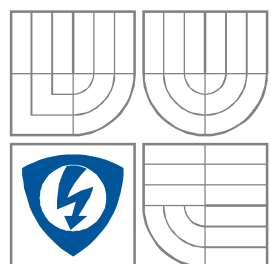


VYSOKÉ UČENÍ TECHNICKÉ V BRNĚ  
BRNO UNIVERSITY OF TECHNOLOGY



FAKULTA ELEKTROTECHNIKY A KOMUNIKAČNÍCH  
TECHNOLOGIÍ  
ÚSTAV RADIOELEKTRONIKY

FACULTY OF ELECTRICAL ENGINEERING AND COMMUNICATION  
DEPARTMENT OF RADIO ELECTRONICS

# METODIKY A METODY SNÍMÁNÍ JEDNORÁZOVÝCH DĚJŮ

METHODS OF SINGLE IMPULSE DETECTION

DIPLOMOVÁ PRÁCE  
MASTER'S THESIS

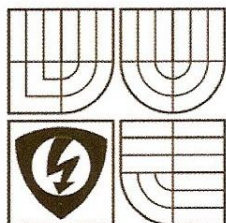
AUTOR PRÁCE  
AUTHOR

Bc. VLADIMÍR JURÍK

VEDOUCÍ PRÁCE  
SUPERVISOR

doc. Ing. PAVEL FIALA, Ph.D.

BRNO, 2008



VYSOKÉ UČENÍ  
TECHNICKÉ V BRNĚ  
Fakulta elektrotechniky  
a komunikačních technologií  
Ústav radioelektroniky

# Diplomová práce

magisterský navazující studijní obor  
Elektronika a sdělovací technika

**Student:** Juřík Vladimír, Bc.

**Ročník:** 2

**ID:** 89247

**Akademický rok:** 2007/08

**NÁZEV TÉMATU:**

## Metodiky a metody snímání jednorázových dějů

### POKYNY PRO VYPRACOVÁNÍ:

Navrhněte metody měření impulsních veličin elektromagnetického pole pro relativistické mikrovlnné impulsní výkonové zdroje. Popište metody, metodiku měření veličin. Návrhy realizujte a experimentálně ověřte.

### DOPORUČENÁ LITERATURA:

- [1] ŠEBESTA, V., SMÉKAL, Z. Signály a soustavy. Elektronické skriptum. Brno: FEKT VUT v Brně.
- [2] JURA, P. Signály a systémy. Elektronické skriptum. Brno: FEKT VUT v Brně.
- [3] DĚDEK, L., DĚDKOVÁ, J. Elektromagnetismus. Skriptum. Brno: FEKT VUT v Brně, 2000.

**Termín zadání:** 5.10.2007

**Termín odevzdání:** 30.5.2008

**Vedoucí projektu:** doc. Ing. Pavel Fiala, Ph.D.

prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida  
předseda oborové rady



### UPOZORNĚNÍ:

Autor diplomové práce nesmí při vytváření diplomové práce porušit autorská práva třetích osob, zejména nesmí zasahovat nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a musí si být plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

# LICENČNÍ SMLOUVA POSKYTOVANÁ K VÝKONU PRÁVA UŽÍT ŠKOLNÍ DÍLO

uzavřená mezi smluvními stranami:

## 1. Pan/paní

Jméno a příjmení: Bc. Vladimír Juřík  
Bytem: Skalka 14, Skalka, 696 48  
Narozen/a (datum a místo): 12. srpna 1984 v Kyjově

(dále jen „autor“)

a

## 2. Vysoké učení technické v Brně

Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií  
se sídlem Údolní 53, Brno, 602 00  
jejímž jménem jedná na základě písemného pověření děkanem fakulty:  
prof. Dr. Ing. Zbyněk Raida, předseda rady oboru Elektronika a sdělovací technika  
(dále jen „nabyvatel“)

### Čl. 1

#### Specifikace školního díla

1. Předmětem této smlouvy je vysokoškolská kvalifikační práce (VŠKP):

- disertační práce
  - diplomová práce
  - bakalářská práce
  - jiná práce, jejíž druh je specifikován jako .....
- (dále jen VŠKP nebo dílo)

Název VŠKP: Metodiky a metody snímání jednorázových dějů  
Vedoucí/ školitel VŠKP: doc. Ing. Pavel Fiala, Ph.D.  
Ústav: Ústav teoretické a experimentální elektrotechniky  
Datum obhajoby VŠKP: \_\_\_\_\_

VŠKP odevzdal autor nabyvateli\*:

- v tištěné formě – počet exemplářů: 2
- v elektronické formě – počet exemplářů: 2

2. Autor prohlašuje, že vytvořil samostatnou vlastní tvůrčí činností dílo shora popsané a specifikované. Autor dále prohlašuje, že při zpracovávání díla se sám nedostal do rozporu s autorským zákonem a předpisy souvisejícími a že je dílo dílem původním.
3. Dílo je chráněno jako dílo dle autorského zákona v platném znění.
4. Autor potvrzuje, že listinná a elektronická verze díla je identická.

---

\* hodící se zaškrtněte

## Článek 2

### Udělení licenčního oprávnění

1. Autor touto smlouvou poskytuje nabyvateli oprávnění (licenci) k výkonu práva uvedené dílo nevýdělečně užít, archivovat a zpřístupnit ke studijním, výukovým a výzkumným účelům včetně pořizování výpisů, opisů a rozmnoženin.
2. Licence je poskytována celosvětově, pro celou dobu trvání autorských a majetkových práv k dílu.
3. Autor souhlasí se zveřejněním díla v databázi přístupné v mezinárodní síti
  - ihned po uzavření této smlouvy
  - 1 rok po uzavření této smlouvy
  - 3 roky po uzavření této smlouvy
  - 5 let po uzavření této smlouvy
  - 10 let po uzavření této smlouvy(z důvodu utajení v něm obsažených informací)
4. Nevýdělečné zveřejňování díla nabyvatelem v souladu s ustanovením § 47b zákona č. 111/ 1998 Sb., v platném znění, nevyžaduje licenci a nabyvatel je k němu povinen a oprávněn ze zákona.

## Článek 3

### Závěrečná ustanovení

1. Smlouva je sepsána ve třech vyhotoveních s platností originálu, přičemž po jednom vyhotovení obdrží autor a nabyvatel, další vyhotovení je vloženo do VŠKP.
2. Vztahy mezi smluvními stranami vzniklé a neupravené touto smlouvou se řídí autorským zákonem, občanským zákoníkem, vysokoškolským zákonem, zákonem o archivnictví, v platném znění a popř. dalšími právními předpisy.
3. Licenční smlouva byla uzavřena na základě svobodné a pravé vůle smluvních stran, s plným porozuměním jejímu textu i důsledkům, nikoliv v tísní a za nápadně nevýhodných podmínek.
4. Licenční smlouva nabývá platnosti a účinnosti dnem jejího podpisu oběma smluvními stranami.

V Brně dne: 30. května 2008

.....  
Nabyvatel

.....  
Autor

## **Abstrakt**

Tato práce se zabývá metodami měření impulsních veličin elektromagnetického pole. Byla zaměřena na metodu, která je založena na optických jevech. Jako jsou Faradayův, Pockelsův a magnetooptický Keerův jev. Dále na metodu využívající Rogowského cívku. Nakonec je okrajově zmíněna metoda využívající kalorimetrického senzoru.

Pro experimentální ověření byl vybrán Faradayův magnetooptický jev. V optické laboratoři byla na pneumaticky tlumeném stole sestavena absolutní metoda měření a diferenční metoda měření využívající Wollastonův polarizátor. Hlavní výhodou této metody je schopnost měřit signály s velkou frekvencí a velkými proudy.

Dále byla probána teorie ohledně Rogowského cívky. Tato metoda byla také sestavena v laboratoři.

## **Klíčová slova**

Elektromagnetický impuls, magnetooptické jevy, Helmholtzova cívka, Rogowského cívka, kalorimetrický senzor.

# Abstract

This thesis deals with measurement method pulsed quantities of electromagnetic field. This thesis was focused on methods, which make use of optic effect. Specially Faraday effect, Pockels effect and magneto-optic Kerr effect. Next it was focused on method makes use of Rogowski coil. At the end was shortly noticed about method makes use of calorimetric sensor.

For experimentally realized has been chosen Faraday Magneto-optic Effect. In optic laboratory has been realized absolute methods and different methods making use of Wollaston polarizer on pneumatic optical desk. The main advantage of this method is the capability to measure the high frequency and high current signals.

Next in this thesis has been written theory about Rogowski coil. This method has been experimentally realized in laboratory.

## Keywords

Electromagnetic pulse, magneto-optic effects, Helmholtz coil, Rogowski coil, calorimetric sensor.

## Bibliografická citace mé práce:

JUŘÍK, V. *Metodiky a metody snímání jednorázových dějů*. Brno: Vysoké učení technické v Brně, Fakulta elektrotechniky a komunikačních technologií, 2008. 72 s. Vedoucí diplomové práce doc. Ing. Pavel Fiala, Ph.D.

# Prohlášení

Prohlašuji, že svou diplomovou práci na téma Metodiky a metody snímání jednorázových dějů jsem vypracoval samostatně pod vedením vedoucího diplomové práce a s použitím odborné literatury a dalších informačních zdrojů, které jsou všechny citovány v práci a uvedeny v seznamu literatury na konci práce.

Jako autor uvedené diplomové práce dále prohlašuji, že v souvislosti s vytvořením této diplomové práce jsem neporušil autorská práva třetích osob, zejména jsem nezasáhl nedovoleným způsobem do cizích autorských práv osobnostních a jsem si plně vědom následků porušení ustanovení § 11 a následujících autorského zákona č. 121/2000 Sb., včetně možných trestněprávních důsledků vyplývajících z ustanovení § 152 trestního zákona č. 140/1961 Sb.

V Brně dne 30. května 2008

.....  
podpis autora

# Poděkování

Děkuji vedoucímu diplomové práce doc. Ing. Pavlu Fialovi, Ph.D. za účinnou metodickou, pedagogickou a odbornou pomoc a další cenné rady při zpracování mé diplomové práce.

V Brně dne 30. května 2008

.....  
podpis autora

# OBSAH

1. Úvod .....	10
1.1 Požadavky na měřicí metody .....	10
2. Optoelektronické měřicí metody .....	13
2.1 Magnetooptické jevy.....	13
2.1.1 Faradayův magnetooptický jev.....	13
2.1.2 Pockelsův jev .....	16
2.1.3 Magnetooptický Kerrův jev.....	17
2.2 Matematický a fyzikální aparát .....	19
2.2.1 Jonesovy matice .....	19
2.2.2 Polarizace .....	20
2.3 Optické prvky .....	23
2.3.1 Lasery .....	23
2.3.2 Fotodioda .....	25
2.4 Experimentální ověření metody.....	27
2.4.1 Helmholtzovy cívky .....	27
2.4.2 Zapojení zesilovače .....	29
2.4.3 Výpočet parametrů Helmholtzových cívek .....	30
2.4.4 Simulace generování impulsu v programu PSpice .....	32
2.4.5 Obvod pro vytvoření impulsu .....	36
2.4.6 Výpočet velikosti pulzního pole .....	38
2.4.7 Absolutní metoda měření .....	41
2.4.8 Diferenční metoda měření s Wollastonovým polarizátorem.....	44
3. Metoda využívající Rogowského cívku .....	48
3.1 Rogowského cívka.....	48
3.2 Výpočet parametrů Rogowského cívky .....	50
3.3 Simulace v programu PSpice .....	51
3.4 Experimentální ověření metody.....	54
3.4.1 Sinusový signál z generátoru .....	54
3.4.2 Impuls vytvořený RLC obvodem.....	57
4. Metoda využívající kalorimetrického senzoru .....	62
4.1 Volba a popis měřicího systému.....	62
4.2 Realizace kalorimetrického senzoru .....	63
5. Závěr .....	66
Literatura.....	67
Seznam obrázků .....	69
Seznam tabulek .....	71
Seznam použitých symbolů.....	72

# 1. Úvod

Úkolem této diplomové práce je prostudovat problematiku metod měření jednorázových impulsních veličin. Následně mají být tyto metody měření sestaveny a experimentálně ověřeny v laboratoři.

Pod pojmem jednorázová impulsní veličina si můžeme představit impuls, který byl vyvolán různými vlivy (např. pro experimentální ověření metod byl impuls vyvolán pomocí rychlého vybití kondenzátoru). Tato práce by měla být zaměřena na měření impulsů velkých výkonů.

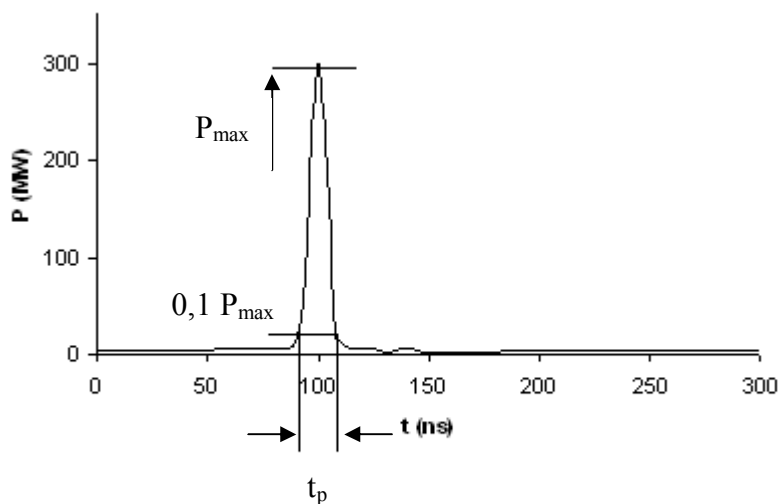
V první části práce je probrána měřící metoda, která je založena na optoelektronických jevech. Jako jsou Faradayův magnetooptický jev, Pockelsův jev a magnetooptický Keerův jev. Dále je probrána problematika kolem vytvoření obvodu, který zajišťuje vytvoření impulsu. Celé pracoviště je sestaveno v optické laboratoři.

Další část je zaměřena na metodu využívající Rogowského cívku. V této části je navržena Rogowského cívka, která slouží pro experimentální ověření. A metoda měření je sestavena v laboratoři.

V závěru této práce je krátce zmíněno metodě využívající kalorimetrického senzoru.

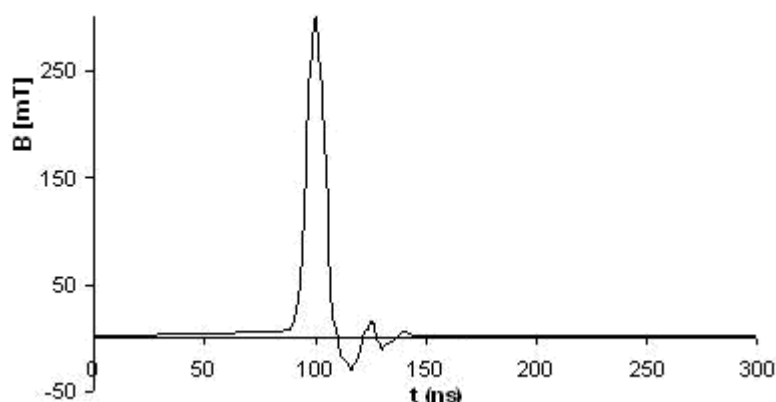
## 1.1 Požadavky na měřící metody

Tvar elektromagnetického impulsu, který se má měřit, si můžeme přestavit podle obrázku obr. 1.1. Jeho šířka je dána 10 % od nuly.



**Obr. 1.1** Typický průběh okamžité hodnoty výkonu  $p(t)$

Vzhledem k technickému řešení ukončení vlnovodu lze očekávat pozměněný průběh podle obr. 1.2.



**Obr. 1.2** Typický průběh okamžité hodnoty magnetické indukce  $B(t)$

Principy měření magnetických veličin osamocených elektromagnetických pulsů a následné přenesení výsledků na vzdálenost  $l = 50$  m jsou zobrazeny na obr. 1.3.

Velkým problémem při měření je přenos údajů od čidel k vyhodnocovacím zařízením. Při činnosti generátoru vzniká silné elektromagnetické rušení, které může znehodnotit změřené údaje. Dalším problémem je vliv zkreslení, které může vzniknout při přenosu údajů s velkou šířkou pásma klasickým vedením (koaxiální kabel). Exploze při spuštění může poškodit citlivá drahá zařízení, proto byla pro umístění měřicí techniky stanovena bezpečná vzdálenost 50 m. Bezpečnou vzdálenost je možno překlenout:

- 1) přenosem analogového signálu vedením
- 2) přenosem analogového signálu vedením s následnou korekcí zkreslení
- 3) přenosem digitalizovaného signálu vedením
- 4) přenosem signálu modulovaném na nosnou veličinu vedením
- 5) přenosem signálu modulovaném na optický signál

Využití přenosu podle varianty 1 je poměrně jednoduchý způsob. Je přenášen signál z čidla, není potřebná žádná modulace. Nevýhodou může být horší odolnost proti rušení a také vliv parametrů vedení na zkreslení při přenosu.

