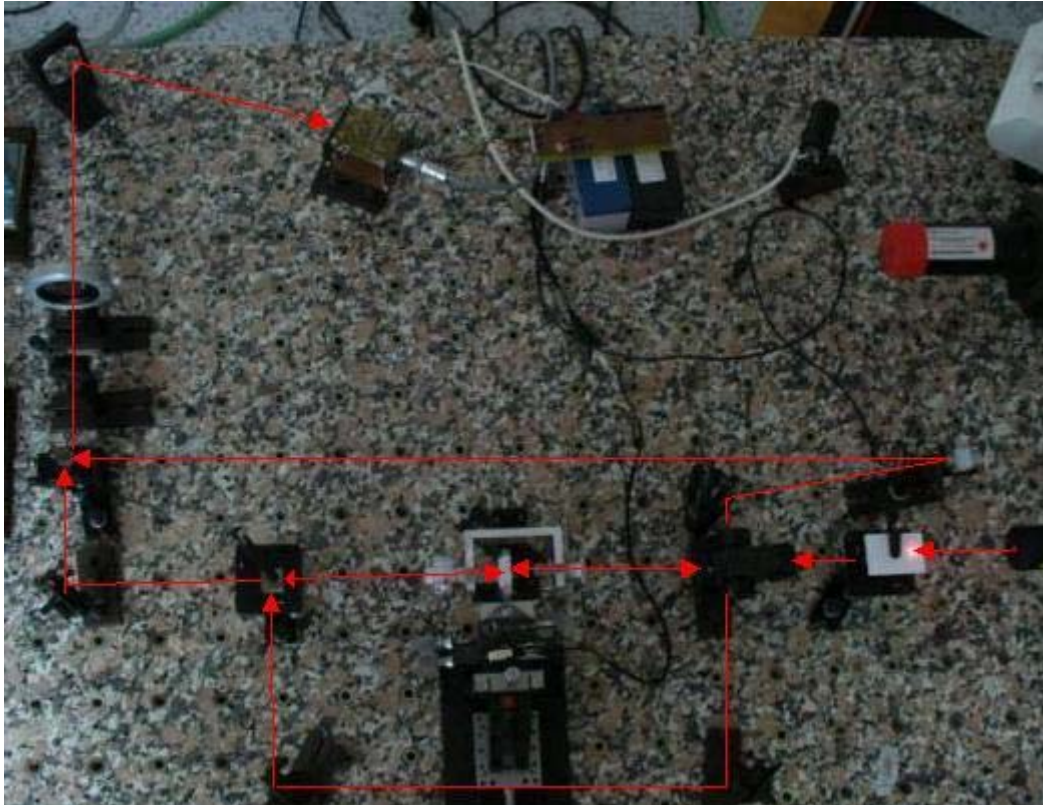
Piezoelektrický aktuátor od firmy Physik instrumente je prvek, který slouží k nastavení vzájemného posunutí fází z obou větví interferometru o  $\pi/2$ . Při změně napájecího napětí o 1V dojde k posunutí zrcátka na aktuátoru o 5nm. Vysokonapěťový zdroj má rozsah až do 1000V. Aktuátor také slouží k stabilizaci měřícího obvodu pomocí zpětné vazby. Je použita pro potlačení vlivu teploty, vibrací a proudění vzduchu. Udržuje stále nastavený pracovní  $\pi/2$  bod.

Lock-in zesilovač a funkční generátor jsou vybaveny rozhraním GPIB. Osciloskop HP má rozhraní RS 232. Toto zajišťuje rychlý přenos výsledků mezi počítačem a přístroji.

Jelikož jsou oba vzorky bimorfů v ideálním případě shodné (oba plátky se stejně vychylují), velikost tloušťkových změn by měla být minimální. Proto bylo použito měření výchylky  $d_t$  menší než vlnová délka. Pro měření bylo potřebné provést kalibraci interferometru. Pomocí aktuátoru se nastaví maximální a minimální intenzita světla přicházejícího na diodu. Na osciloskopu se odečtou odpovídající hodnoty napětí  $U_{max}$  a  $U_{min}$ . Hodnota napětí ve středu těchto extrémů odpovídá fázovému rozdílu  $\pi/2$ . Po nastavení této hodnoty se zapne zpětná vazba a přivede se střídavé napětí na vzorek. Na výstupu fázově citlivého zesilovače se odečte efektivní napětí  $U_{out}$ .

Amplituda výsledného posunutí je potom určena ze vztahu (9) z článku [5]:

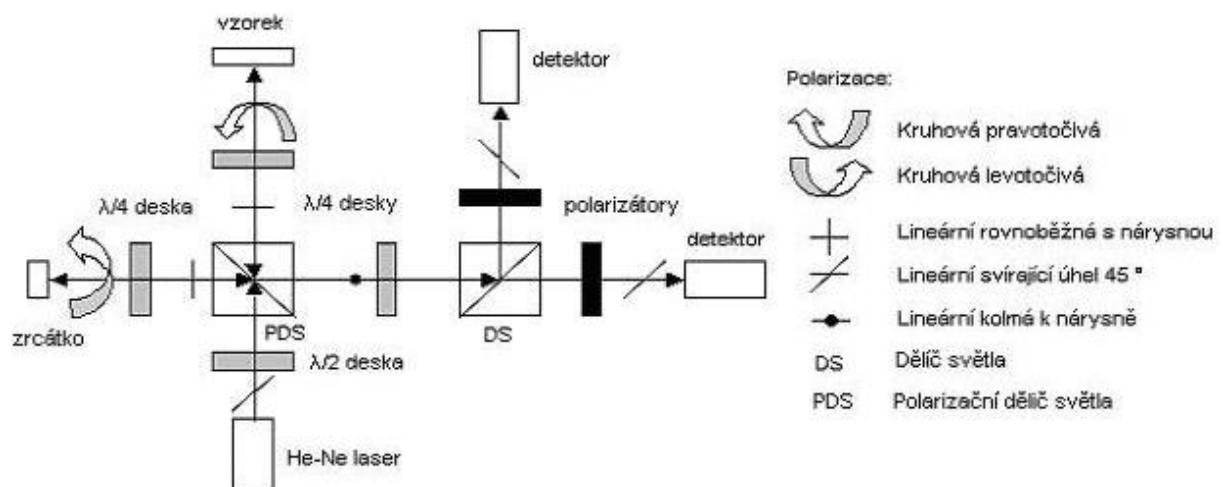
$$d_t = \frac{U_{\text{OUT}}}{U_{p-p}} \cdot \frac{\lambda}{\sqrt{2} \pi} \quad (3,1)$$



Obr. 3.3 Skutečné sestavení Mach-Zehnderova interferometru k obr. 2.4

### Měření výchylky bimorfů na jejich povrchu

Pro toto měření byl použit adaptovaný Michelsonův interferometr. Jednou z možností jak měřit výchylku vzorku byla metoda signálu v kvadratuře [5].



Obr. 3.1 Schéma Michelsonova interferometru metody signálu v kvadratuře

V jednotlivých větvích interferometru jsou paprsky s ortogonálními polarizacemi. Čtvrtvlnové destičky přemění lineárně polarizované světlo na kruhově polarizované. Po odrazu a po průchodu čtvrtvlnovou destičkou se změní polarizace paprsku o  $90^\circ$  oproti původní polarizaci. Paprsek se DS (dělič světla) rozdělí na dva svazky. Každý z nich prochází vlastním polarizátorem a je detekován diodou. Mezi svazky je fázový rozdíl  $\pi/2$ . Přivedením obou signálů z detektorů (upravených na stejnou amplitudu napětí  $U_x, U_y$ ) na X a Y vstupy osciloskopu v režimu XY můžeme na jeho obrazovce sledovat stopu pohybující se po kružnici.