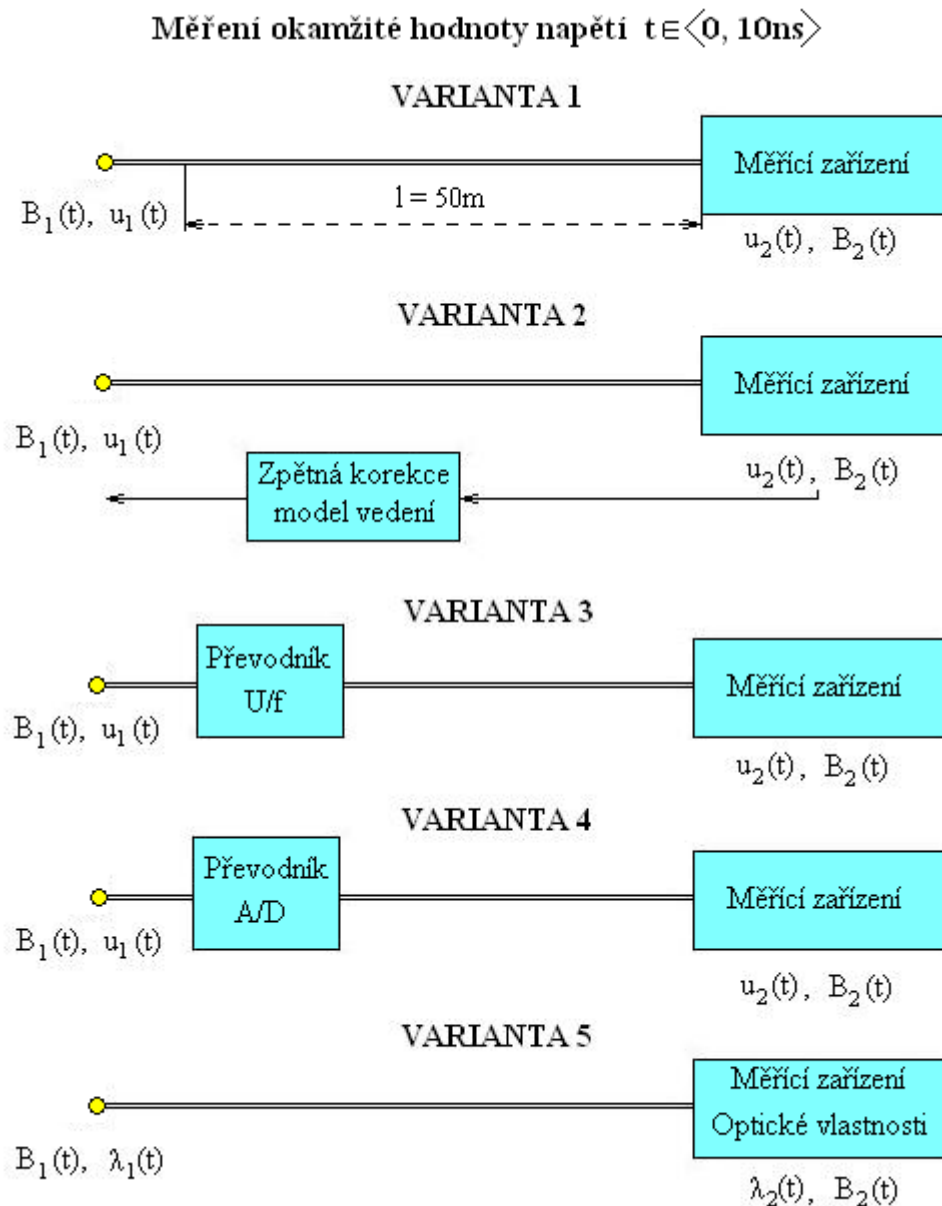
Vliv zkreslení při přenosu vedením lze odstranit na základě znalosti přenosové charakteristiky vedení podle varianty 2. Bylo ukázáno, že takto lze vyhodnocovat signály s kmitočtem až 1 GHz [12].

Eliminaci zkreslení vedením je možno zajistit přenosem podle varianty 3. Měřený signál je převeden pomocí A/D převodníku do číslicové podoby a je přenášen vedením. Výhodou je vyloučení zkreslení při přenosu a skutečnost, že získáme signál v číslicové podobě, vhodné pro další zpracování a záznam. A/D převodník ale musí být součástí čidla, které je následně zničeno. Vzhledem k uvažovaným časovým parametrům měřeného signálu musí vzorkovací kmitočet převodníku dosahovat hodnot jednotek GHz. Bylo by proto nutné použít špičkový převodník, který je finančně vysoce náročný. Vzhledem k následné destrukci čidla a převodníku je varianta 3 nereálná.

Varianta 4 uvažuje modulaci měřeného signálu na nosnou veličinu. Vhodnou veličinou je frekvence. Frekvenčně modulovaný signál je pak možné přenášet vedením s lineárními parametry bez zkreslení informace. Amplitudové zkreslení vzniklé přenosem, není omezující.

Stejně jako v předchozím případě jsou časové parametry signálu takové, že znemožňují praktické použití této varianty.

Perspektivní je přenos signálu podle varianty 5. Měřeným signálem je modulován optický signál. Optický signál může být přenášen volným prostorem nebo prostřednictvím optického vlákna. Vysoká frekvence nosné vlny umožňuje přenášet signály s velkou šířkou pásma na velké vzdálenosti. Navíc je optický přenos odolný vůči rušení. Tato metoda je hodnocena jako velmi vhodná. Varianty přenosu pro případ měření magnetické indukce ukazuje obr. 1.3 [12].



**Obr. 1.3** Principy měření okamžité hodnoty magnetické indukce  $B(t)$  a jejich přenos na vzdálenost  $l = 50\text{m}$ .

## 2. Optoelektronické měřicí metody

Tyto metody využívají Magnetooptický Kerrův jev, Faradayův magnetooptický jev nebo Pockelsův jev. Při praktické realizaci s budou zabývat metodami, které jsou založeny na Faradayově magnetooptickém jevu.

### 2.1 Magnetooptické jevy

#### 2.1.1 Faradayův magnetooptický jev

Byl objeven roku 1845 Michaelem Faradayem. Tento jev spočívá v ovlivňování optických vlastností materiálu působícím vnějším magnetickým polem. Prochází-li paprsek polarizovaného světla magnetizovaným materiálem, rovina jeho polarizace se natáčí úměrně velikosti magnetické indukce  $B$  působící na materiál. Označme úhel natočení roviny polarizace  $\Theta$ . Princip je zobrazen na obr. 2.1.

Faradayův jev můžeme popsat rovnicí:

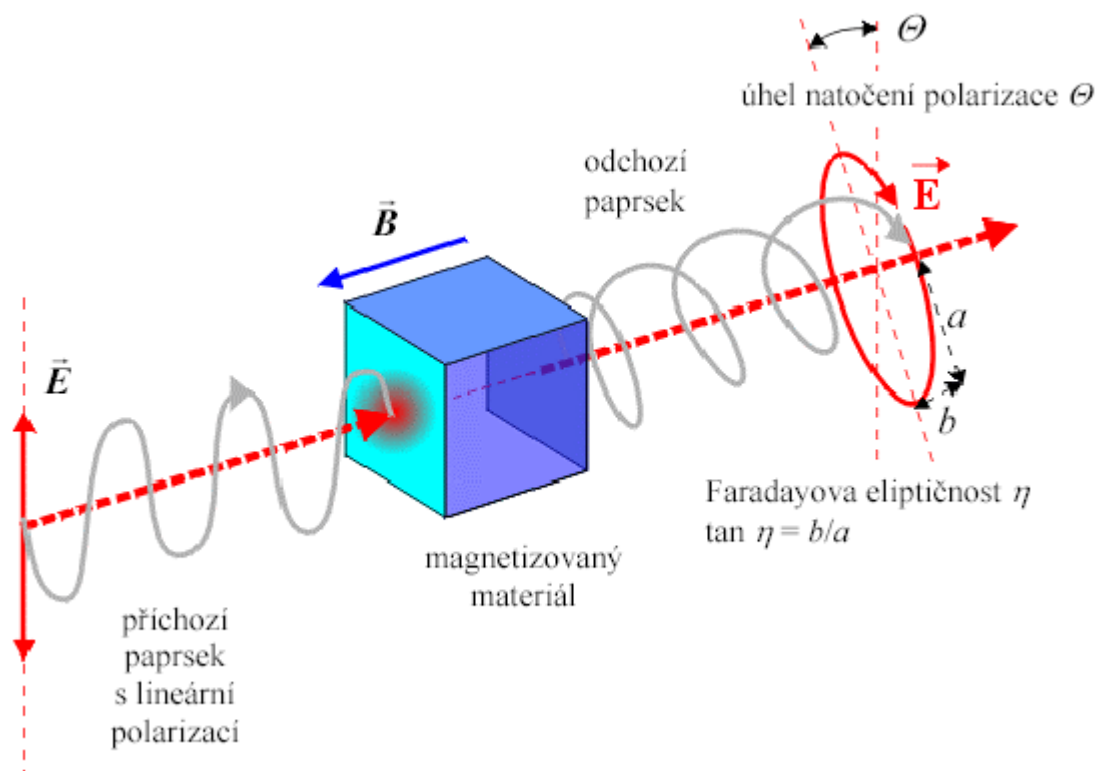
$$\Theta = V \cdot B \cdot l \cdot \cos\gamma \quad (2.1)$$

kde  $\gamma$  je úhel, který svírá vektor magnetické indukce  $B$  se směrem procházejícího paprsku a  $l$  udává aktivní délku magnetizovaného prvku – Faradayova magnetooptického elementu.

V integrálním případě a po zavedení časové závislosti nabude rovnice (2.1) tvaru:

$$\Theta(t) = V \cdot \int_l B(t) \cdot dl \quad (2.2)$$

kde  $V$  je tzv. Verdetova konstanta určující magnetooptické vlastnosti materiálu. Je vhodné použít materiál s velkou Verdetovou konstantou [25].



**Obr. 2.1** Faradayův magnetooptický jev

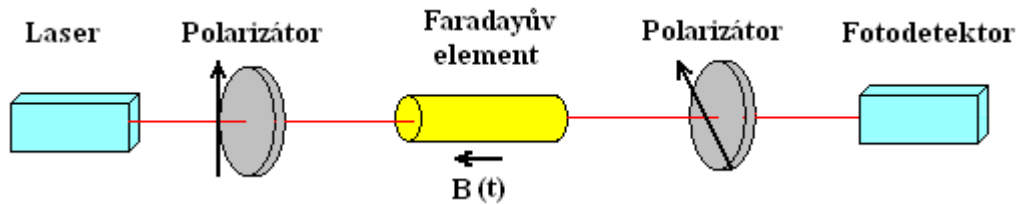
V následující tabulce jsou uvedeny některé vhodné materiály a jejich Verdetovy konstanty při vlnové délce procházejícího světla 633 nm.

**Tab. 2.1** Některé materiály a jejich Verdetovy konstanty

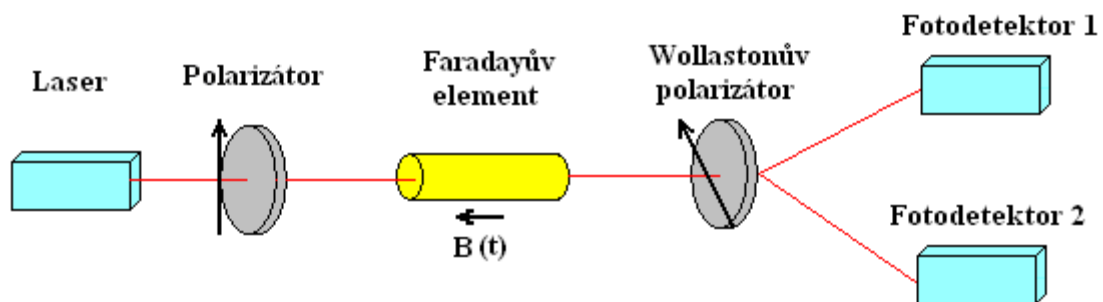
Materiál	Vlnová délka [nm]	Verdetova konstanta [rad/T·m]
Sklo obohacené neodymem	633	120
Magnetooptické sklo MOS-04	633	73
Magnetooptické sklo MOS-10	633	87
Lithium - jod sklo	633	757
Terbium - galium krystal	633	134

Minimální doba, ve které je schopen Faradayův magnetooptický element z Terbium – Galium krystalu (TGG) ještě pracovat je  $t_{min} = 13$  ps. Tato doba odpovídá rychlosti reakce v atomové a molekulární struktuře materiálu. Z toho vyplývá, že při návrhu metody a následném zaznamenání změny magnetického pole jsme omezeni rychlostí detekčních prvků (fotodiody) a vyhodnocovacího zařízení [25].

Pomocí Faradayova magnetooptického elementu můžeme sestavit absolutní metodu měření magnetického pole (viz. obr. 2.2) nebo diferenční metodu měření (viz. obr. 2.3). Diferenční metoda měření využívá vlastností Wollastonova polarizátoru, který je schopen rozdělit elipticky polarizované světlo na dvě složky. Z toho důvodu je potřeba u diferenční metody dvou fotodetektorů [25].



**Obr. 2.2** Absolutní metoda měření s Faradayovým magnetooptickým elementem

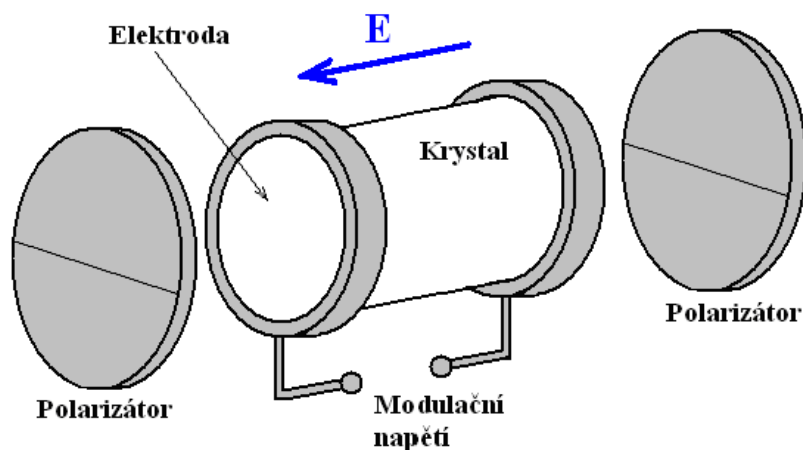


**Obr. 2.3** Diferenční metoda měření s Faradayovým magnetooptickým elementem

Rychlost vyhodnocení přechodného děje magnetické indukce  $B$  je dána rychlostí detekčních diod. Jako aktivní detektor je možné použít jak TG krystal, tak hybridní tenké multivrstvy buď kobaltu nebo niklu. Další možností je použít jednovidové optické vlákno s mnoha závity v aktivní části měřené oblasti [25].

## 2.1.2 Pockelsův jev

Tento jev byl v roce 1893 objeven německým vědcem Friedrich Carlem Alwininem Pockelsem.



Obr. 2.4 Pockelsův jev

Pockelsův jev je popsán rovnicí:

$$\Delta\varphi = \frac{2 \cdot \pi \cdot n_0 \cdot r_{63} \cdot U}{\lambda_0} \quad (2.3)$$

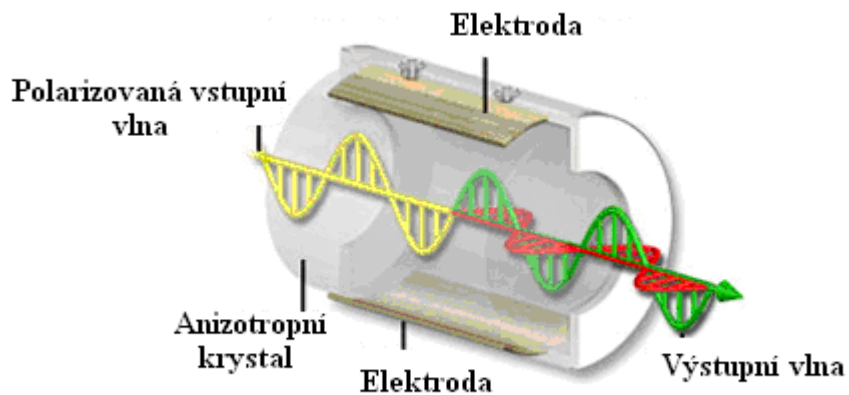
kde  $\Delta\varphi$  je relativní fázový posuv,  $n_0$  je index lomu,  $r_{63}$  je tzv. elektro-optická konstanta (electro-optic constant) materiálu,  $U$  je svorkové napětí a  $\lambda_0$  je vlnová délka.

Pockelsův jev se vyznačuje tím, že platí pouze v anizotropních látkách. Anizotropní látky mají tu vlastnost, že rychlost světla u nich závisí na směru paprsku v krystalu, krystaly těchto látek vykazují dvojlom, štěpí se na dva paprsky, z nichž se každý láme pod jiným úhlem.

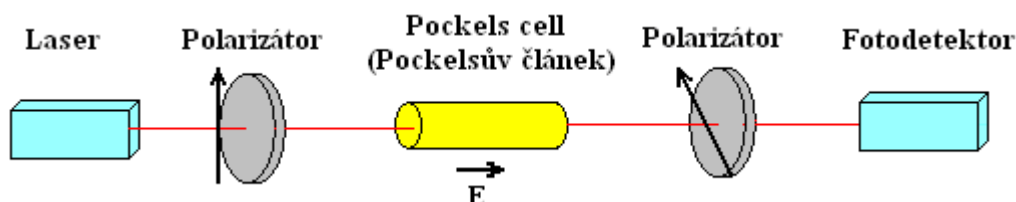
V tab. 2.2 jsou uvedeny elektro-optické konstanty a indexy lomu, pro látky vhodné pro Pockelsův jev [24]

Tab. 2.2 Elektro-optické konstanty a indexy lomu vhodných látek (při teplotě 20 °C a vlnové délce  $\lambda_0 = 589,3$  nm)

Látka	$r_{63}$ konstanta [V/m]	Index lomu [-]
Dihydrogenfosforečnan amonný APD ( $\text{NH}_4\text{H}_2\text{PO}_4$ )	$8,5 \cdot 10^{-12}$	1,52
Dihydrogenfosforečnan draselný KPD ( $\text{KH}_2\text{PO}_4$ )	$10,6 \cdot 10^{-12}$	1,51
Dihydrogenarzeničnan draselný KDA ( $\text{KH}_2\text{AsO}_4$ )	$13 \cdot 10^{-12}$	1,57



Obr. 2.5 Pockels cell (Pockelsův článek)



Obr. 2.6 Zapojení pracoviště pro Pockelsův jev

### 2.1.3 Magnetooptický Kerrův jev

Tento jev objevil v roce 1875 John Kerr.

Magnetooptický Kerrův jev je popsán rovnicí:

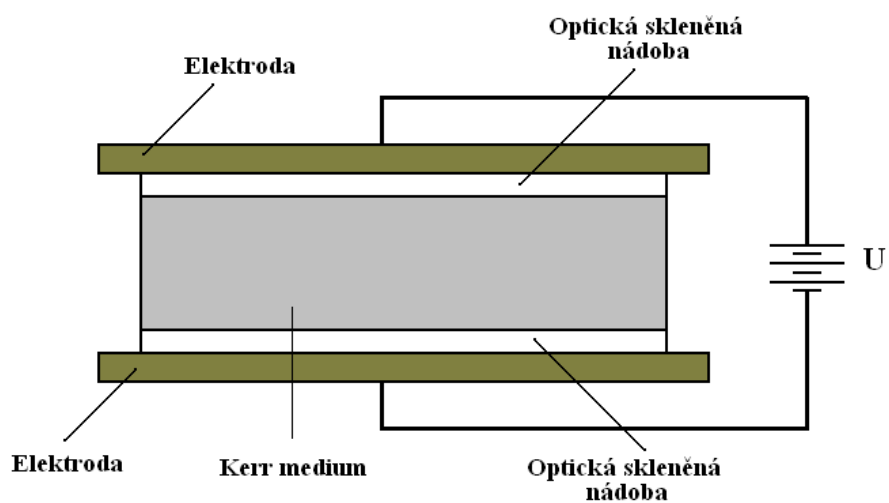
$$\Delta n = \lambda_0 \cdot K \cdot E^2 \quad (2.4)$$

kde  $\Delta n$  je indukovaný dvojlom,  $\lambda_0$  je vlnová délka,  $K$  je tzv. Kerrova konstanta (Kerr constant),  $E$  je intenzita elektrického pole. Hodnoty Kerrovy konstanty pro vhodné materiály jsou uvedeny v Tab. 2.3.

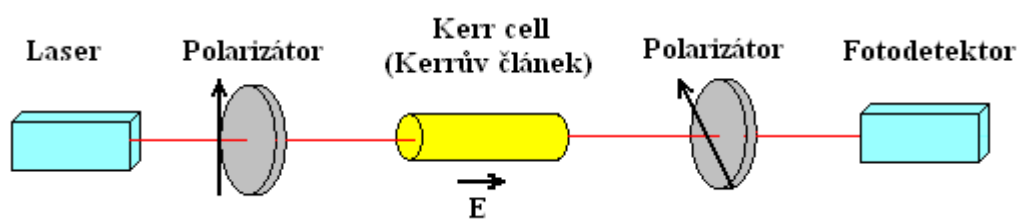
Kerrův jev platí pro izotropní látky. Izotropní látky (stejnorodé) jsou takové látky, které mají v každém směru stejné určité vlastnosti (např. světelný paprsek se šíří všemi směry stejnou rychlostí) [24].

**Tab. 2.3** Kerrova konstanty pro vybrané kapaliny ( při teplotě 20 °C a vlnové délce  $\lambda_0 = 589,3 \text{ nm}$ )

Látka	Kerrova konstanta [cm · V <sup>-2</sup> ]
Benzen (C <sub>6</sub> H <sub>6</sub> )	$0,6 \cdot 10^{-7}$
Sulfid uhličitý (CS <sub>2</sub> )	$3,2 \cdot 10^{-7}$
Chloroform (CHCl <sub>3</sub> )	$3,5 \cdot 10^{-7}$
Voda (H <sub>2</sub> O)	$4,7 \cdot 10^{-7}$
Nitrotoluen (C <sub>5</sub> H <sub>7</sub> NO <sub>2</sub> )	$123 \cdot 10^{-7}$
Nitrobenzen (C <sub>6</sub> H <sub>5</sub> NO <sub>2</sub> )	$127 \cdot 10^{-7}$



**Obr. 2.7** Kerr cell (Kerrův článek)



**Obr. 2.8** Zapojení pracoviště pro Kerrův jev

## 2.2 Matematický a fyzikální aparát

### 2.2.1 Jonesovy matice

Při studiu polarizace záření šířícího se ve směru osy  $z$  považujeme  $x$  a  $y$  souřadnice za složky elektrického pole [14]. Poměr jejich amplitud a fázový rozdíl určují polarizaci. Můžeme tedy měnit polarizační stav záření pomocí změny poměru amplitud, relativní fáze, nebo změnou obou parametrů. Zařízení, které mění amplitudu, nazýváme atenuátor a pro změnu fáze se používá fázový zpožďovač.

Vektor elektrického pole si vyjádříme v následujícím tvaru:

$$E = E_x + E_y \quad (2.5)$$

kde

$$E_x = A_x \cos(kz - \omega t + \phi_x) \quad (2.6)$$

$$E_y = A_y \cos(kz - \omega t + \phi_y) \quad (2.7)$$

kde  $A_x$  a  $A_y$  jsou amplitudy, což jsou reálná a kladná čísla,  $k$  je vlnové číslo,  $z$  označuje vzdálenost na ose  $z$ ,  $\omega$  je úhlová rychlost záření,  $t$  je čas a  $\phi_x$  a  $\phi_y$  jsou fáze  $x$  a  $y$  složky pole.

Dvojici rovnic můžeme vyjádřit vektorově:

$$\begin{bmatrix} E_x \\ E_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_x \cos(kz - \omega t + \phi_x) \\ A_y \cos(kz - \omega t + \phi_y) \end{bmatrix} \quad (2.8)$$

Jonesův vektor pak uvádíme ve tvaru:

$$\begin{bmatrix} J_x \\ J_y \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} A_x e^{j\phi_x} \\ A_y e^{j\phi_y} \end{bmatrix} \quad (2.9)$$

Polarizační zařízení, přes které prostupuje optické záření, mění Jonesovy vektory. Tyto změny vyjadřujeme Jonesovými maticemi. Označme si vstupní vektor:

$$J_1 = \begin{bmatrix} J_{1x} \\ J_{1y} \end{bmatrix} \quad (2.10)$$

a výstupní vektor

$$J_2 = \begin{bmatrix} J_{2x} \\ J_{2y} \end{bmatrix} \quad (2.11)$$

Změna, kterou vyvolá optické záření, bude vyjádřena

$$\begin{aligned} J_{2x} &= T_{11}J_{1x} + T_{12}J_{1y} \\ J_{2y} &= T_{21}J_{1x} + T_{22}J_{1y} \end{aligned} \quad (2.12)$$

maticově zapsáno

$$\mathbf{T} = \begin{bmatrix} T_{11} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} \end{bmatrix} \quad (2.13)$$

kde  $\mathbf{T}$  je Jonesova matice optického záření.

Jonesovy matice a vektory charakterizují polarizační stavy a jejich změnu.

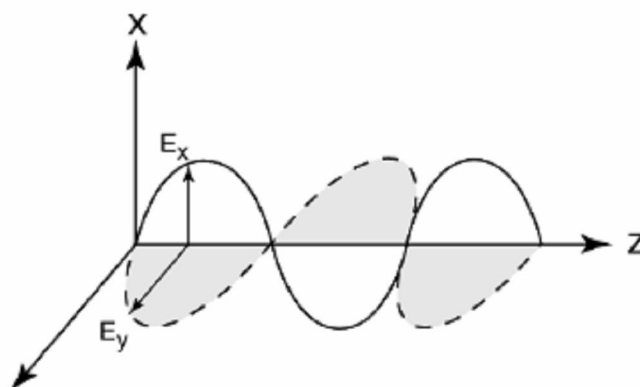
## 2.2.2 Polarizace

Elektromagnetické vlny vysílané běžným zdrojem světla (jako je žárovka) jsou polarizovány náhodně neboli nepolarizovány. To znamená, že elektrické pole je v libovolném místě vždy kolmé ke směru šíření vlny, ale mění nahodile svůj směr. Nepolarizované světlo můžeme polarizovat např. průchodem vhodnými krystaly nebo speciálním polarizátorem (polarizační destičkou), polaroidy neboli polarizační filtry.

Rozlišujeme tři stavy polarizace, a to lineární, kruhovou a eliptickou. Všeobecně je polarizace eliptická, kruhová a lineární jsou její zvláštní případy [15].

### Lineární polarizace

O lineární polarizaci mluvíme pokud pozorovatel vidí kmitat vlnu v jedné přímce ze směru šíření. (viz. Obr. 2.9)



Obr. 2.9 Lineárně polarizovaná vlna

Pro  $E_y = 0$  je světlo lineárně polarizované ve směru  $x$ -ové osy a naopak, pro  $E_x = 0$  je záření polarizováno ve směru  $y$ . Lineárně polarizované světlo nemusí být pouze v rovině  $xz$  nebo  $yz$ . Pokud  $E_x = E_y$ , pak přímka, kterou uvidí pozorovatel, bude odkloněna o  $45^\circ$  od osy  $x$ . Všeobecně tedy polarizované záření může být natočeno o úhel:

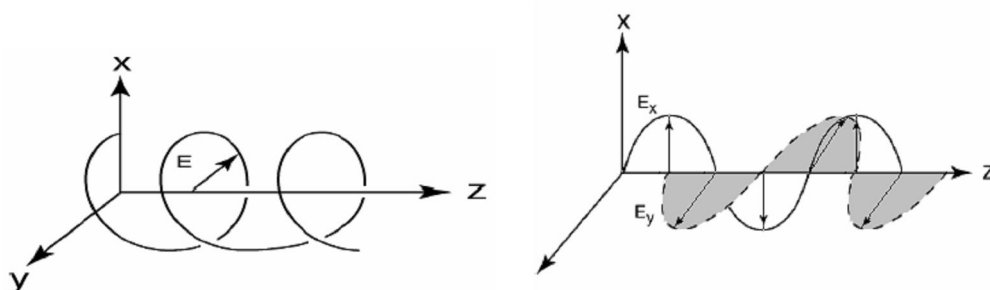
$$\alpha = \tan^{-1}\left(\frac{E_y}{E_x}\right) \quad \text{vzhledem k } x\text{-ové ose.} \quad (2.14)$$

Typické pro lineární polarizaci je, že fázový rozdíl mezi složkami elektrického pole je:

$$\Delta\phi = \phi_y - \phi_x = 0 \quad (2.15)$$

## Kruhá polarizace

Nutnou podmínkou kruhové polarizace je rovnost  $E_x = E_y = E_0$  a fázový rozdíl  $\Delta\phi = 90^\circ$ . Na obr. 2.10 máme zobrazenou kruhovou polarizaci šířící se podél osy  $z$  v čase  $t = 0$  [15].

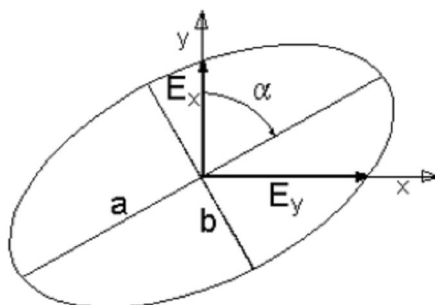


**Obr. 2.10** Kruhově polarizovaná vlna

Z obrázku je zřejmé, že vektor elektrického pole opisuje kružnici. U kruhové polarizace se určuje orientace. Otáčí-li se vektor  $E$  ve směru hodinových ručiček vzhledem k pozorovateli hledícímu proti směru šíření světla, hovoříme o pravotočivé orientaci (fázový rozdíl je  $\pi/2$ ); v opačném případě jde levotočivou orientaci (fázový rozdíl je  $-\pi/2$ ) [15].

## Eliptická polarizace

U elipticky polarizovaného světla vektor elektrického pole rotuje rychlostí  $\omega$ , a jelikož jsou pro něj charakteristické změny amplitudy, proto pozorovatel v měnícím se čase uvidí vektor opisující tvar elipsy. Obr. 2.11 zobrazuje elipsu a její hlavní parametry.



**Obr. 2.11** Eliptická polarizace

Azimutální úhel mezi hlavní poloosou a  $x$ -ovou osou elipsy je dán

$$\tan(2\alpha) = \tan(\beta)\cos(\Delta\phi) \quad (2.16)$$

kde  $\tan(\beta) = E_y / E_x$  a  $0 \leq \Delta\phi \leq \pi/2$ . Elipticita  $\tan(\varepsilon) = b/a$ , což je poměr hlavní a vedlejší poloosy je dána

$$\tan(\varepsilon) = \tan[\sin^{-1}(\sin 2\beta \sin \Delta\phi)/2] \quad (2.17)$$

Polarizace elipsy je pravotočivě orientovaná pokud platí  $0^\circ < \Delta\phi < 180^\circ$  a současně  $\tan(\varepsilon) > 0^\circ$ . V případě levotočivé polarizace platí  $-180^\circ < \Delta\phi < 0^\circ$  a současně  $\tan(\varepsilon) < 0^\circ$  [15].

**Tab. 2.4** Příklady Jonesových vektorů pro různé druhy polarizace [14]

vlna lineárně polarizovaná ve směru osy $x$	$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$	
vlna lineárně polarizovaná ve směru osy $y$ (Pozn.: $\begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}; \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$ tvoří bázi)	$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$	
vlna lineárně polarizovaná, která svírá s osou $x$ úhel $\phi$ (Pozn.: $x$ – rychlá osa; $y$ – pomalá osa)	$\mathbf{J} = \begin{pmatrix} \cos \phi \\ \sin \phi \end{pmatrix}$	
pravotočivě kruhově polarizovaná vlna (viz poznámka dole)	$\mathbf{J} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}$	
levotočivě kruhově polarizovaná vlna (Pozn.: $\frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ j \end{bmatrix}; \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$ tvoří bázi)	$\mathbf{J} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{bmatrix} 1 \\ -j \end{bmatrix}$	

## 2.3 Optické prvky

### 2.3.1 Lasery

Význam slova laser vychází z anglického výrazu "*Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*", což se překládá jako "*zesílení světla pomocí vynucené (stimulované) emise záření*". Český výraz pro laser je "*kvantový generátor světla*". Z názvu je zřejmé a ze zkušenosti víme, že laser je zařízení, které vydává světlo. Od běžného světla (např. světla žárovky) se laserové záření liší tím, že je:

- monochromatické (jednobarevné, s jednou, přesně definovanou vlnovou délkou).
- koherentní (uspořádané), což zjednodušeně řečeno znamená, že příslušné částice (fotony) se ve svazku pohybují jedním směrem, a jsou v jeho průřezu buď stejnoměrně, nebo alespoň velmi pravidelně rozděleny.
- má malou divergenci (rozbíhavost). Další vlastností je, že jde o záření koherentní.

#### Princip činnosti laseru:

V aktivním prostředí laseru musí nejdříve vzniknout tak zvaná inverze populace nositelů náboje, neboli nerovnovážné obsazení vyšších energetických elektronových hladin. Znamená to, že dostatečné množství elektronů je vnějším, budícím, neboli excitačním polem vybuzeno, (excitováno, přesunuto) do vyšších energetických stavů.

Foton, který má vhodnou vlnovou délku, neboli energii, a je buď spontánně (samovolně) generovaný v aktivní oblasti, nebo přiletí z vnějšku, interaguje s vybuzenými elektrony tak, že při přeskočích těchto elektronů zpět na nižší energetické hladiny vzniká nový foton stejných parametrů (barva, směr, polarizace, fáze), jaké měl foton stimulující.

Řečeno jinými slovy, z vhodného vnějšího zdroje energie (například elektrické energie) se v laseru lavinovitě tvoří (s velkou účinností) identické fotony (hlavně z hlediska energie, tzn. barvy a polarizace) a jsou emitovány stejným směrem a (obvykle) s velmi vysokou hustotou energie [13].

Optický výkon laserů může být v rozsahu nW až PW (tj.  $10^{-9}$ – $10^{15}$  W). Laserové záření může mít vlnovou délku od gama záření přes rentgenové ultrafialové a viditelné vlnové délky až po mikrovlnné záření. Lasery emitující ve spektrální oblasti gama záření se nazývají grasery a v mikrovlnném spektru masery.

#### Lasery můžeme rozdělit podle dvou hledisek:

*Podle vlnové délky na:*

- Termální (IR) (vlnová délka > 630 nm).
- Lasery pracující ve viditelném světle (vlnová délka 380 - 630 nm).
- Lasery pracující v UV oblasti ( vlnová délka < 380 nm).

*Podle aktivního prostředí máme lasery:*

- plynové
- pevnolátkové
- kapalinové
- polovodičové (laserové diody)

## Polovodičové lasery (polovodičové laserové diody)

Jsou považovány za nejdostupnější zdroje laserového záření. V poslední době prošly značným vývojem. Dosahují značné spektrální čistoty záření i velkých výstupních výkonů. Vyvinuty jsou laserové diody pracující ve viditelné i v infračervené oblasti spektra.

Mezi známé výrobce laserových diod patří např. Toshiba, Agilent Technologies, Hitachi, PD-LD, Samsung, Sanyo a další.