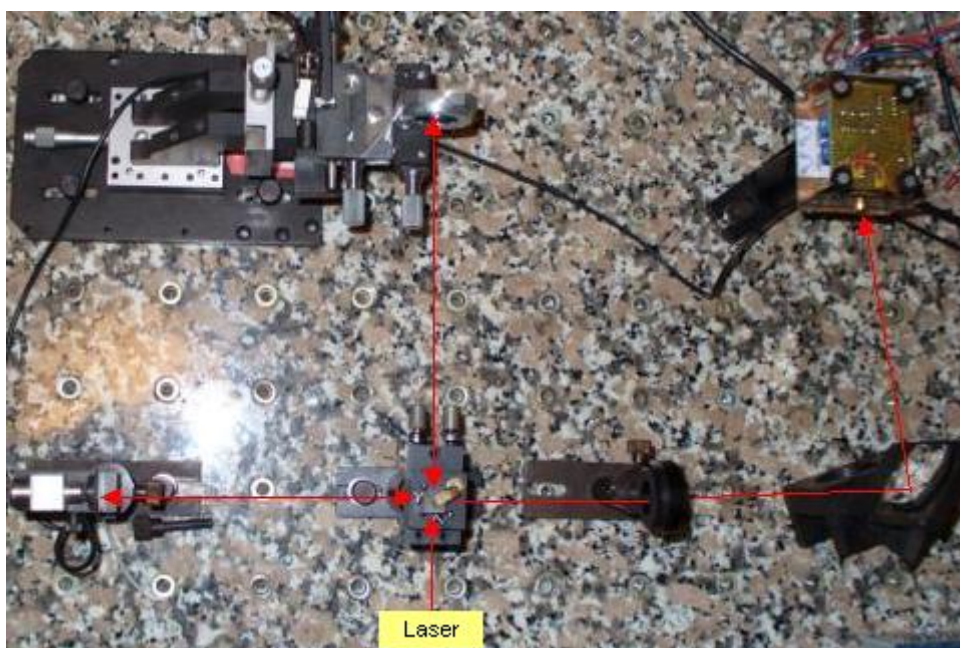
Fáze  $\varphi$  této stopy je ze vztahu:

$$\tan \varphi = \frac{U_Y(t)}{U_X(t)} \quad (3.2)$$

Posunutí  $\Delta d$  v čase  $t$ , odpovídající napětí na vzorku, je potom:

$$\Delta d(t) = \frac{\varphi(t)}{4\pi} \cdot \lambda \quad (3.3)$$

Tato metoda umožňuje statické měření i velice malých posunutí. Bohužel nestabilita, zapříčiněná mechanickými vibracemi aktuátoru, nedovolila přesnější odečet hodnot a proto byl použit klasický Michelsonův interferometr adaptovaný pro naše měření.



Obr. 3.4 Použité zapojení Michelsonova interferometru popsané na obr. 2.1

Vzorek byl buzen z generátoru HP pomalu běžícím trojúhelníkovým signálem o  $f=1\text{Hz}$  (jednalo se o kvazistacionární měření). Vychylování vzorku zapříčinilo pohyb interferenčních proužků přes fotodiodu. Tento harmonicky měnící se signál byl zobrazován na osciloskopu. Odečítán byl uplynulý čas  $T_s$  mezi maximální a minimální hodnotou intenzity dopadajícího světla na fotodiodu. Tento čas odpovídá hodnotě posunutí vzorku o  $\lambda/2$  (pro Helium-Neonový laser je  $\lambda = 632,8 \text{ nm}$ ). Dále byla známa perioda budícího signálu  $T_{\text{BUD}}$ . Můžeme tedy napsat vztah pro výpočet výchylky  $d_0$ :

$$d_0 = \frac{T_{\text{BUD}} / 2}{T_s} \cdot \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{1}{2} \quad (3.4)$$

Vzorek se vychyluje s generovaným budícím trojúhelníkovým signálem na obě strany. Pro získání skutečné hodnoty  $d_0$  (rozdíl mezi maximální a nulovou hodnotou vychýlení vzorku) byl vztah násoben  $1/2$ .

Ze vztahu je patrné, že minimální měřitelná velikost vychýlení vzorku je teoreticky  $\lambda/4 = 158,2 \text{ nm}$ . Tato hodnota byla během měření skoro dosažena.

Skenování probíhalo přes střed vzorku v horizontálním a vertikálním směru od měřitelných hodnot  $\lambda/4$  po  $1 \text{ mm}$ .

Odečet hodnot a výpočet výsledné výchylky byl realizován na počítači pomocí programu VEE Pro 6.2.

### Napěťová závislost bimorfu

Tato závislost byla měřena opět Michelsonovým interferometrem shodnou metodou jako předešlé měření. Dopadající paprsek z laseru byl nastaven do polohy s největší výchylkou teoreticky tedy do středu vzorku. Z generátoru byl opět na vzorek přiveden trojúhelníkový signál. Byly nastavovány hodnoty amplitud napětí ekvidistantním krokem od hodnot, kdy byla výchylka touto metodou měřitelná.

### Chyby měření

Jelikož odečet a zpracování dat bylo prováděno automaticky počítačem, je chyba měření ovlivněna jen měřicími přístroji a její hodnota je  $5 \%$  z naměřené hodnoty.

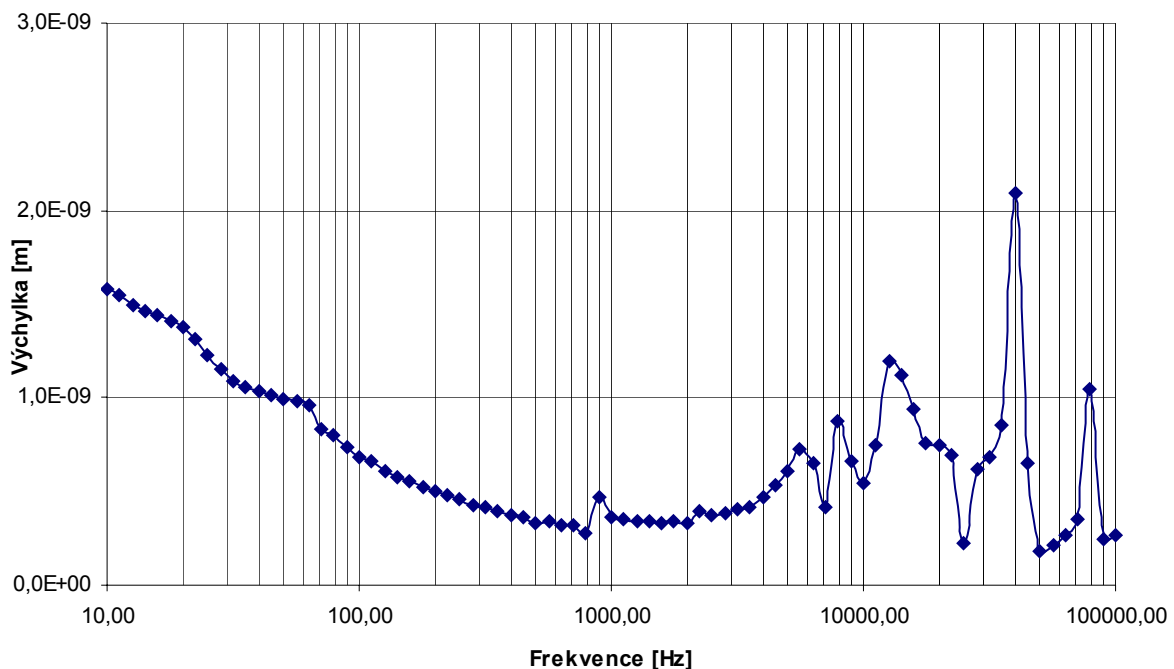


## 4 Prezentace výsledků a jejich zhodnocení

### 4.1 Změna tloušťky

K měření byl použit Mach-Zehnderův interferometr. Za směrodatné hodnoty změny tloušťky můžeme brát lineární průběh v oblasti od 1 kHz až 3 kHz, jak je vidět z grafu 4.1. Je také vidět že kolem 40 kHz se do měření promítají vlastní kmity vzorků. Na nižších frekvencích (od 200 Hz) má vliv frekvence elektrické sítě.