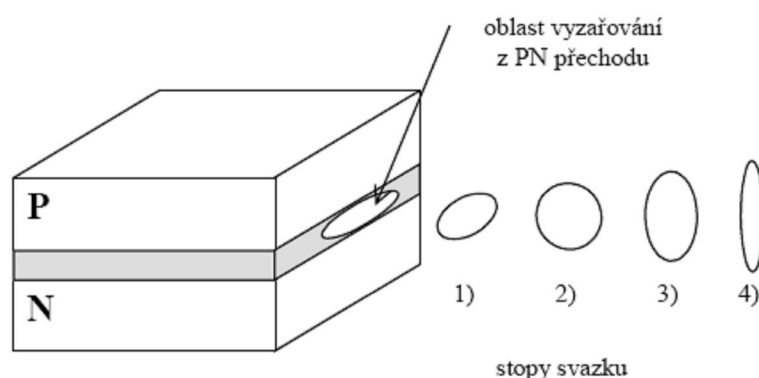
### Typy laserových diod:

#### *Hranově vyzařující laserové diody:*

Tento typ diod se označuje zkratkou EEL (Edge Emitting Laser). Jsou typické tím, že vyzařují z boční strany krystalu, z oblasti PN přechodu. Aktivní oblast vyzařování má z důvodu protáhlého tvaru PN přechodu elipsovitý tvar.

Divergence svazku se u hranově emitujících laserových diod udává ve dvou na sebe kolmých rovinách. V rovině paralelní s rovinou PN přechodu bývá divergence v rozmezí  $5^\circ$  až  $15^\circ$ . A v rovině kolmé na rovinu PN přechodu bývá divergence v rozmezí  $20^\circ$  až  $45^\circ$ .

Pro tyto velké divergence musí být záření kolimováno optickou soustavou např. pro navázání do optického vlákna. Některé laserové diody obsahují tuto optickou soustavu (tvořenou spojnou čočkou) přímo ve svém pouzdře.



**Obr. 2.12** Hranově vyzařující laserové dioda (EEL)

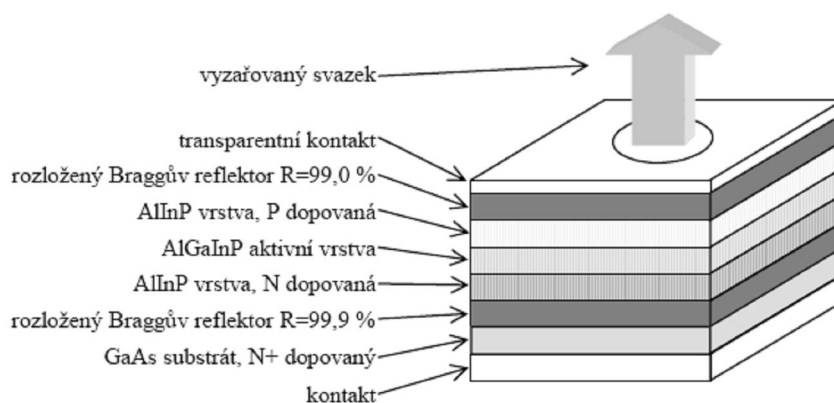
Obr. 2.12 ukazuje stopy svazku pro různé vzdálenosti. Z obrázku je patrné, že stopa se mění z elipsovitého tvaru na kruhový. Vzdálenost při které má stopa kruhový tvar se označuje jako hranice blízké zóny záření. Dále stopa nabývá opět elipsovitého tvaru, tentokrát s delší osou kolmou na rovinu PN přechodu.

#### *Plošně vyzařující laserové diody:*

Plošně vyzařující diody jsou vývojově mladší než hranově vyzařující laserové diody. Označují se zkratkou VCSEL (Vertical Cavity Surface Emitting Laser). V poslední době začínají být díky svým výhodám široce využívány. VCSEL diody emitují záření z plochy

součástky rovnoběžné s rovinou přechodu. Záření emitované z plochy je pohlceno substrátem a ztraceno. Nebo v případě použití transparentního substrátu se odráží od kovového kontaktu. Tento typ konstrukce je účinnější než hranově emitující diody (EEL). Při navazování světelného záření z VCSEL do optického vlákna bez dalších optických komponent se dosahuje účinnosti až 80%.

Svazek má kruhový tvar a má velmi malou divergenci. Bez kolimace je možné dosáhnout divergence až 5°. Je možné z nich účinně navázat svazek přímo do optického vlákna bez použití kolimátoru.



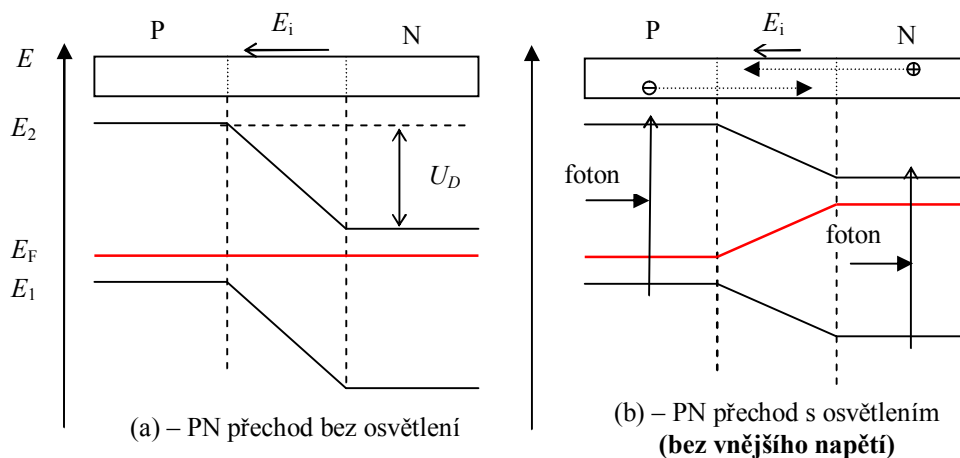
**Obr. 2.13** Typická struktura plošně vyzařující laserové diody (VCSEL)

### 2.3.2 Fotodioda

Jedná se o zařízení, které zajišťuje převod optického signálu na elektrický. Rozlišujeme dva základní typy fotodiody: fotodiody PIN a lavinové fotodiody (APD).

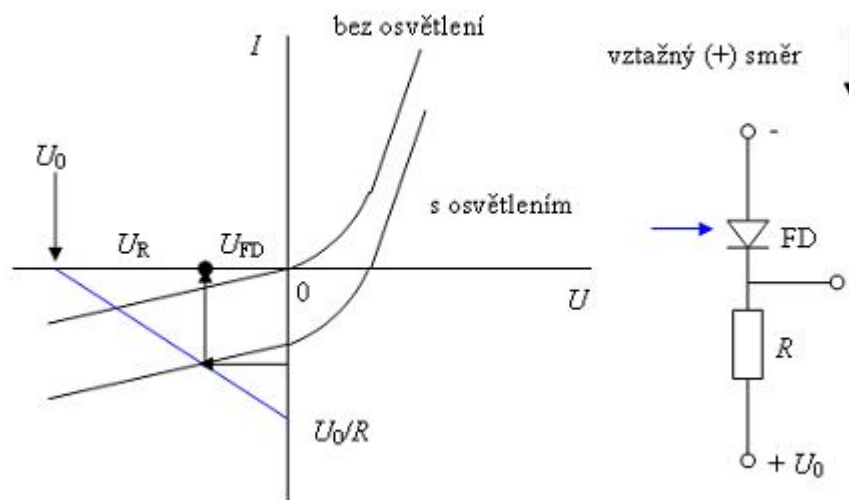
Materiály na výrobu se používají nejčastěji: AlGaAs/GaAs - 850 nm; InGaAs/InP - 1300 nm až 1550 nm; HgCdTe/CdTe - 3000 nm až 17000 nm; InGaAsP/InP a GaAlAsSb/GaSb - 920 nm až 1700 nm.

Princip fotodiody je následující: po osvětlení P-N přechodu vznikají v polovodičích typu P i N minoritní nositelé náboje (elektrony v „P“; díry v „N“). Množství minoritních nábojů se mění v závislosti na intenzitě osvětlení. Minoritní náboje se difúzně přemísťují na „opačnou“ stranu P-N přechodu (elektrony do „N“; díry do „P“), kde se stávají majoritními nositeli náboje. Dochází k částečné neutralizaci prostorově rozloženého náboje v P-N přechodu a důsledkem je změna úrovně Fermiho hladiny (viz Obr. 2.14). Na P-N přechodu vznikne rozdíl potenciálů závislý na intenzitě osvětlení a odporu vnějšího obvodu [26].



**Obr. 2.14** Znázornění energetických hladin P-N přechodu fotodiody a vzniku minoritních nositelů náboje ( $U_D$  je napětí vnitřní potenciálové bariéry;  $E_F$  je Fermiho hladina)

Fotodiody mají lineární převodní charakteristiku, jsou velmi citlivé (u křemíkových PIN fotodiody se dosahuje maximální citlivosti  $(0,6 \text{ A} \cdot \text{W}^{-1})$  pro délku vlny 900 nm) a rychlé. Na obrázku 2.15 je zobrazena V-A charakteristika fotodiody.



**Obr. 2.15** V-A charakteristika fotodiody ( $U$  je napětí na fotodiodě,  $I$  je proud fotodiodou)

U fotodiody PIN se mezi polovodič typu „P“ a „N“ vkládá vrstva izolantu „I“. Vrstvou „I“ se rozšiřuje oblast interakce fotonů s látkou. Po osvětlení aktivní plochy fotodiody vznikají volné nositelé náboje, které se vlivem vnějšího pole rychle přemístí (drift) k přechodům „P-I“ a „I-N“. Zařazením vrstvy „I“ se dosahuje vyšší citlivosti [26].

Fotodiody jsou na optickém vstupu pouzdra opatřeny buď okénkem (pro příjem optického výkonu z volného prostoru) nebo (jsou-li určeny pro detekci výkonu z vlákna) tzv. „pigtailem“ [26].

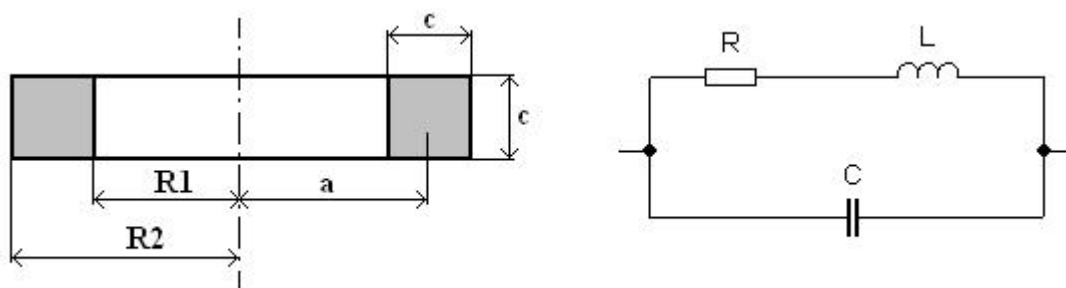
## 2.4 Experimentální ověření metody

### 2.4.1 Helmholtzovy cívky

Cívku v obvodu popisuje její odpor a indukčnost. Odpor pro stejnosměrný proud je dán Ohmovým zákonem, indukčnost se určí integrací podle Neumannova vzorce. Indukčnost válcových cívek se stanovuje obvykle z grafů nebo tabulek, které obsahují výsledky integrace – integrály eliptických integrálů. Pro kruhovou cívku s čtvercovým průřezem vinutí podle obr. 2.16 lze výsledný vztah pro indukčnost zjednodušit. Pro statickou indukčnost cívky  $L_s$  s  $N$  závitů o středním průměru  $2a > 5c$  platí vztah [1]:

$$L_s = 4\pi a N^2 \left\{ \frac{1}{2} \left[ 1 + \frac{1}{6} \left( \frac{c}{2a} \right)^2 \right] \ln \frac{8}{\left( \frac{c}{2a} \right)^2} - 0,84834 + 0,2641 \left( \frac{c}{2a} \right)^2 \right\} \quad (\text{nH}) \quad (2.18)$$

kde  $a = (R_1 + R_2) / 2$ , rozměry se dosazují v cm.



Obr. 2.16 Náhradní schéma cívky

#### Určení parametrů Helmholtzových cívek:

Náhradní schéma reálné cívky je složeno z indukčnosti, odporu (reprezentuje odpor vodiče) a kapacity (reprezentuje kapacitu mezi jednotlivými závitů) (viz Obr. 2.16)

#### Při měření parametrů se postupuje následovně:

- Na určitém kmitočtu se změří celková impedance cívky  $Z_L$
- Dále se nalezne rezonanční kmitočet  $f_r$ , což je kmitočet při kterém má impedance nulovou fázi.
- Celková impedance se převede do složkového tvaru:  $Z_L = R + X_L$ , reálná část této impedance představuje odpor  $R$  v náhradním schématu.
- Z hodnoty  $X_L$  se vypočte pomocí vztahu  $X_L = j\omega L$  indukčnost cívky

$$L = \frac{X_L}{j\omega L} = \frac{X_L}{j2\pi f \cdot L} \quad (2.19)$$

- Z Thomsonova vztahu se odvodí vztah pro výpočet kapacity:

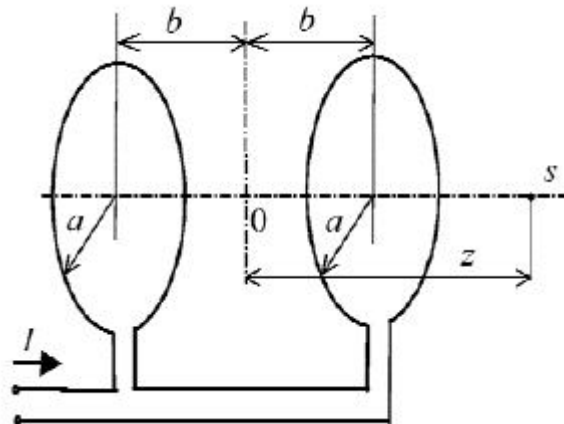
$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C}} \quad \Rightarrow \quad C = \frac{1}{(2\pi f_r)^2 \cdot L} \quad (2.20)$$

Z Biot-Savartova zákona lze pro velikost intenzity magnetického pole vytvářeného Helmholtzovými cívkami odvodit vztah [1]:

$$H(z) = \frac{I \cdot a^2}{2} \left[ \left( a^2 + (z-b)^2 \right)^{-\frac{3}{2}} + \left( a^2 + (z+b)^2 \right)^{-\frac{3}{2}} \right] \quad (2.21)$$

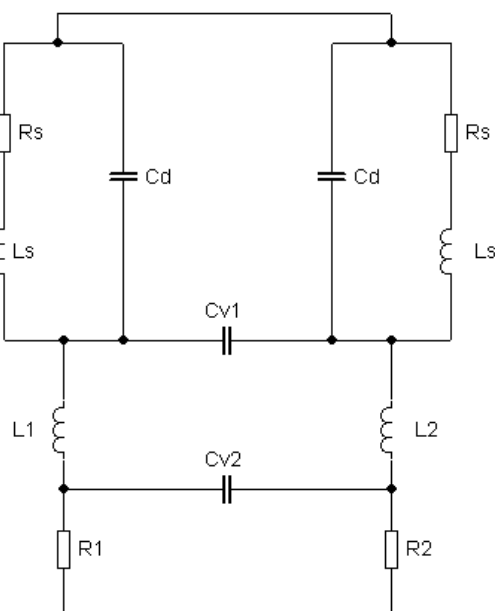
Význam proměnných je patrný z obr. 2.17  $I$  je proud protékající cívkami. Počítáme velikost magnetické indukce homogenního pole uprostřed soustavy cívek, proto bude souřadnice  $z = 0$ . Velikost magnetické indukce je vyjádřena vztahem  $B = \mu_0 \cdot H$ . Ze vztahu (2.21) je možno odvodit vztah pro velikost proudu cívkami

$$I = \frac{2B}{\mu_0 \cdot a^2 \cdot \left[ \left( a^2 + b^2 \right)^{-\frac{3}{2}} + \left( a^2 + b^2 \right)^{-\frac{3}{2}} \right]} \quad (2.22)$$



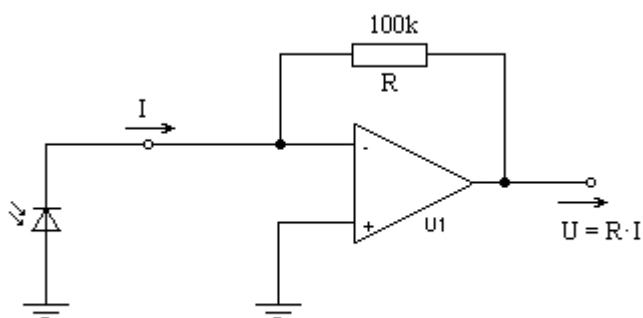
**Obr. 2.17** Geometrie soustavy Helmholtzových cívek

Na obr. 2.18 je náhradní schéma soustavy Helmholtzových cívek, kde kondenzátor  $C_v$  zastupuje vazební kapacitu mezi dvěma cívkami.



**Obr. 2.18** Náhradní schéma soustavy Helmholtzových cívek

## 2.4.2 Zapojení zesilovače



**Obr. 2.19** Zapojení transimpedančního zesilovače

Jedná se o převodník proudu na napětí. Výstupní napětí bude mít hodnotu:  $U = R \cdot I = 100k \cdot I$ . Aby nedocházelo u tohoto zesilovače k nestabilitě (ke vzniku oscilací) provádí se kompenzace fáze. A to tak, že se připojí paralelně k zpětnovazebnímu rezistoru  $R$  kondenzátor  $C$ .

### 2.4.3 Výpočet parametrů Helmholtzových cívek

Pro experimentální ověření magnetooptického senzoru byla jako zdroj magnetického pole použita Helmholtzova cívka (viz. obr. 2.20). Jde o soustavu dvou souosých cívek, které jsou vyrobeny z vysokonapětového izolovaného vodiče.



Obr. 2.20 Helmholtzovy cívky

V laboratoři byly vypočteny a změřeny pomocí měřiče impedance TESLA BM 538 náhradní parametry této cívky.