Graf 4.1 Příklad chování kruhových bimorfů v širokém pásmu frekvencí

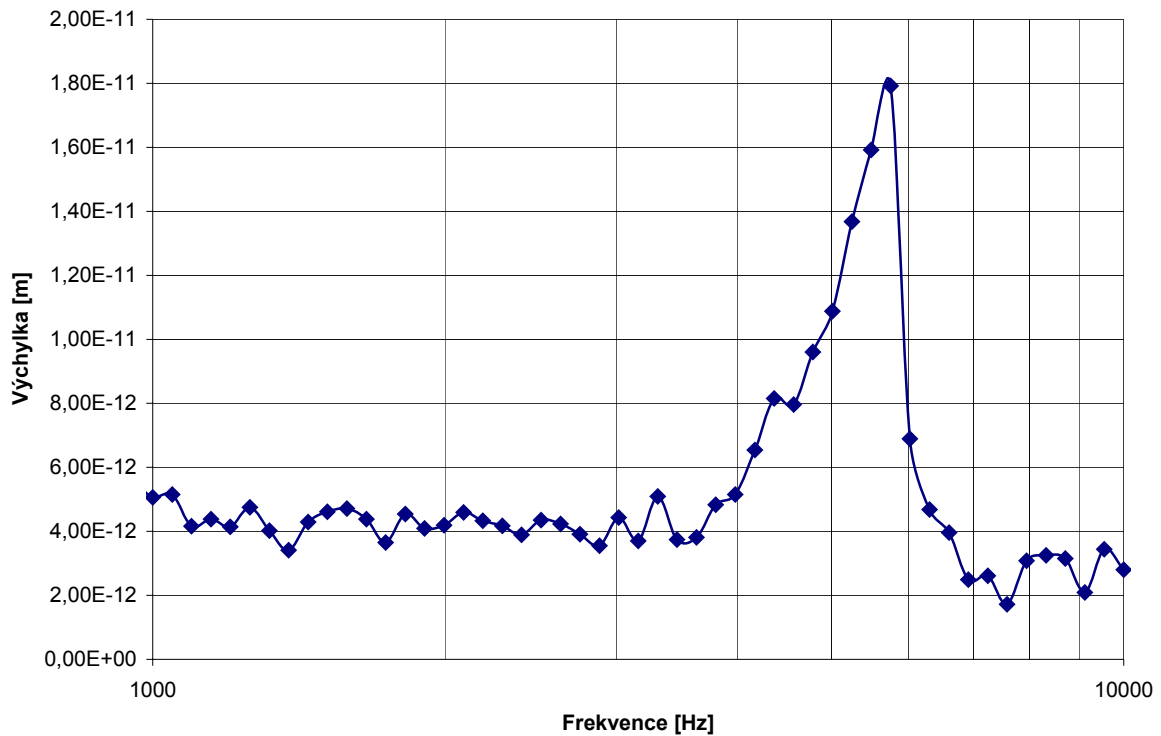


Vzorek 1 byl buzen napětím o amplitudě 5V a měřen v frekvenčním rozsahu 1 až 10 kHz (Graf 4.2). Výsledná změna tloušťky byla určena v skoro lineárním rozmezí 2 až 3 kHz. Je tedy:

$$\underline{d_t = 4 \text{ pm}}$$

Výsledná změna tloušťky je na hranici přesnosti interferometru, která je pro toto dynamické měření 1 pm. Tato hodnota je dle očekávání velmi malá, což odpovídá homogenním bimorfům.

Graf 4.2 Změna tloušťky vzorku 1 ve frekvenčním rozsahu 1 až 10 kHz



Vzorek 2 byl buzen napětím o amplitudě 5V a měřen v frekvenčním rozsahu 1 až 10 kHz. Výsledná změna tloušťky byla určena v skoro lineárním rozmezí 2 až 4 kHz. Je tedy:

$$\underline{d_t = 127 \text{ pm}}$$

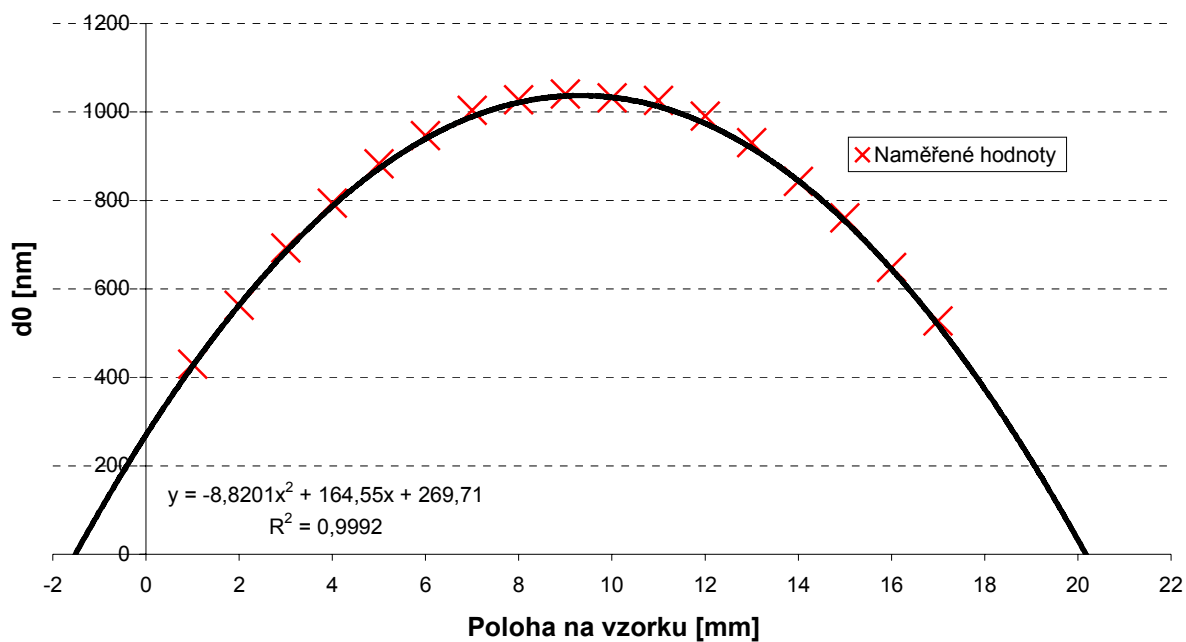
Výsledná změna tloušťky několikanásobně převyšuje výsledek u vzorku 1. Příčinou tohoto výsledku je nekvalitně nanosená elektroda na jednu ze stran bimorfu. Proto se každý plátek prohýbal jinak, z čehož vyústil tento výsledek a nelze ho brát za směrodatný. Pro další měření byla nanosená elektroda nová.

Z tohoto měření vyplývá, že dopad šířkové deformace na výsledek měření průhybu je zanedbatelný.

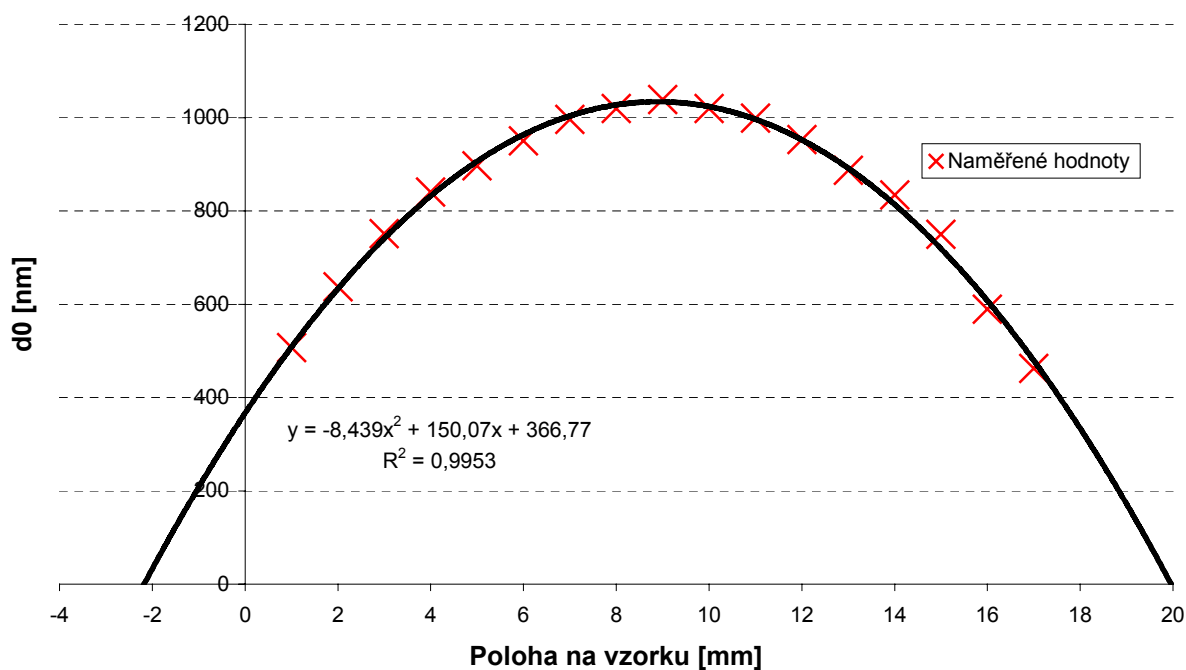
## 4.2 Skenování povrchu bimorfu

Na vzorek 1 byl přiveden trojúhelníkový signál o amplitudě 10 V a  $f = 1$  Hz. Maximální naměřená výchylka na horizontále (graf 4.3) byla  $d_{h0} = 1040 \pm 50$  nm a na vertikále (graf 4.4)  $d_{v0} = 1030 \pm 50$  nm.

Graf 4.3 Horizontála

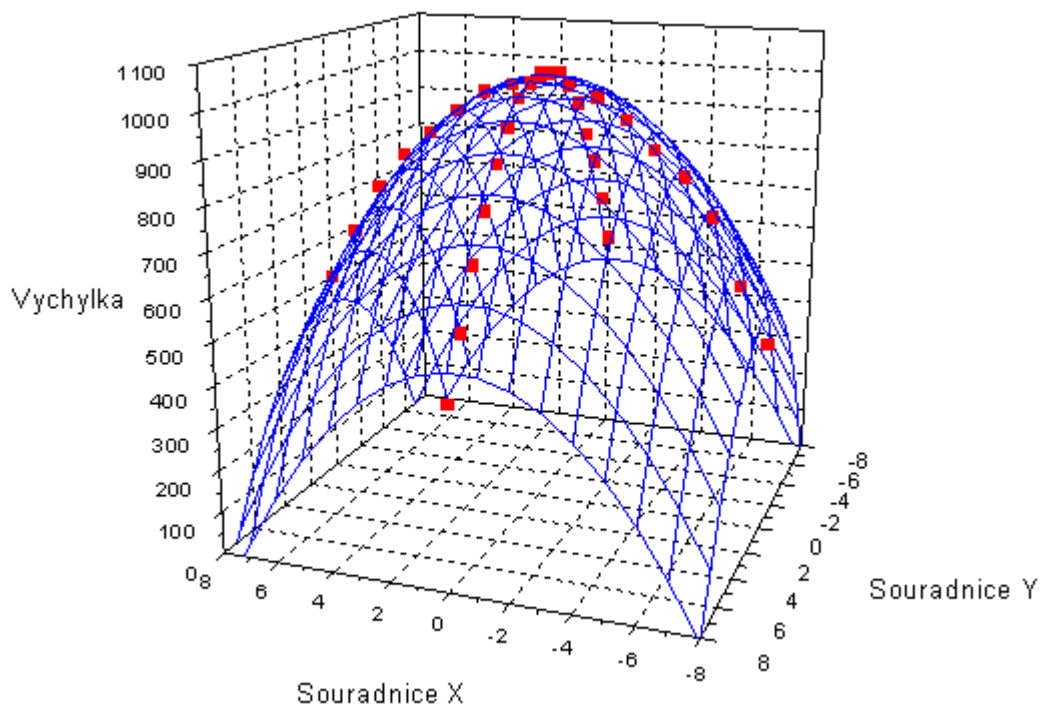


Graf 4.4 Vertikála





Graf 4.5 3D zobrazení průhybu s vyneseními naměřenými vertikálními a horizontálními hodnotami pro vzorek 1.

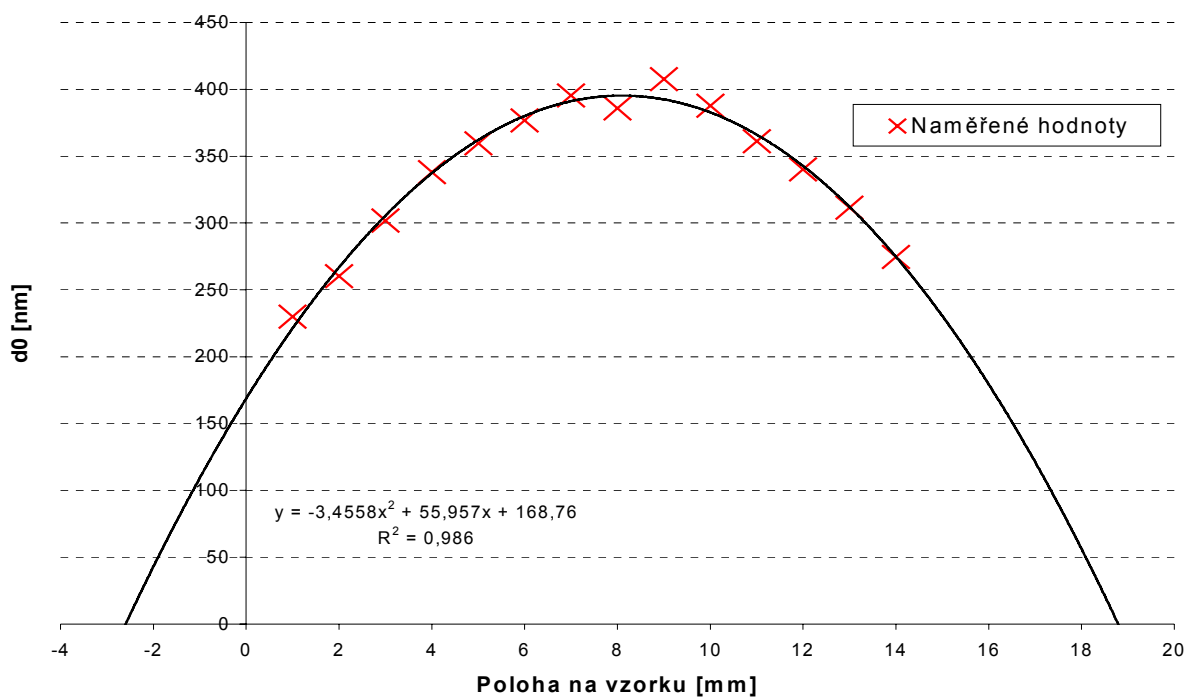


Rotační paraboloid je propočten z rovnice popisující křivku vzniklou proložením naměřených hodnot.