Bylo postupováno tak, že se nejprve na frekvenci  $f = 500$  kHz změřila impedance cívky. A pak se postupnou změnou frekvence hledal rezonanční kmitočet (kmitočet při kterém má impedance nulovou fázi a velkou hodnotu). Ze změřené impedance se pak pomocí příslušného vztahu vypočítala indukčnost cívky a z rezonančního kmitočtu se vypočítala parazitní kapacita cívky.

Při měření jsem dospěl k následujícím výsledkům: na frekvenci  $f = 500$  kHz byla impedance o velikosti  $Z = 6 e^{j85^\circ} \Omega$ . A rezonanční kmitočet  $f_r$  byl roven  $f_r = 55,6$  MHz.

Převedením celkové impedance do složkového tvaru získáme:

$$Z = 6 \cdot e^{j85^\circ} \Omega = (0,52 + j5,98) \Omega \quad \Rightarrow \quad \begin{aligned} R &= 0,52 \Omega \\ X_L &= j5,98 \Omega \end{aligned} \quad (2.23)$$

Odpor cívky je tedy  $R = 0,52 \Omega$ .

Dále ze vztahu pro induktivní reaktanci vypočteme indukčnost cívky:

$$\begin{aligned} X_L &= j\omega L \\ L &= \frac{X_L}{j\omega} = \frac{X_L}{j2\pi \cdot f} = \frac{j5,98}{j2 \cdot \pi \cdot 500 \cdot 10^3} = 1,9 \cdot 10^{-6} \text{ H} = 1,9 \mu\text{H} \end{aligned} \quad (2.24)$$

Nakonec se z Thomsonova vztahu vypočte kapacita cívky:

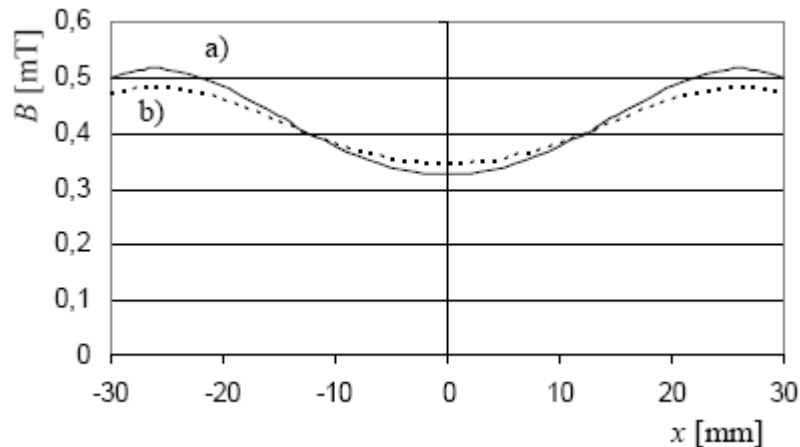
$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C}} \quad (2.25)$$

$$C = \frac{1}{(2\pi \cdot f_r)^2 \cdot L} = \frac{1}{(2\pi \cdot 55,6 \cdot 10^6)^2 \cdot 1,9 \cdot 10^{-6}} = 4,31 \cdot 10^{-12} \text{ F} = 4,31 \text{ pF}$$

Parametry změřené cívky jsou tedy [24]:  $L = 1,9 \mu\text{H}$

$$R = 0,52 \Omega$$

$$C = 4,31 \text{ pF}$$



**Obr. 2.21** Průběh velikosti magnetické indukce na ose cívek: a) vypočtený pro protékající proud  $I = 10 \text{ A}$ , b) změřený při velikosti proudu  $I = 10 \text{ A}$

Pro měření velikosti magnetické indukce byl použit přístroj FW BELL 9950, který je vybaven Hallovou sondou. Magnetická indukce byla měřena pro vybrané body na ose cívek při napájení stejnosměrným proudem o velikosti  $I = 10 \text{ A}$ . Z obr. 2.21 je zřejmé, že se vypočtené hodnoty mírně lišily od změřených hodnot. V maximu byla vypočtená hodnota o 7% větší než hodnota změřená. V minimum byla naopak vypočtená hodnota o 5,3 % menší než hodnota změřená. Rozdíly jsou zřejmě způsobeny geometrií cívek, kdy jsou dva závity cívek od sebe vzdáleny. Uspořádání cívek způsobuje, že průběh magnetické indukce je více plochý než na obr. 2.21. Tato skutečnost není ve vztahu (2.27) pro výpočet magnetické indukce zahrnuta. Experimentálně byl určen koeficient  $k_c = 0,98$ , kterým násobíme budící proud ve vztahu (2.26) aby byla minimalizována odchylka vypočtené střední hodnoty magnetické indukce od skutečné střední hodnoty vypočítané na základě měření [11].

Vztah pro výpočet magnetické indukce na ose  $z$  má tvar [1]:

$$B(z) = \frac{\mu \cdot N \cdot I \cdot a^2}{2} \left[ \left( a^2 + (z - b)^2 \right)^{-\frac{3}{2}} + \left( a^2 + (z + b)^2 \right)^{-\frac{3}{2}} \right] \quad (2.26)$$

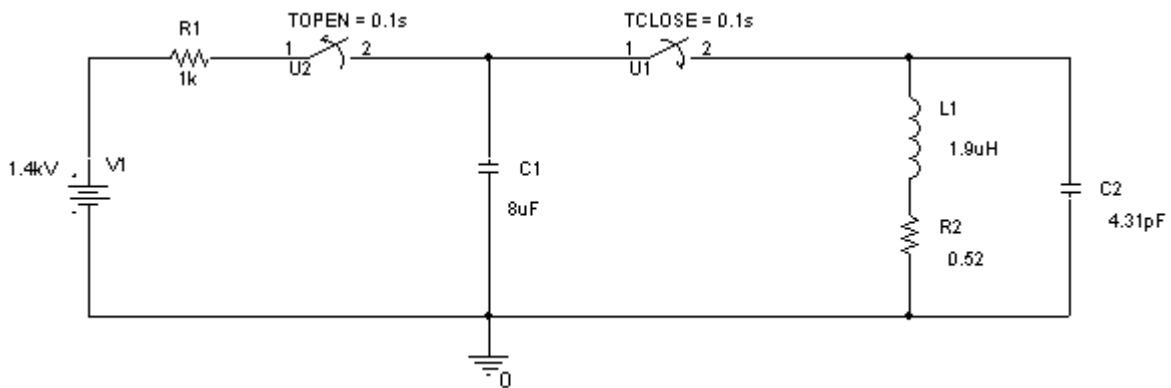
kde  $N$  je počet závitů cívky, pro náš případ  $N = 2$ ,  $\mu \cong \mu_0$  je magnetická permeabilita materiálu rotátoru. Průběh velikosti magnetické indukce  $B(z)$  v oblasti Faradayova rotátoru podle vztahu (2.26) je znázorněn v grafu na obr. 2.21a) pro velikost protékajícího proudu  $I = 10$  A.

Z obr. 2.21 je patrné, že magnetické pole na ose cívek není homogenního charakteru.

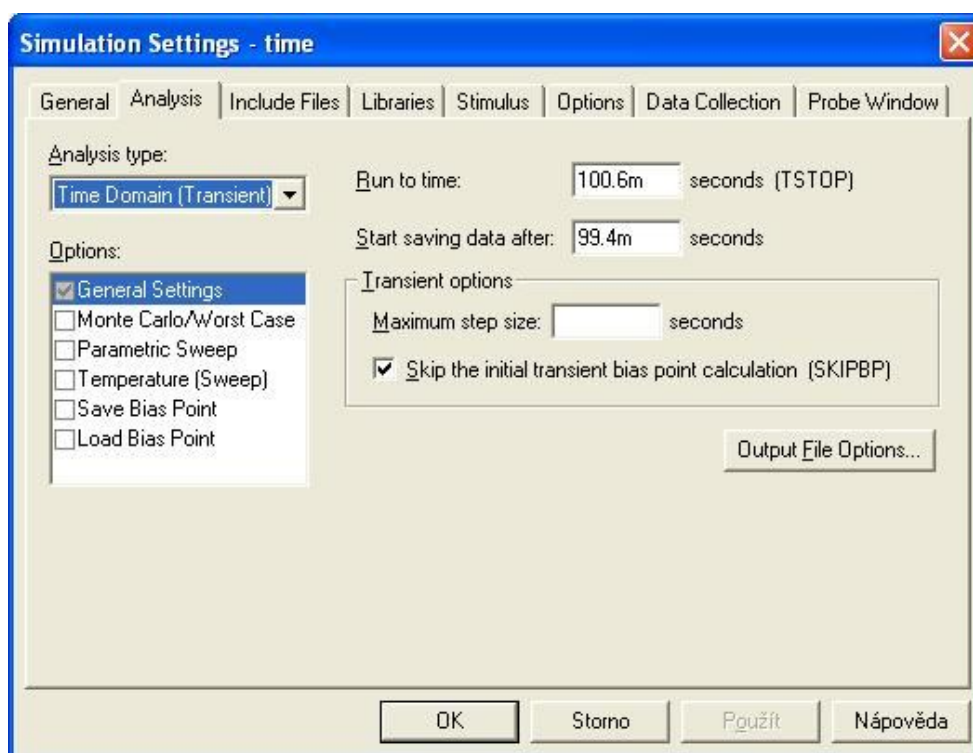
#### 2.4.4 Simulace generování impulsu v programu PSpice

Z vypočtených parametrů cívky v kapitole 2.6.1 jsem pomocí programu PSpice vytvořil obvod s náhradním modelem cívky, zdrojem, kondenzátorem a dvěma spínači, který má simulovat vytváření impulsů (viz. Obr. 2.22)

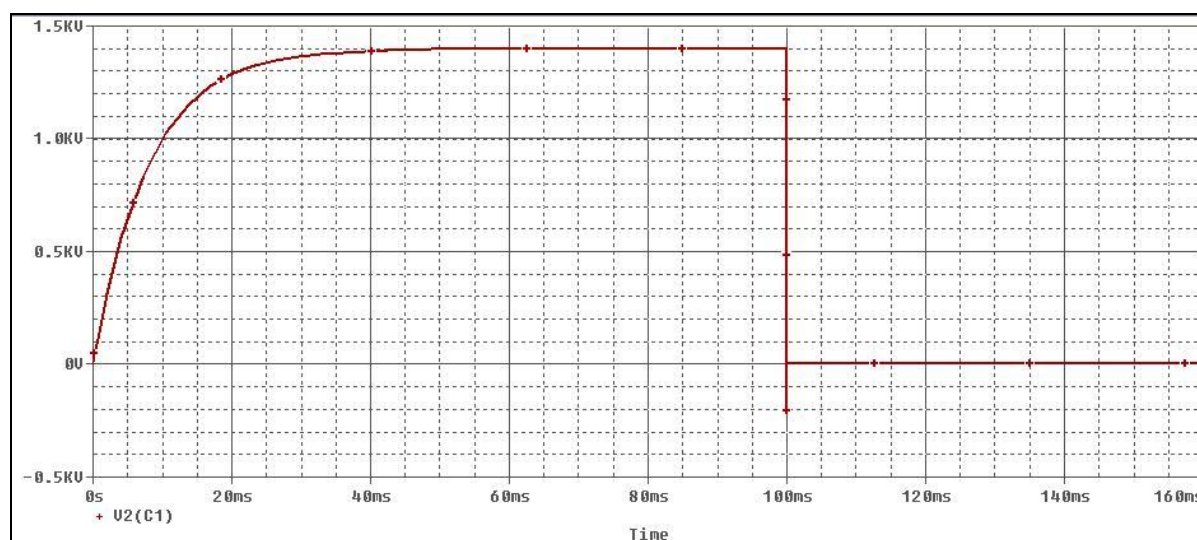
Princip obvodu je : za čas  $t < 0,1$  s se kondenzátor C1 se nabije pomocí zdroje V1 ( $U = 1,4$  kV) V čase  $t = 0,1$  s dojde k sepnutí spínače TCLOSE a k rozepnutí spínače TOPEN. V tomto stavu se kondenzátor C1 vybijí přes cívky L1. A na cívkě L1 se vytvoří impuls [24].



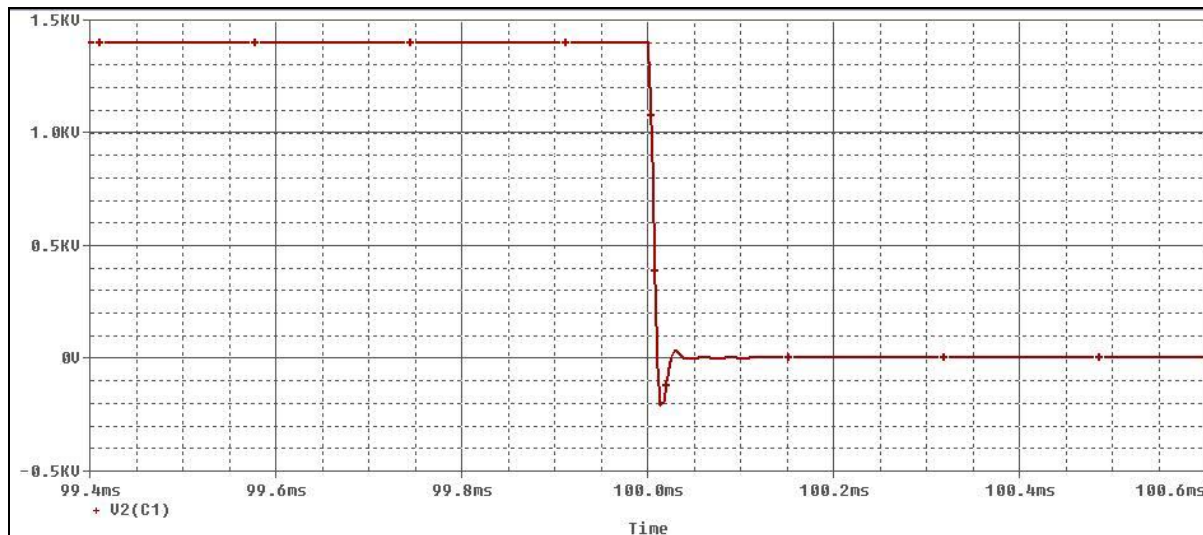
Obr. 2.22 Schéma zapojení



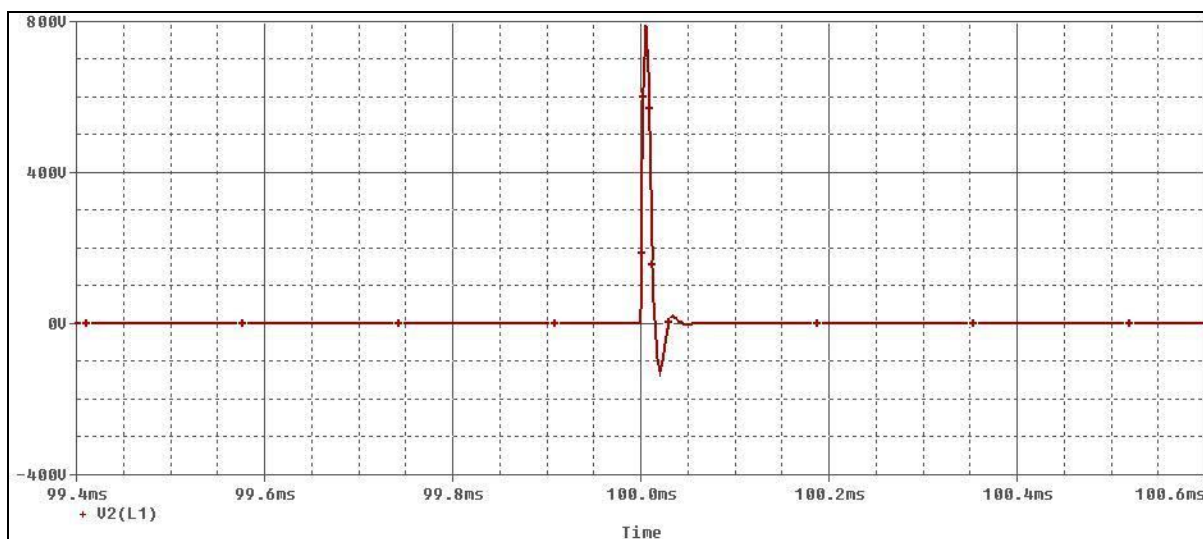
Obr. 2.23 Nastavení simulace



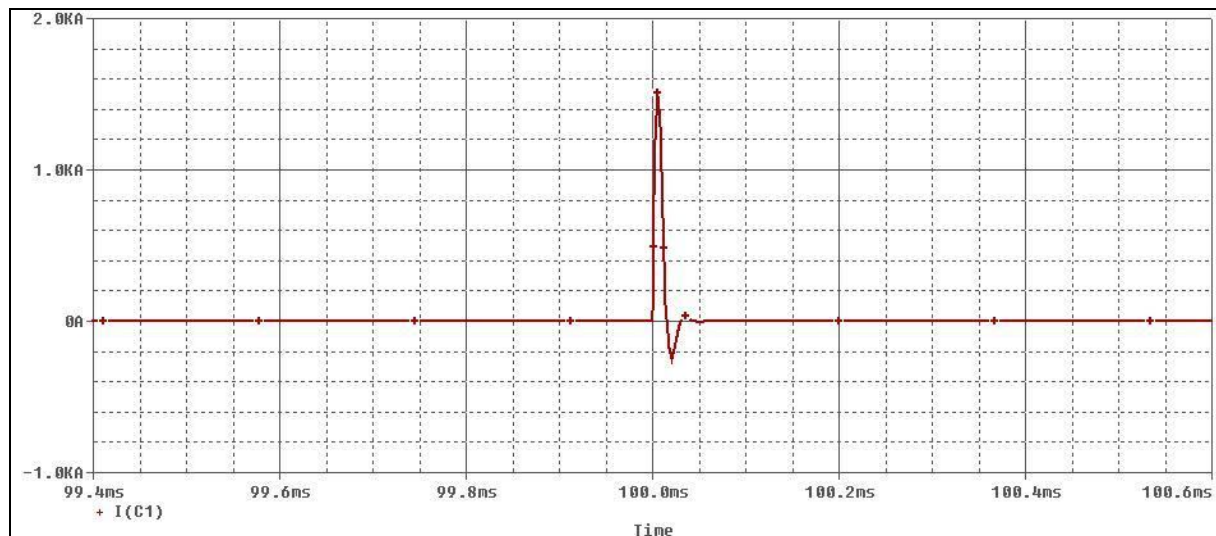
Obr. 2.24 Průběh napětí na kondenzátoru  $C1$