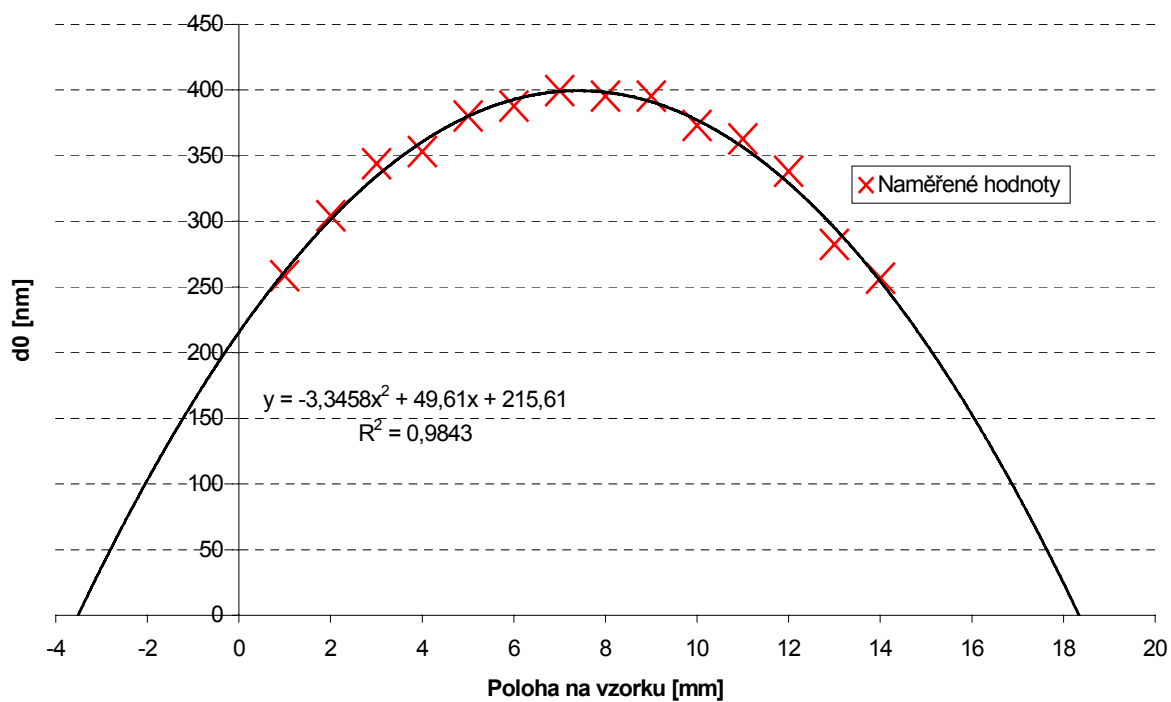
Jak je patrné z grafů (4.3 a 4.4) byla docílena dobrá přesnost měření. Poukazují na to již body, kde proložená parabola prochází nulou. Jejich vzdálenost je rovna průměru upnutí vzorků v držáku pomocí kroužků o průměru 22mm. Rozdíl mezi průběhy horizontály a vertikály byl způsoben nerovnoměrným upnutím vzorku. Následkem je, že oba průběhy nejsou radiálně stejné. Stejnomořného upnutí by se dalo docílit momentovým klíčem.

Na vzorek 2 byl přiveden trojúhelníkový signál o amplitudě 10 V a  $f = 1$  Hz. Maximální naměřená výchylka na horizontále (graf 4.7) byla  $d_{h0} = 410 \pm 20$  nm a na vertikále (graf 4.8)  $d_{v0} = 400 \pm 20$  nm.

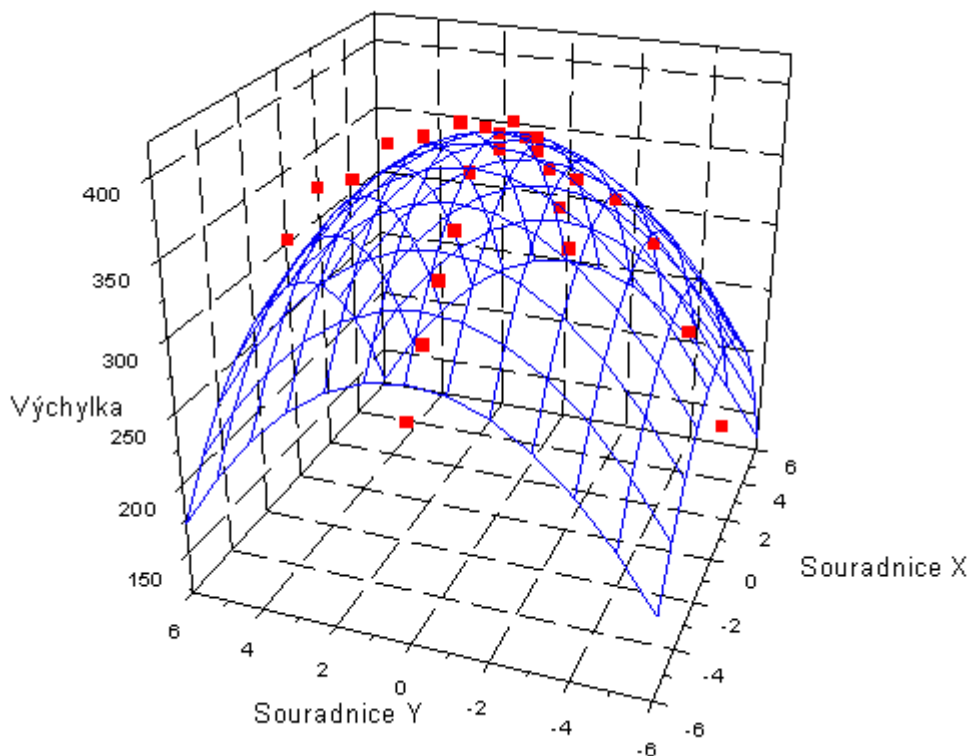
Graf 4.6 Horizontála



Graf 4.7 Vertikála



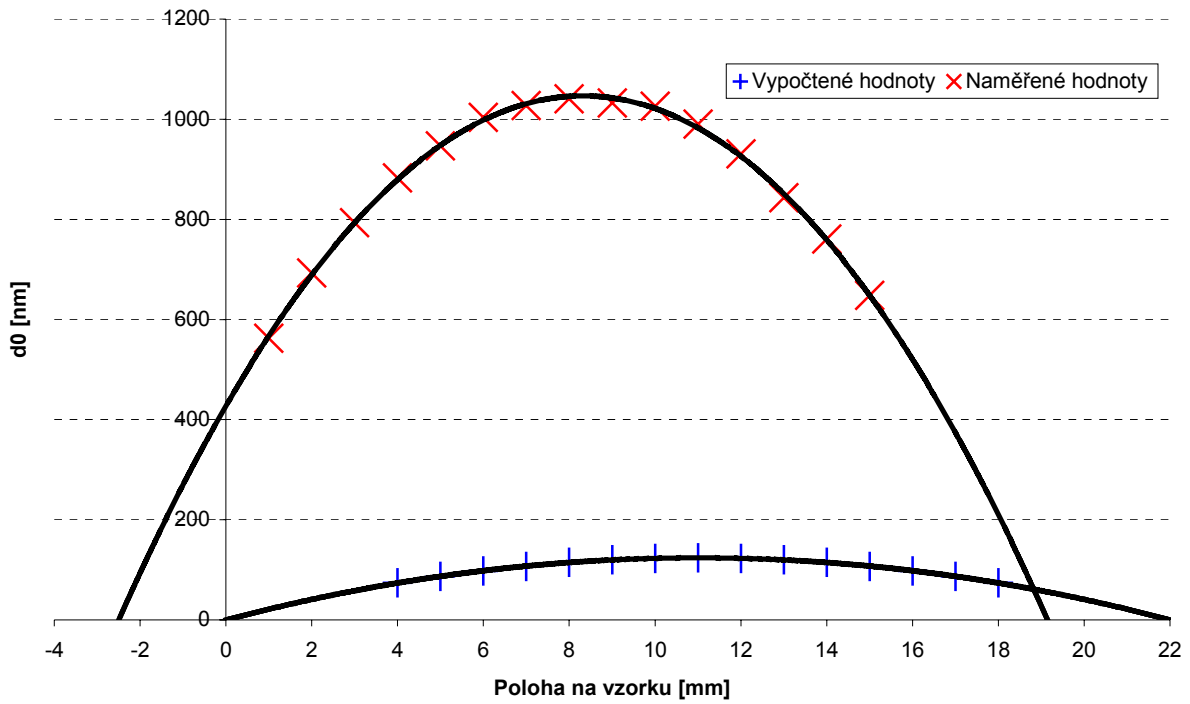
Graf 4.8 3D zobrazení průhybu s vnesenými naměřenými vertikálními a horizontálními hodnotami



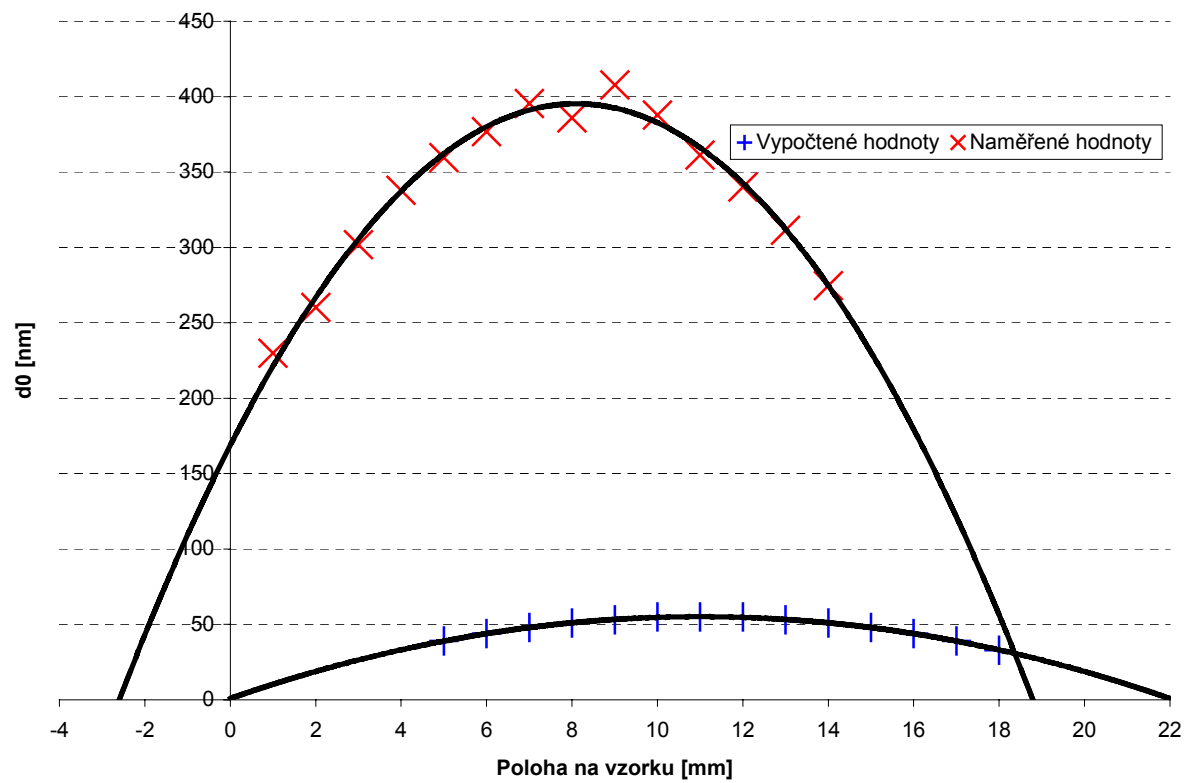
Jak je patrné z grafů při tomto měření nebylo nedosaženo tak přesných výsledků. Důvodem bylo zpoždování signálu z fotodiody za budícím signálem, což bylo způsobeno nucenými kmity vzorku. Důsledkem toho byla nemožnost přesného zpracování naměřených hodnot počítačem. Proto jsou výsledné naměřené hodnoty horší než u vzorku1.

## Porovnání naměřených a vypočtených hodnot

Graf 4.9 Porovnání vzorek 1



Graf 4.10 Porovnání vzorek 2



Jak ukazují grafy nesoulad mezi vypočtenými a naměřenými hodnotami je velice výrazný (přibližně osminásobný).

Za zdroje tohoto rozdílu můžeme považovat:

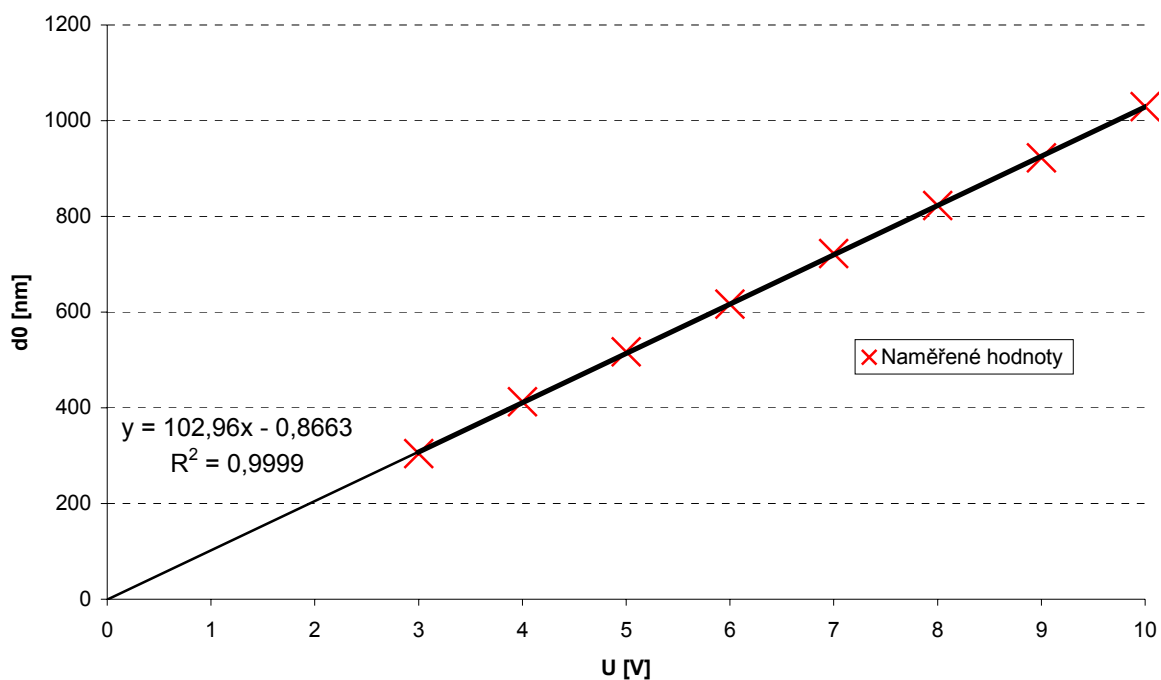
- Díky opracování po polarizaci vzorku může docházet k nehomogenitě piezoelektrických vlastností. To má za následek vznik dalšího „bimorfu“ na straně elektrody. Tudíž výsledný průhyb bude větší.
- Během lepení mohlo dojít k zahřátí jednoho z plátků. To po zaschnutí lepidla mohlo vést k trvalému prohnutí. Toto pnutí má vliv na piezoelektrický koeficient  $d_{31}$ . Výsledkem může být jak jeho zvětšení tak i zmenšení.
- Vliv má určitě i upnutí vzorku do držáku, jak vidíme na obr. 4.1 z měření Twyman-Greenovým interferometrem. Vzorek je deformován i bez přiloženého napětí. Toto má opět dopad na piezoelektrický koeficient  $d_{31}$ .
- Na průhyb měla také vliv kvalita lepeného povrchu a lepeného spoje (zmenšení průhybu).

Upnutí vzorku má vliv i na osovou nesouměrnost mezi maximy vypočtených a naměřených hodnot. Geometrický střed držáku je v bodě 11 mm.