**Obr. 2.25** Detail průběhu napětí na kondenzátoru *C1*



**Obr. 2.26** Detail průběhu napětí na cívce *L1*



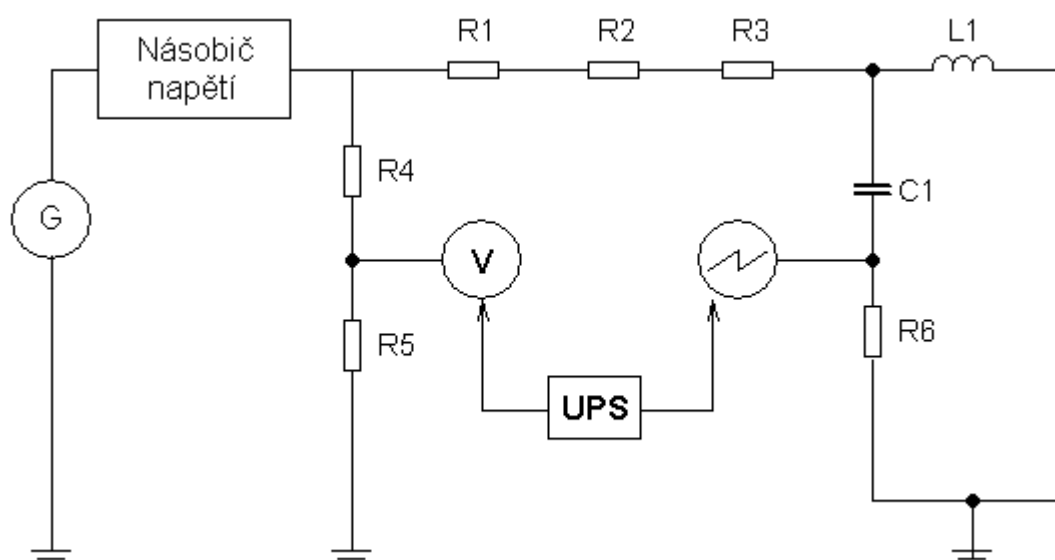
**Obr. 2.27** Průběh proudu kondenzátorem  $C1$

Při experimentálním ověření nebylo dosaženo impulsu s takovou strmostí jako při simulaci. Menší strmost byla pravděpodobně způsobena tím, že nebyl vytvořen tak rychlý spouštěcí odvod. V simulaci jsou totiž použity ideální spínače, která mají nulové zpoždění.

## 2.4.5 Obvod pro vytvoření impulsu

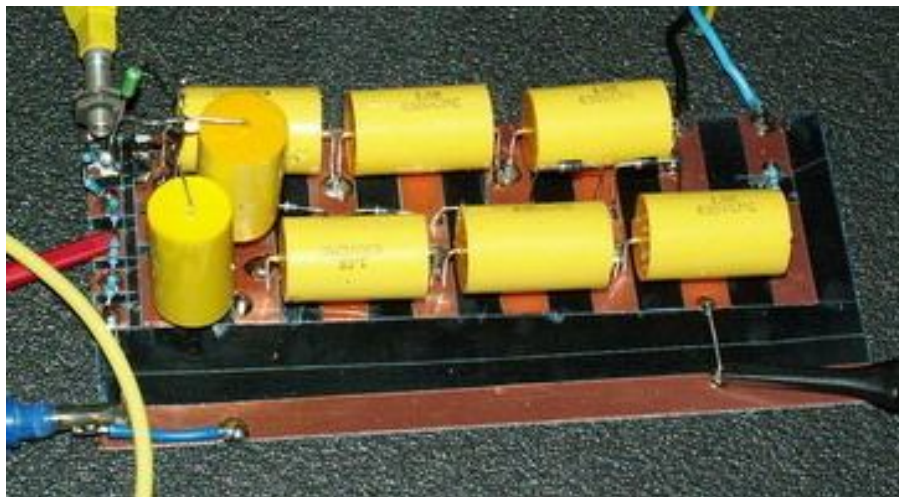
Budicí cívky byly zapojeny do jednoduchého obvodu spolu s vysokonapěťovým kondenzátorem. Zprvu byly prováděny pokusy se spínáním výboje běžně dostupnými tyristory. Ty ale nevyhovovaly předpokládanému proudovému zatížení. Tyristory pro vyšší spínané proudy jsou finančně nákladné a navíc existovalo riziko překročení kritického parametru  $di/dt$  tyristorů a jejich poškození. Tento parametr nebyl ani pro výkonové tyristory zaručen s dostatečnou rezervou od očekávané hodnoty. Z tohoto důvodu bylo prozatím od varianty s výkonovými tyristory upuštěno. Jako spínacího prvku, bylo použito jednoduchého jiskřiště jako levné alternativy k polovodičovým spínačům. Vlastnosti jiskřiště umožňují spínat vysoká napětí a vést vysoké proudy. Sepnutí je velmi rychlé. Přestože je okamžik průrazu jiskřiště jevem stochastického charakteru, lze experimenty s určeným průrazným napětím opakovat s dobrou reprodukovatelností. Ta se při experimentu ukázala dostačující. Okamžik sepnutí výboje byl určen hodnotou průrazného napětí jiskřiště, které bylo možno jednoduše nastavovat vzdáleností elektrod. Při průrazu jiskřiště dochází k vyzařování poměrně silného elektromagnetického rušení. To se jako nežádoucí indukuje na kanály použitých měřicích přístrojů. [11]

Schéma pracoviště pro generaci testovacích magnetických pulsů je na obr. 2.28. Regulovatelný střídavý zdroj  $G$  napájí kaskádní násobič napětí, na jehož výstupu je možno nastavit stejnosměrné napětí až  $U = 2500$  V. Vysoké napětí je měřeno voltmetrem  $V$  přes napěťový dělič  $R4$ ,  $R5$ . Z násobiče napětí je přes sérii rezistorů  $R1$ - $R3$  nabíjen vysokonapěťový kondenzátor  $C1 = 8 \mu\text{F}$ . Na jiskřišti  $J$  vzrůstá postupně napětí. Po dosažení kritické hodnoty dochází k průrazu a uzavírá se proudový obvod přes budicí cívku  $L$ . Pro snímání proudu byl použit bezindukční proudový bočník  $R6 = 5 \text{ m}\Omega$ . Úbytek napětí na bočníku byl snímán osciloskopem. Osciloskop i voltmetr byli během experimentu napájeni z akumulátorového zdroje UPS. Především se tak nebezpečí vzniku zemních smyček a případnému výskytu nebezpečně vysokého napětí na vstupech přístrojů. [11]

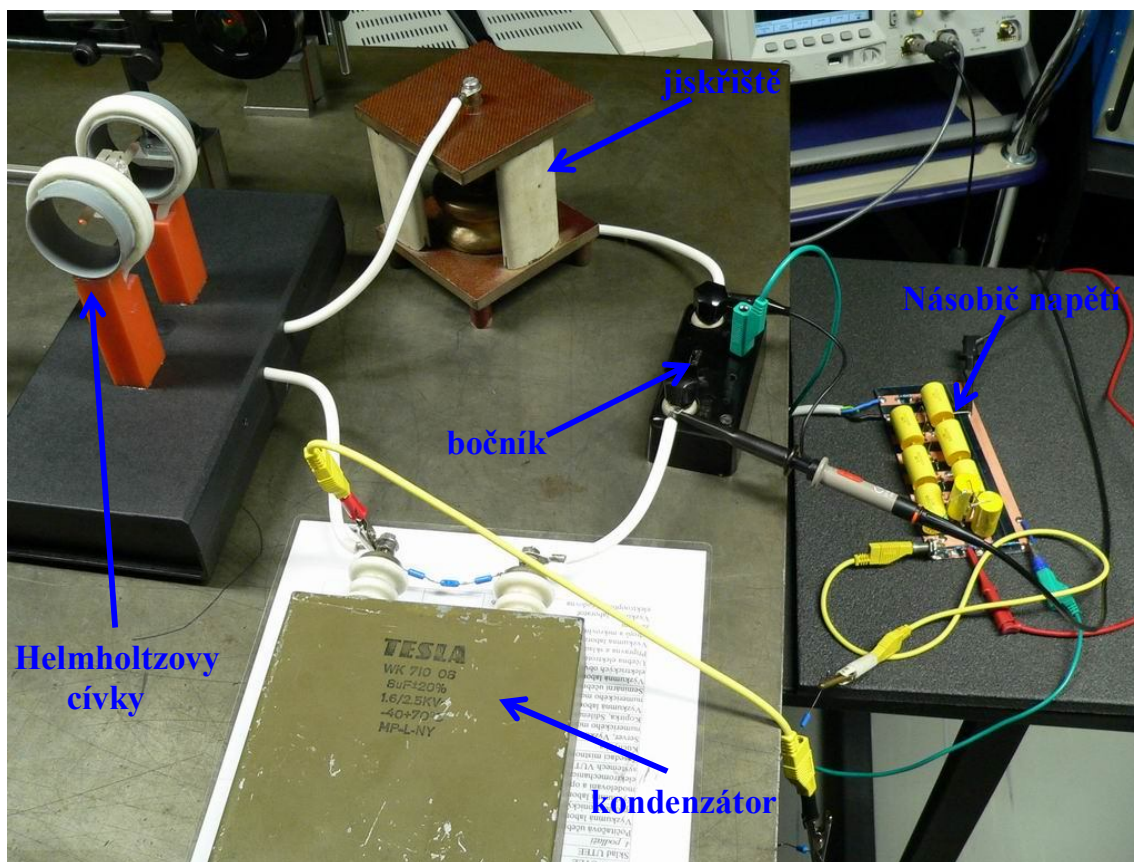


Obr. 2.28 Obvod pro vytvoření impulsu.

Násobič napětí je sestaven z 8 kondenzátorů (viz. Obr. 2.29). Každý kondenzátor má maximální povolené napětí  $U_{cmax} = 630 \text{ V}$ . Dělicí poměr násobiče je 1:100.

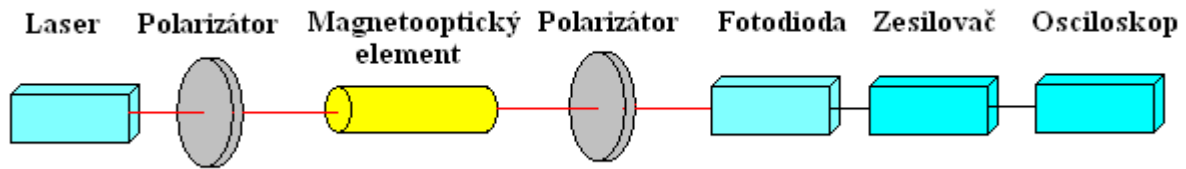


Obr. 2.29 Detail na kaskádní násobič napětí



Obr. 2.30 Zapojení pracoviště pro vytvoření impulsu

## 2.4.6 Výpočet velikosti pulzního pole



Obr. 2.31 Blokové schéma zapojení pracoviště

Použitý laser má výkon 5 mW. Magnetooptický element má délku  $l = 60$  mm a Verdetovu konstantu  $V = 4622$  °/ T·m = 80,67 rad/ T·m

Jako fotodioda byla použita dioda typu BPW43. Tato dioda má plochu ozáření  $A = 0,78$  mm<sup>2</sup>. Zesilovač je typu převodník proudu na napětí. Výstupní napětí bude mít hodnotu:  $U = R \cdot I = 100k \cdot I$ .

### Výpočet pulzního pole

Bez magnetického pole bylo na výstupu zesilovače napětí 1,5 V. Na jeho vstupu byl tedy proud:

$$I = \frac{U}{R} = \frac{1,5}{100 \cdot 10^3} = 15 \mu\text{A} \quad (2.27)$$

Pro diodu BPW43 odpovídá pro proud  $I = 15 \mu\text{A}$  intenzita ozáření  $E_E = 2$  mW/cm<sup>2</sup> což je 0,02 mW/mm<sup>2</sup>.

Pro plochu  $A = 0,78$  mm<sup>2</sup> bude tedy intenzita ozáření :

$$E_{ED} = E_E \cdot A = 0,02 \cdot 10^{-3} \cdot 0,78 = 15,6 \mu\text{W} \quad (2.28)$$

Po přivedení impulsu se úroveň napětí na výstupu zesilovače zvedla o  $U = 78$  mV. Na jeho vstupu bude tedy proud:

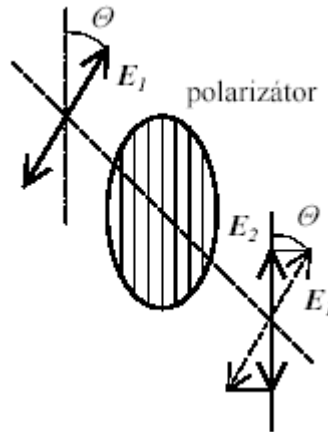
$$I = \frac{U}{R} = \frac{78 \cdot 10^{-3}}{100 \cdot 10^3} = 0,78 \mu\text{A} \quad (2.29)$$

Pro diodu BPW43 odpovídá pro proud  $I = 0,78 \mu\text{A}$  intenzita ozáření  $E_E = 0,075$  mW/cm<sup>2</sup> což je 0,00075 mW/mm<sup>2</sup>.

Pro plochu  $A = 0,78$  mm<sup>2</sup> bude tedy intenzita ozáření :

$$E_{ED} = E_E \cdot A = 0,75 \cdot 10^{-6} \cdot 0,78 = 0,59 \mu\text{W} \quad (2.30)$$

Světlo s natočenou rovinou polarizace z magnetooptického elementu prochází přes polarizátor. Polarizátor propustí pouze složku světla, která je rovnoběžná s jeho polarizační rovinou. To znamená průmět intenzity elektrického pole  $E_1$  do polarizační roviny, viz obr. 2.32.



**Obr. 2.32** Průchod světla polarizátorem

Z obr. 3.32 je zřejmé, že úhel  $\Theta$  je roven:

$$\cos \Theta = \frac{E_2}{E_1} \quad \Rightarrow \quad E_2 = E_1 \cdot \cos \Theta \quad (2.31)$$

Ve vztahu (2.31) můžeme nahradit velikosti intenzit elektrického pole  $E$  velikostmi optického výkonu paprsku  $P$  (výkon je úměrný druhé mocnině intenzity elektrického pole) pak vztah (2.32) přejde do tvaru:

$$P_2 = P_1 \cdot \cos^2 \Theta \quad (2.32)$$

Dosazením do vztahu (2.32) získáme:

$$\begin{aligned} 15,6 \cdot 10^{-6} - 0,59 \cdot 10^{-6} &= 15,6 \cdot 10^{-6} \cdot \cos^2 \Theta \\ \Theta &= \cos^{-1} \sqrt{\frac{15,6 \cdot 10^{-6} - 0,59 \cdot 10^{-6}}{15,6 \cdot 10^{-6}}} \\ \Theta &= 11,21^\circ = 0,196 \text{ rad} \end{aligned} \quad (2.33)$$

Velikost magnetické indukce  $B$  vypočteme ze vztahu:

$$\Theta = V \cdot B \cdot l \cdot \cos \gamma \quad \Rightarrow \quad B = \frac{\Theta}{V \cdot l \cdot \cos \gamma} \quad (2.34)$$

Dosazením do vztahu (2.34) získáme:

$$B = \frac{11,21}{4622 \cdot 60 \cdot 10^{-3} \cdot \cos 0^\circ} = 40,4 \text{ mT} \quad (2.35)$$

Potřebný proud  $I$  vypočteme potom ze vztahu:

$$I = \frac{2B}{\mu_0 \cdot a^2 \cdot \left[ (a^2 + b^2)^{\frac{3}{2}} + (a^2 + b^2)^{\frac{3}{2}} \right]} \quad (2.36)$$

kde parametry  $a$ ,  $b$  jsou rozměry Helmholtzových cívek:  $a = 26,5 \text{ mm}$   
 $b = 27 \text{ mm}$

$$I = \frac{2 \cdot 40,4 \cdot 10^{-3}}{4\pi \cdot 10^{-7} (26,5 \cdot 10^{-3})^2 \cdot \left\{ \left[ (26,5 \cdot 10^{-3})^2 + (27 \cdot 10^{-3})^2 \right]^{\frac{3}{2}} + \left[ (26,5 \cdot 10^{-3})^2 + (27 \cdot 10^{-3})^2 \right]^{\frac{3}{2}} \right\}}$$

$$I = 2479 \text{ A} = 2,479 \text{ kA}$$

Proud potřebný pro vytvoření magnetické indukce  $B = 40,4 \text{ mT}$  má velikost  $2,479 \text{ kA}$ .