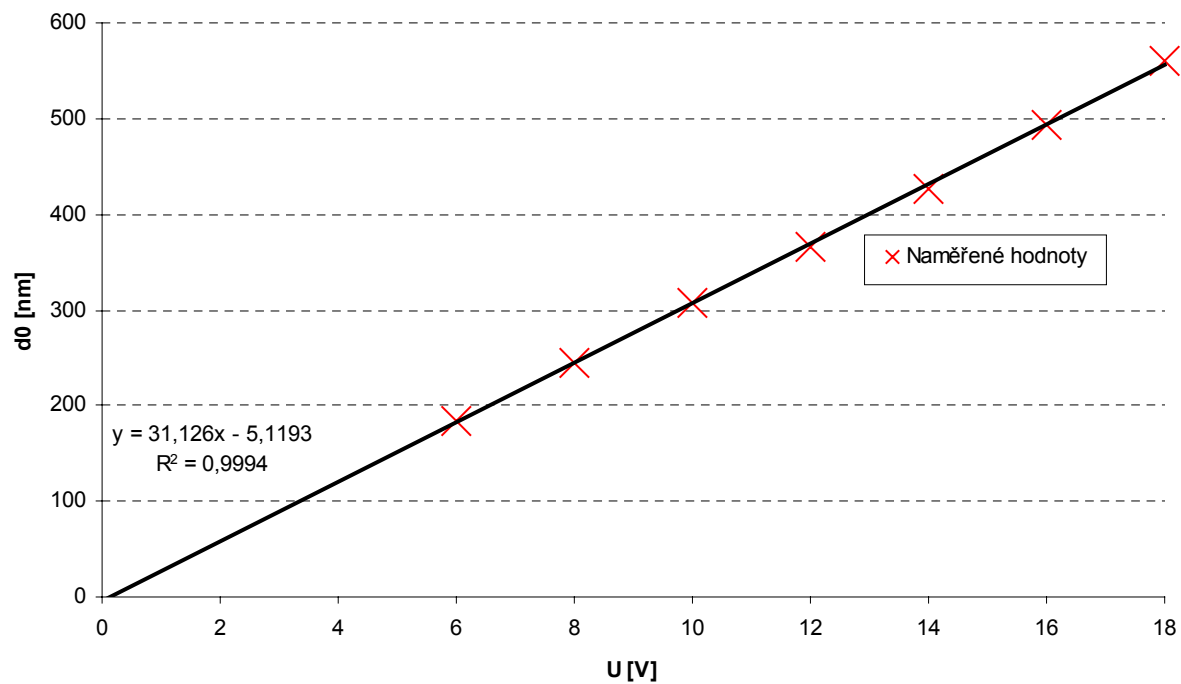
### 4.3 Napěťová závislost

Na vzorky byl opět přiváděn trojúhelníkový signál o  $f = 1$  Hz, kterému byly nastavovány amplitudové hodnoty napětí (vzorek 1 - 3 až 10 V, vzorek 2 - 6 až 18 V).

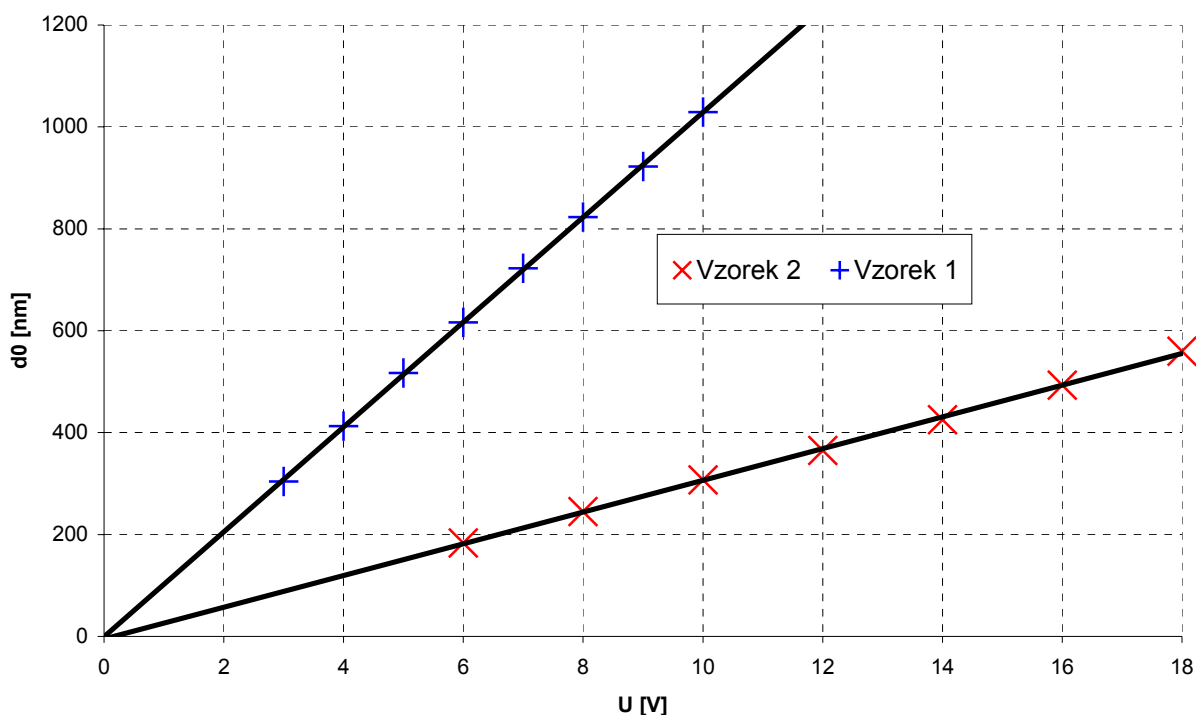
Graf 4.11 Napěťová závislost vzorku 1



Graf 4.12 Napěťová závislost vzorku 2



Graf 4.13 Porovnání napěťové závislosti vzorku 1 a vzorku 2



Z grafů je patrné že napěťové závislosti obou vzorků jsou lineární a to odpovídá očekávání. Přesnost měření u vzorku 2 byla opět ovlivněna nepřesností odečtu. Je to patrné i bodem, kde proložení našich hodnot prochází nulou.

Z měření 4.2 a 4.3 vyplývá i závislost mezi tloušťkou vzorku a velikostí posunutí vyvolaném při stejném napětí (tabulka 4.1 a 4.2). Ze vztahu (1.15) je tato závislost patrná. Pro naše vzorky platí, že vzorek 1 by měl mít 2,25 x větší výchylku než vzorek 2, což odpovídá.

Tabulka 4.1

Maximální výchylka		Vzorek 1 h = 0,8 mm	Vzorek 2 h = 1,2 mm
Horizontála	$d_{h0}$ [nm]	$1040 \pm 50$	$410 \pm 20$
Vertikála	$d_{v0}$ [nm]	$1030 \pm 50$	$400 \pm 20$

Tabulka 4.2

Výchylka při napětí U = 10 V		
Vzorek 1 h = 0,8 mm	$d_{10vh}$ [nm]	$1030 \pm 50$
Vzorek 2 h = 1,2 mm		$307 \pm 16$

#### 4.4 Průhyb bimorfu zobrazený pomocí Twyman-Greena

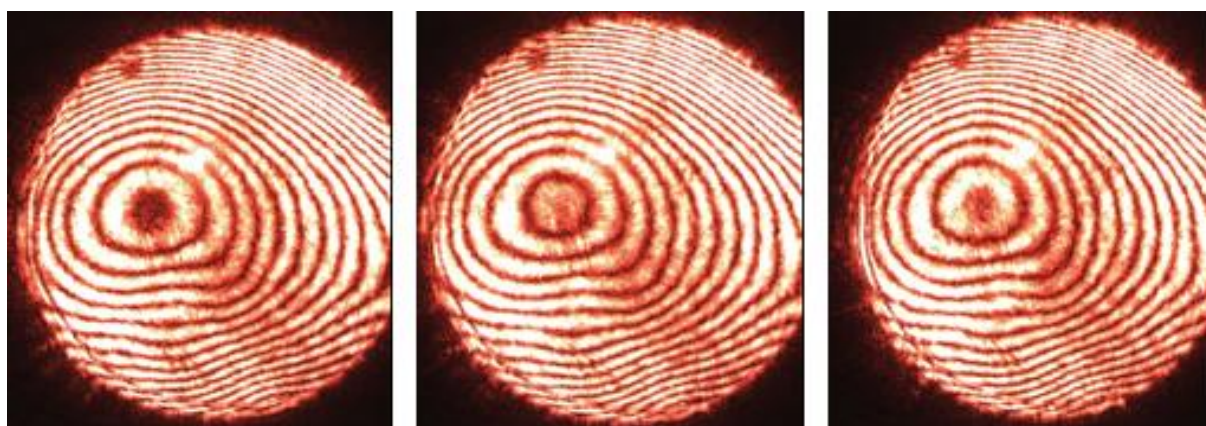
Pro toto měření byl vybrán vzorek s největším průhybem (vzorek 1) kvůli jasnějším změnám při snímání vzniklých interferenčních obrazců. Na vzorek bylo přiváděno stejnosměrné napětí od 0 do 20 V.



Obr 4.1 Vzorek 1 bez přiloženého napětí



Obr. 4.2 Vzorek 1 při U = 20 V



Obr 4.2 Pohyb interferenčních obrazců

Znázorněný střed nekoresponduje se středem obrázku. Jedním z důvodů bylo technicky obtížné nastavení středu fotokamery na střed bimorfu. I tak střed bimorfu nebyl zcela totožný s polohou největší výchylky znázorněné kroužkem interferenčního obrazce. To bylo způsobeno nerovnoměrným upnutím. Tvar středu také poukazuje na tříbodové upevnění vzorku v držáku. Posun interferenčních proužků je ale dobře patrný.

Obrázky byly pořízeny kamerou Lumenera. Jejich kvantitativní zpracování by bylo možné provést pomocí počítačové analýzy. Je ale snadno pozorovatelné, že došlo k posunutí o  $1,5 \lambda$  ( $d_0 = 948 \text{ nm}$ ). To odpovídá naměřeným hodnotám.



## 5 Závěr

Cílem bakalářské práce bylo změřit průhyb připravených vzorků kruhových homogenních bimorfů na jejich povrchu. Teorie chování těchto bimorfů je zpracována v první kapitole, kde se odvozuje vztah pro popis jejich průhybu. Aby získaný vztah byl platný pro naše měření, byl vyroben držák, který zaručoval splnění okrajových podmínek pro výpočet průhybu bimorfu.

Praktická část obsahovala měření tohoto průhybu. Jelikož se jednalo o velice malá posunutí, bylo zvoleno měření pomocí laserové interferometrie. To bylo realizováno modifikovaným Michelsonovým interferometrem. Skenování bylo prováděno po horizontále a vertikále bimorfu.

Zvolená metoda byla omezena nejmenším měřitelným posunutím. Tento problém odstraňuje metoda signálu v kvadratuře, kterou jsme kvůli nestabilitě a náročnosti měření nevyužili. Přesnost měření byla určena 5% přístrojovou chybou. Naměřená data jsou i tak dostatečně průkazná.

Vyzkoušeli jsme si i měření na dalších typech interferometrů. Mach-Zehnderovým dvoupraprskovým interferometrem byla měřena změna tloušťky. Bylo prokázáno, že na výsledky měření průhybu má minimální vliv.

Další byl Twyman-Greenův interferometr, na kterém bylo vidět celé prohnutí bimorfu a tato metoda je velice průkazná. Data z tohoto měření by se dala získat počítačovou analýzou například v programu Matlab.

Naměřené posunutí ve středu bimorfu je pro vzorek 1  $d_{h0} = 1040 \pm 50$  nm a pro vzorek 2  $d_{h0} = 410 \pm 20$  nm. Vztah (1.15) specifikuje závislost mezi napětím a posunutím, která je lineární. Profil výchylky vzhledem ke vzdálenosti od středu bimorfu je kvadratický, což je opět v souladu se vztahem (1.15), naměřené hodnoty jsou osminásobně větší než hodnoty vypočtené, zřejmě kvůli vlastnímu prohnutí vzorku a tím ovlivněným koeficientu  $d_{31}$  (obr. 4.1). Tento pro nás parazitní jev by se mohl stát předmětem dalšího zkoumání.

V současnosti je snahou zlepšovat vlastnosti piezoelektrických materiálů i jejich teoretický popis, zvyšování citlivosti u senzorů a zvyšování dosažitelné výchylky. U bimorfů to lze zlepšit paralelní konfigurací jejich zapojení, větší výchylku mají i polymorfy nebo se výchylka zesiluje pohybovými převodníky. V praxi se kruhové bimorfy dají použít jako senzory tlaku (tenzometry).

## Použitá literatura:

- [1] N.T.Adelman, Y.Stavsky: Flexural-extensional behavior of composite piezoelectric circular plates, J.Acoust. Soc. Am. 67, 3 (1980) 819-822
- [2] [www.americanpiezo.com](http://www.americanpiezo.com)
- [3] Petr Půlpán, J. Erhart: Parametry piezoelektrických bimorfů, Elektro 3 (2002) 4-7
- [4] J.Erhart: Piezoelektrické "chytré" materiály pro elektrotechniku, PZT keramika Elektro 11 (2002) 4-7
- [5] M. Šulc, L. Buriánová: Studium piezoelektrických dějů pomocí laserové interferometrie, Jemná mechanika a optika 10(2001)
- [6] L. Rusín: Studium nehomogenně polarizovaných piezoelektrických rezonátorů, Diplomová práce TUL 2004
- [7] XiaoBing Hu, LongTu Li, XiangCheng Chu, ZhiLun Gui: The resonance vibration properties of a bimorph flexular piezoelectric ultrasonic transducer for distance measurement, Tsinghua University Beijing 2002
- [8] Allen H.Meitzeler, Henry M. O'Bryan,Jr., Harry F.Tiersten: Definition and measurement of radial mode coupling factor in piezoelectric ceramic materials with large variations in Poisson's ratio, IEEE transactions on sonics and ultrasonics, vol. Su-20, no.3, 1973
- [9] M. Šulc: Twyman-Greenův interferometr Výzkumná zpráva pro pro Crytur s.r.o., 2002

## Příloha A

Tabulky vypočtených a naměřených hodnot.

### Změna tloušťky

#### Vzorek 1 $U = 5 \text{ V}$

Tabulka A.1

f[Hz]	3020	2884	2754	2630	2511	2399	2290	2188	2089	1995
$d_s$ [pm]	4,4	3,6	3,9	4,2	4,4	3,9	4,2	4,3	4,6	4,2

#### Vzorek 2 $U = 5 \text{ V}$

Tabulka A.2

f[Hz]	4169	3981	3801	3630	3467	3311	3162	3019	2884	2754
$d_s$ [nm]	1,29	1,27	1,29	1,27	1,28	1,27	1,27	1,25	1,25	1,27

### Skenování povrchu bimorfu

Vzorek 1 - naměřené hodnoty,  $U = 10 \text{ V}$ , poloha 0 je střed vzorku.

Tabulka A.3 Horizontála.

$d_{oh}$ [nm]	430	563	693	794	883	947	10046	1028	
r [mm]	-8	-7	-6	-5	-4	-3	-2	-1	
$d_{oh}$ [nm]	1041	1032	1026	991	931	843	761	648	527
r [mm]	0	1	2	3	4	5	6	7	8

Tabulka A.4 Vertikála.

$d_{ov}$ [nm]	504	630	746	828	888	945	992	1013	
r [mm]	-8	-7	-6	-5	-4	-3	-2	-1	
$d_{ov}$ [nm]	1029	1016	993	946	881	825	739	583	456
r [mm]	0	1	2	3	4	5	6	7	8

Vzorek 2 - naměřené hodnoty výchylky

Tabulka A.5 Horizontála.

$d_{oh}$ [nm]	230	260	302	338	360	377	396	
r [mm]	-7	-6	-5	-4	-3	-2	-1	
$d_{oh}$ [nm]	386	408	388	361	340	311	275	
r [mm]	0	1	2	3	4	5	6	

Tabulka A.6 Vertikála.

$d_{0v}$ [nm]	259	304	344	353	380	388	259
r [mm]	-7	-6	-5	-4	-3	-2	-1
$d_{0v}$ [nm]	400	396	396	373	363	338	283
r [mm]	0	1	2	3	4	5	6

Vzorek 1 - vypočtené hodnoty výchylky

Tabulka A.7

Naměřené $d_{0h}$ [nm]	430	563	693	794	883	947	10046	1028	
Vypočtené $d_{0h}$ [nm]	58	74	87	98	107	115	120	123	
Naměřené $d_{0h}$ [nm]	1041	1032	1026	991	931	843	761	648	527
Vypočtené $d_{0h}$ [nm]	124	123	120	115	107	98	87	74	58

Vzorek 2 – vypočtené hodnoty výchylky

Tabulka A.8

Naměřené $d_{0h}$ [nm]	230	260	302	338	360	377	396
Vypočtené $d_{0h}$ [nm]	33	39	44	48	51	53	55
Naměřené $d_{0h}$ [nm]	386	408	388	361	340	311	275
Vypočtené $d_{0h}$ [nm]	55	55	53	51	48	44	39

### Napět'ová závislost

Tabulka A.9 Vzorek 1, střed vzorku

U [V]	3	4	5	6	7	8	9	10
$d_s$ [nm]	304	413	517	616	723	823	922	1029

Tabulka A.10 Vzorek 2, střed vzorku

U [V]	6	8	10	12	14	16	18
$d_s$ [nm]	184	245	307	365	425	493	560