## 2.4.7 Absolutní metoda měření

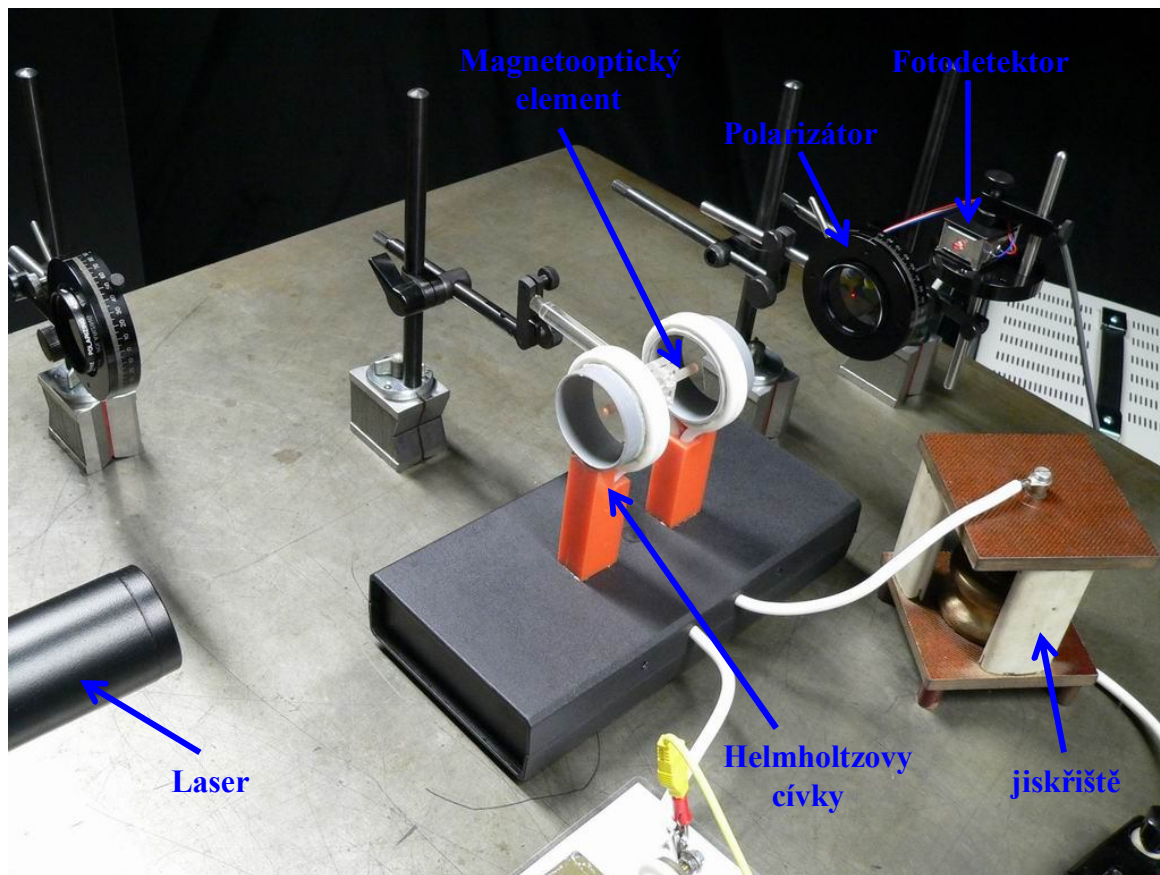
Experimentální pracoviště pro magneto-optické měření pulzních proudů bylo sestaveno v optické laboratoři Ústavu teoretické a experimentální elektroniky FEKT VUT. Sestava byla umístěna na pneumatically tlumeném optickém stole.

Při sestavování pracoviště bylo postupováno od zdroje záření (laseru). Jedná se o He-Ne laser pracující na vlnové délce  $\lambda = 632,8$  nm s vyzařovaným výkonem  $P_O = 5$  mW. Po umístění laseru, který vytvoří nerozbíhavý paprsek. To znamená takový, který na pomocném stínítku vytváří bod. Byl do cesty paprsku umístěn lineární polarizátor, který vytváří lineárně polarizovaný paprsek. Dále následuje Faradayův element, který je umístěn uvnitř soustavy cívek a to takovým způsobem aby paprsek procházel jeho středem. Faradayův element je vytvořen z paramagnetického skla FR-5 (Hoya Optics). Element má tvar válečku o délce  $l = 60$  mm. Verdetova konstanta materiálu je  $V = 80,67$  rad $\cdot$ T $^{-1}\cdot$ m $^{-1}$ .

V případě absolutní metody měření následuje za magneto-optickým elementem další polarizátor. Stejný jako před elementem. Natáčením tohoto polarizátoru je možno nastavit intenzitu paprsku dopadajícího na pomocné stínítko. Za polarizátorem byl umístěn fotodetektor, který je tvořen PIN fotodiodou a transimpedančním zesilovačem.

Protože bylo cílem sestavit pracoviště pro měření rychlých proudových pulzů, byl navržen transimpedanční zesilovač s obvodem OPA657. Obvod OPA657 má tranzitní kmitočet  $f_t = 1,6$  GHz a vstupní klidový proud typicky  $I_B = 2$  pA. Převodní koeficient realizovaného zesilovače je  $R_T = 104$  VA $^{-1}$ . Spolu s použitou fotodiodou dosahuje teoretický horní mezní kmitočet hodnoty  $f_h = 26,3$  MHz. Tomu odpovídá doba náběžné hrany při reakci na jednotkový skok na vstupu  $t_r = 0,35/f_t = 13,3$  ns. Pro časové parametry generovaných proudových pulzů šířka pásma fotodetektoru plně postačovala. Na obr. 2.34 je realizovaný fotodetektor s fotodiodou a transimpedančním zesilovačem umístěnými ve stínícím krytu [11].

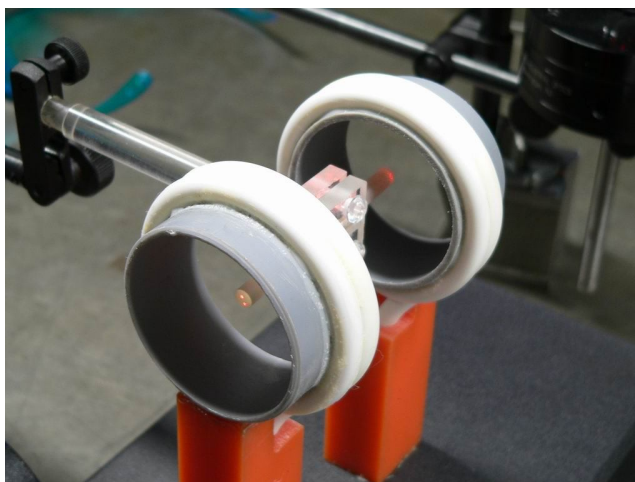
Výstup fotodetektoru byl připojen na první kanál osciloskopu, na němž byl spuštěn jednorázový záznam. Záznam byl spuštěn z druhého kanálu, který měřil napětí na snímacím rezistoru. Naměřené průběhy jsou zobrazeny na obr. 2.37.



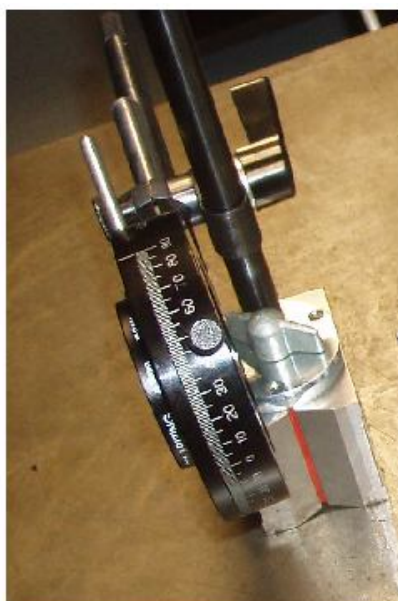
Obr. 2.33 Absolutní metoda měření



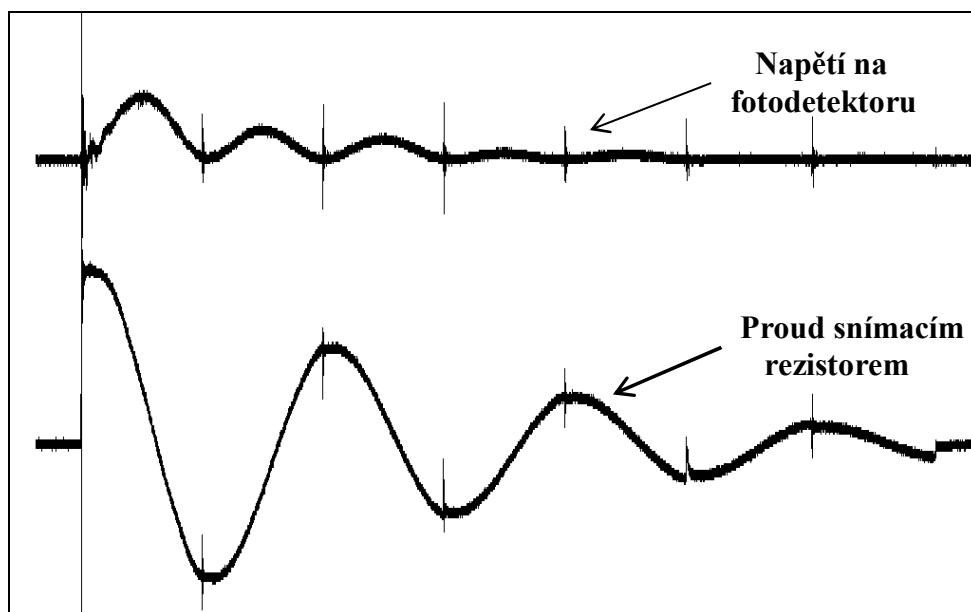
Obr. 2.34 Transimpedanční zesilovač s fotodiodou ve stínícím krytu



**Obr. 2.35** Detail Faradayova magnetooptického elementu a Helmholtzových cívek



**Obr. 2.36** Polarizátory

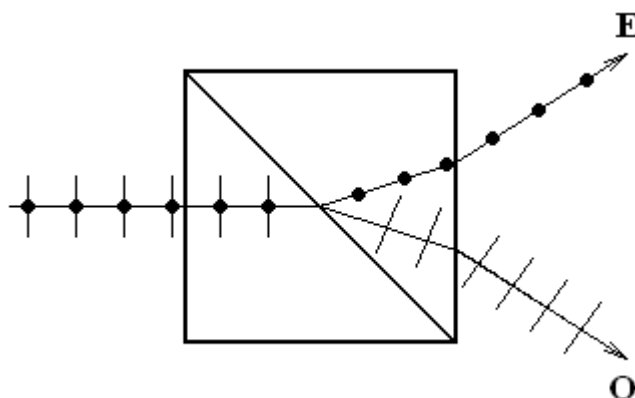


Obr. 2.37 Naměřené průběhy z osciloskopu

### 2.4.8 Diferenční metoda měření s Wollastonovým polarizátorem

Tato měřicí metoda využívá Wollastonova polarizátoru. Wollastonův polarizátor rozděljuje elipticky polarizované světlo na dvě složky.

Wollastonův hranol (Obr. 2.38) se skládá ze dvou kolmých vápencových hranolů, které jsou slepené základnami. Jejich optické osy jsou navzájem kolmé a zároveň jsou kolmé vůči procházejícímu světelnému paprsku. Dopadající světlo se v prvním hranolu láme na řádný ( $O$  – ordinary) a mimořádný ( $E$  – extraordinary) paprsek. Obě složky se v prvním hranolu šíří stejným směrem. Jelikož je optická osa druhého hranolu kolmá k optické ose prvního hranolu, při přechodu do druhého hranolu se stává řádný paprsek mimořádným. Současně se mění jeho index lomu a do druhého hranolu se láme pryč od osy dopadu. Pro mimořádný paprsek, který se v druhém hranolu stává řádným, platí to samé, ten se ovšem ale láme opačným směrem. Tímto způsobem odděluje Wollastonův hranol složky polarizace dopadajícího paprsku do různých směrů [24].

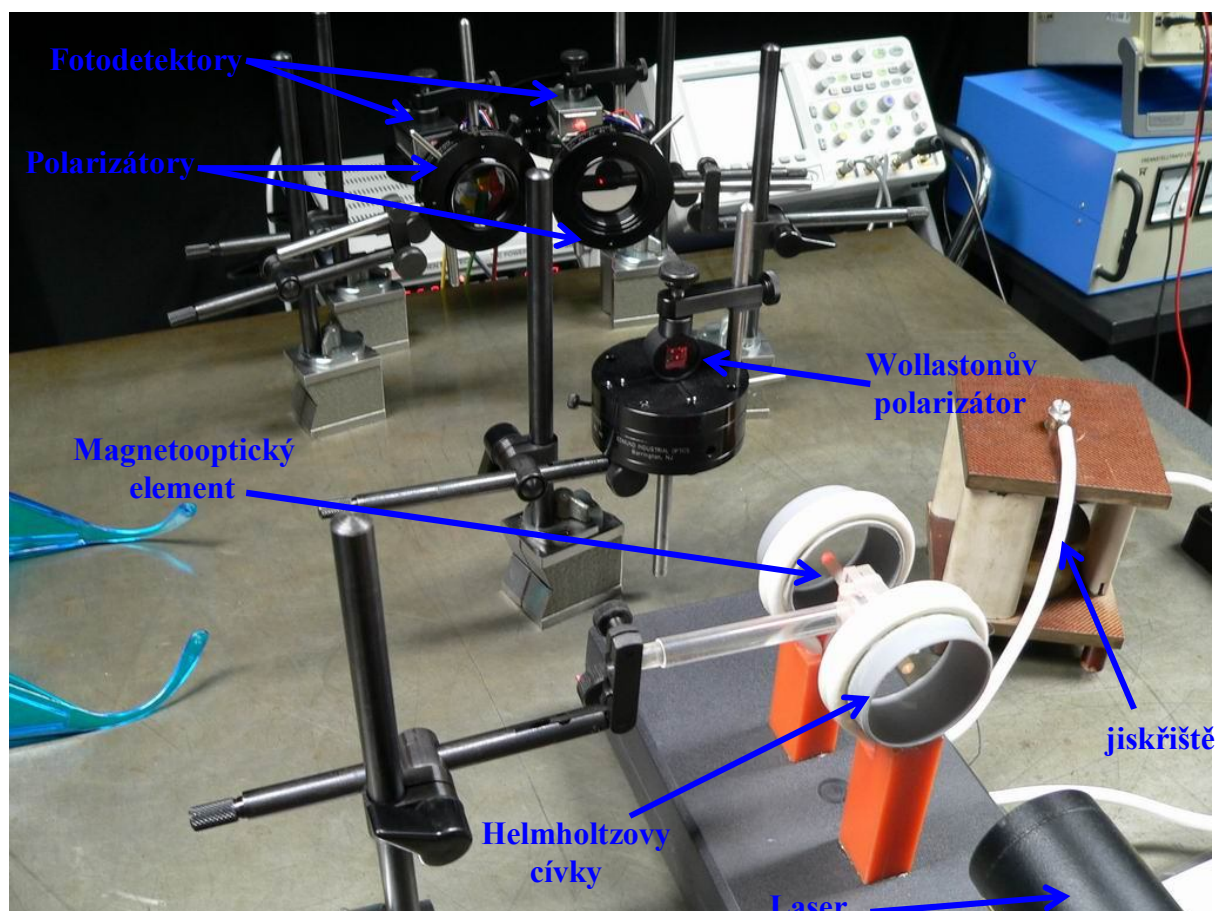


Obr. 2.38 Wollastonův hranol,  $O$  – řádný paprsek,  $E$  – mimořádný paprsek

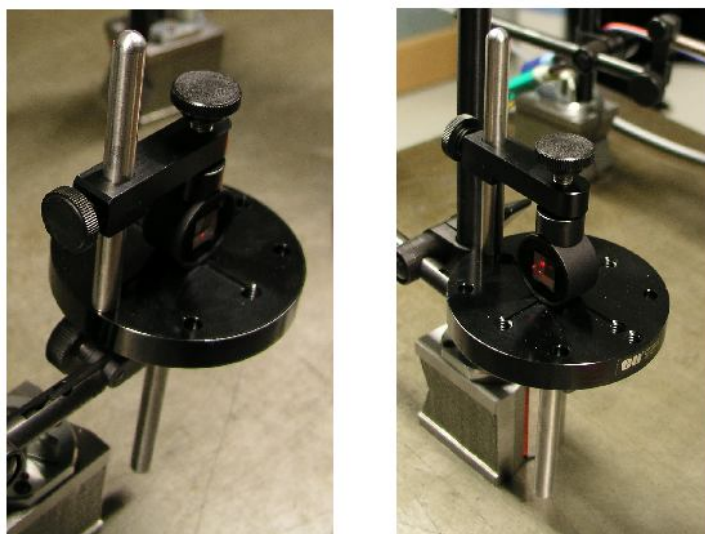
Při sestavování pracoviště bylo postupováno stejným způsobem jako u absolutní metody měření. S tím rozdílem, že byl mezi Faradayův element a druhý polarizátor umístěn Wollastonův hranol, který je typický tím že rozděluje elipticky polarizované světlo na dvě složky. Z toho důvodu musely být za Wollastonův hranol umístěny dva polarizátory a dva fotodetektory. Vhodným natočením těchto dvou polarizátorů dosáhneme toho, že výkon dopadající na oba fotodetektory je rovnoměrně rozdělen.

Výstupy fotodetektorů byly přivedeny na první a druhý kanál osciloskopu, na němž byl spouštěn jednorázový záznam. Záznam byl spouštěn z třetího kanálu, který měřil napětí na snímacím rezistoru.

První a druhý kanál osciloskopu byly vázány stejnsměrně, aby byla zjištěna informace o stejnosměrném napětí fotodetektorů v čase před spuštěním výboje. Hodnoty napětí obou kanálů fotodetektorů byly před spuštěním výboje vyrovnány. Tím byla zajištěna stejná citlivost obou kanálů fotodetektorů. Polarizace laserového svazku dopadajícího na rotátor byla nastavena pod úhlem  $\theta = 45^\circ$  vůči svislé ose děliče svazku. Tím bylo zajištěno, že výkon vstupního svazku byl rozdělen do obou kanálů stejným dílem. Výstupní napětí fotodetektorů pak byla vyrovnána vhodným umístěním fotodiod do cesty obou svazků. Nakonec byl do optické sestavy vložen Faradayův rotátor upnutý v plastovém držáku. Upínací tlak držáku měl vliv na polarizační vlastnosti rotátoru. Pokud byl rotátor pouze lehce uchycen v držáku, pak zachovával na výstupu polarizační stav vstupujícího svazku (bez přítomnosti magnetického pole). Pokud byl ale rotátor pod vyšším upínacím tlakem, byl pozorován stav, kdy svazek na výstupu nebyl lineárně polarizován. To se projevilo distribucí optického výkonu do kvadrantních kanálů na výstupu děliče svazku nezávisle na natočení vstupní polarizace. Upínací tlak očividně způsoboval v rotátoru lineární dvojlom a polarizační stav se tak měnil na obecně eliptický[11].

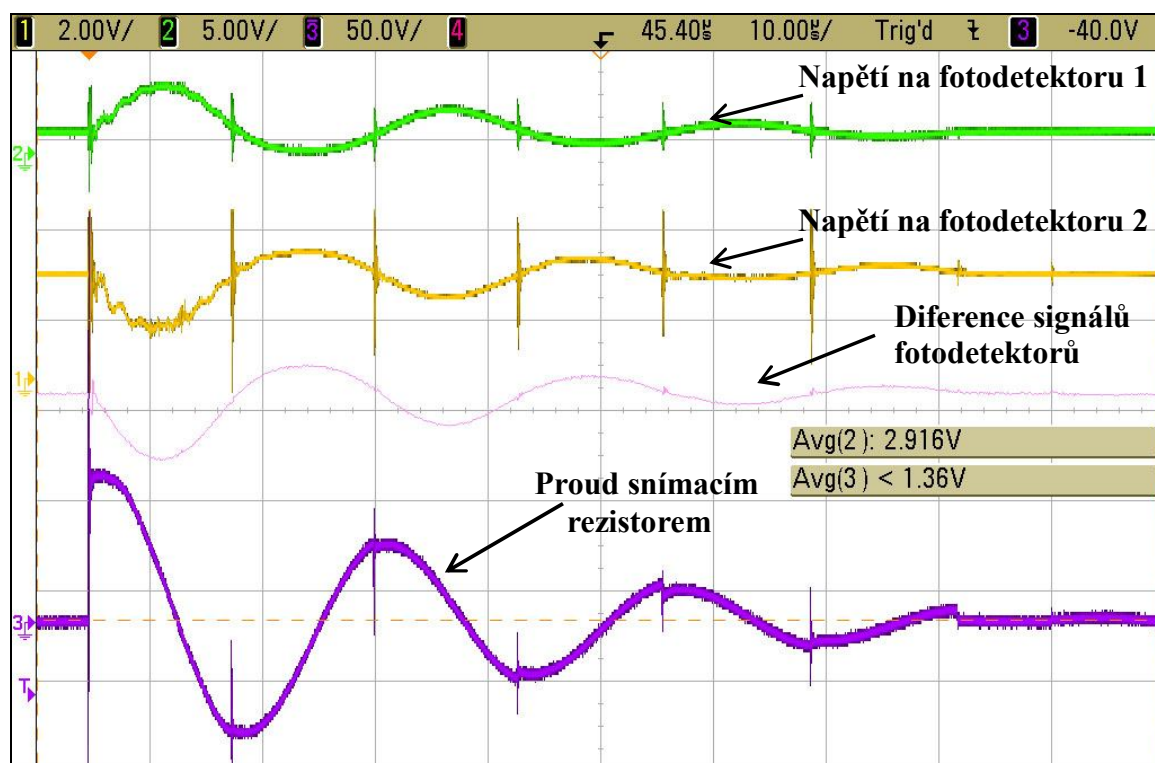


**Obr. 2.39** Diferenční metoda měření s Wollastonovým polarizátorem



**Obr. 2.40** Wollastonův polarizátor

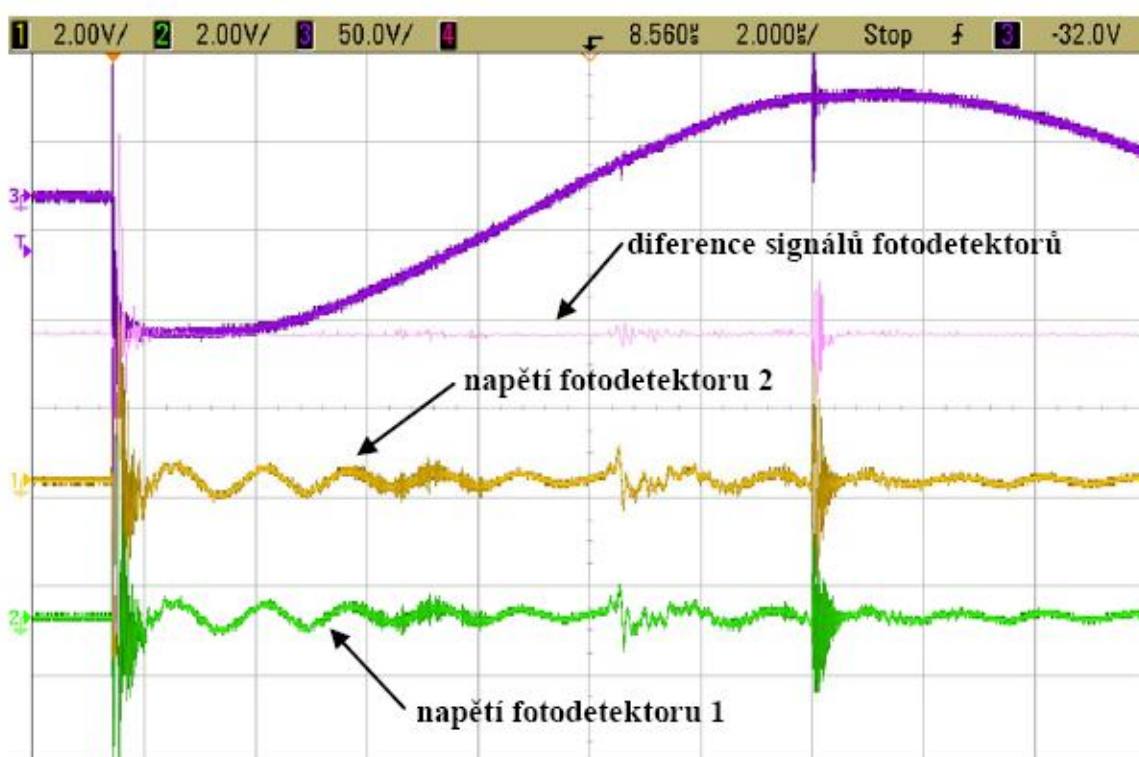
Na prvním a druhém kanále osciloskopu jsou zachyceny napětí na fotodetektorech. Na třetím kanále je zobrazeno napětí na snímacím rezistoru, které představuje proud obvodem. Jako poslední je zobrazen průběh, který je vytvořen rozdílem napětí na obou fotodetektorech (viz. Obr. 2.41).



**Obr. 2.41** Naměřené průběhy z osciloskopu

Při výboji v jiskřišti dochází k vyzařování silného rušení, které zkresluje měřené signály. Je to patrné především v prvních půlvlnách signálů z fotodetektorů, které jsou značně zvlněné vyššími harmonickými. Patrná je také superpozice silných napěťových špiček způsobených sekundárními výboji v jiskřišti. Při sejmutí průběhů byla použita matematická funkce rozdílu kanálů. Ta byla aplikována na první a druhý kanál (signály z fotodetektorů). Je patrné, že došlo k velmi dobrému potlačení superponovaného rušení (obr. 2.42).

Pro ověření byl sejmut záznam při zacloněných fotodetektorech. Na stejnosměrný signál z fotodetektorů je opět superponováno rušení z výboje, které je provedením diference potlačeno, viz. obr. 2.42. V případě rušení způsobeného sekundárními průrazy jiskřiště již potlačení není dokonalé, což je způsobeno zřejmě omezenou rozlišovací schopností osciloskopu. Využití diferenčního signálu při následném zpracování je tedy velmi žádoucí.[11]

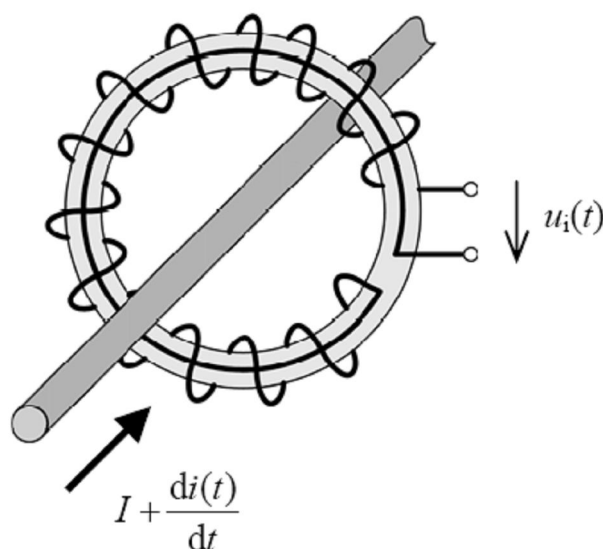


Obr. 2.42 Průběhy z osciloskopu při zacloněných fotodetektorech

## 3. Metoda využívající Rogowského cívku

### 3.1 Rogowského cívka

Rogowského cívka je přesný lineární senzor proudu pro přesné měření ve velkém rozsahu. Prakticky jde o toroidní cívku bez železného jádra (vzduchovou cívku) umístěnou kolem primárního měřeného vodiče. Výstupní signál z Rogowského cívky není proud, ale napětí. Výsledný signál, který reprodukuje aktuální časový průběh tvaru vlny primárního proudu, se získá integrací získaného napěťového signálu.

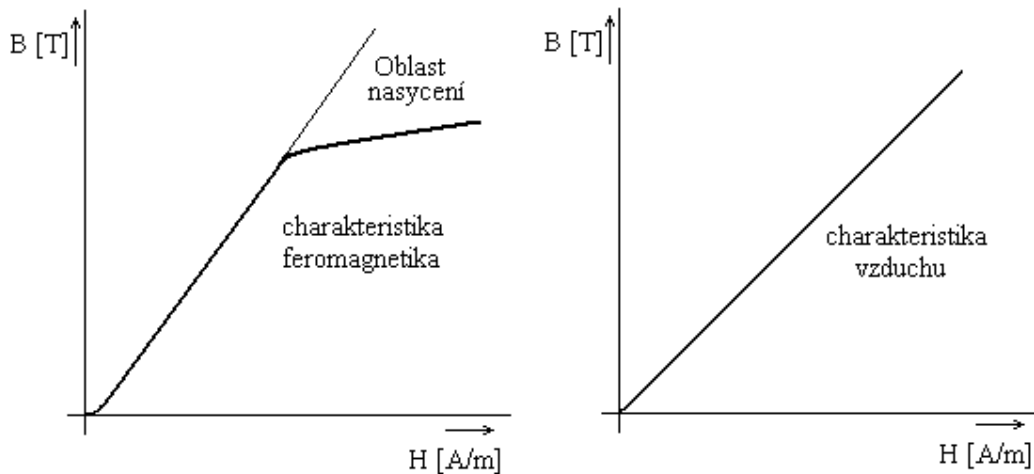


Obr. 3.1 Rogowského cívka

Z toho důvodu, že se jedná o cívku bez železného jádra (vzduchovou cívku) je její důležitou vlastností to že, nemůže dojít k jakémukoliv nasycení jádra a Rogowského cívka zůstává lineárním převodníkem pro libovolně velké proudy (viz Obr. 3.1.).

Další výhodnou vlastností Rogowského senzoru je skutečnost, že na velikost výstupního napětí mají vliv pouze proudy které obepíná magnetický obvod cívky. Vliv okolních elektrických proudů, které neprocházejí cívku, je potlačen [11].

Další důležitým aspektem je přítomnost zpětného vodiče, který prochází podél magnetického obvodu cívky. Zpětně vedený vodič zabraňuje vlivu magnetických toků kolmých na rovinu cívky senzoru [11].



**Obr. 3.2** Magnetizační charakteristiky feromagnetika a vzduchu

### **Princip Rogowského cívky:**

Rogowského cívka jako měřící prvek měří změny proudu ve sledovaném vodiči díky indukovanému napětí ve vodiči cívky. Princip je takový, že střídavý proud sledovaného vodiče vytváří kolem sebe střídavé magnetické pole, které způsobí indukci napětí ve vodiči toroidní vzduchové (Rogowského) cívky. Výsledné napětí je tak úměrné změně magnetického toku a tedy i hodnotě střídavého proudu, který ho vyvolal. Pro výsledné napětí tedy můžeme psát vztah:

$$u(i) = -\mu_0 \cdot \mu_r \cdot N \cdot S \cdot \frac{di(t)}{dt} \quad (3.1)$$

kde  $\mu_0$  je permeabilita vakua,  $\mu_r$  je relativní permeabilita (pro náš případ permeabilita vzduchu, ta je rovna 1),  $N$  je počet závitů cívky a  $S$  je plocha závitu

Nejlepší metodou pro zpracování napěťového výstupu cívky je napětí elektronicky integrovat. Integrovaný výstup je frekvenčně nezávislý a přesně reprezentuje průběh měřeného proudu. Použitím vhodných integrátorů lze použít ohebné cívky na měření proudů v rozsahu od méně než jednoho ampéru až do několika milionů ampér.

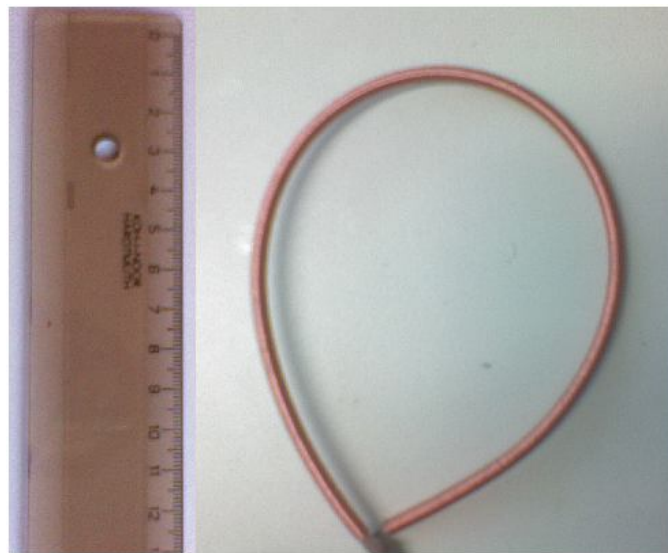
### **Konstrukce Rogowského cívky:**

Jedním z častých provedení Rogowského cívky je navinutý vodič na stočený prut z křemičité gumy. Zvláštní pozornost je věnována výrobě rovnoměrně stejných vinutí, které zajistí vysoký stupeň odolnosti proti rušení ze sousedních vodičů. Cívky mohou být potaženy elektrostatickou stínící síťkou a různými ochrannými povrchy podle požadavků. Použitý typ ochranného povrchu ovlivňuje stupeň ohebnosti cívky:

- Bez ochranného povrchu - vhodné na izolované vodiče a cívku lze připevnit na místo lepicí páskou a potom obalit ochrannou elektrickou páskou. Je nejvíce ohebná.
- Plastické spletení - poskytuje dobrou mechanickou ochranu beze ztráty ohebnosti, ale není vhodné pro použití ve znečištěném prostředí.
- Tepelně smrštitelné kryty - sice méně ohebné než plastické spletení, ale poskytuje lepší ochranu proti nečistotám.

- Elektrostatická stínící síťka - vhodná na měření velice malých proudů nebo tam, kde existuje možnost kapacitních vazeb s VF napětím. Zároveň redukuje síťová rušení. Její ohebnost je však nejmenší.

### 3.2 Výpočet parametrů Rogowského cívky



**Obr. 3.3** Rogowského cívka

Stejně jako u Helmholtzových cívek bylo měření provedeno v laboratoři pomocí měřiče impedance TESLA BM 538.

Bylo postupováno stejně jako u Helmholtzových cívek, nejprve se na frekvenci  $f = 500$  kHz změřila impedance cívky. A pak se postupnou změnou frekvence hledal rezonanční kmitočet (kmitočet při kterém má impedance nulovou fázi a velkou hodnotu). Ze změřené impedance se pak pomocí příslušného vztahu vypočítala indukčnost cívky a z rezonančního kmitočtu se vypočítala parazitní kapacita cívky.

Při měření jsem dospěl k následujícím výsledkům: na frekvenci  $f = 500$  kHz byla impedanci o velikosti  $Z = 110 e^{j86^\circ} \Omega$ . A rezonanční kmitočet  $f_r$  byl roven  $f_r = 3,15$  MHz.

Převedením celkové impedance do složkového tvaru získáme:

$$Z = 110 \cdot e^{j86^\circ} \Omega = (7,67 + j109,73) \Omega \Rightarrow \begin{aligned} R &= 7,67 \Omega \\ X_L &= j109,73 \Omega \end{aligned} \quad (3.2)$$

Odpor cívky je tedy  $R = 7,67 \Omega$ .

Dále ze vztahu pro induktivní reaktanci vypočteme indukčnost cívky:

$$X_L = j\omega L \quad (3.3)$$

$$L = \frac{X_L}{j\omega} = \frac{X_L}{j2\pi \cdot f} = \frac{j109,73}{j2 \cdot \pi \cdot 500 \cdot 10^3} = 34,93 \cdot 10^{-6} \text{ H} = 34,93 \mu\text{H}$$

Nakonec se z Thomsonova vztahu vypočte kapacita cívky:

$$f_r = \frac{1}{2\pi\sqrt{L \cdot C}} \quad (3.4)$$

$$C = \frac{1}{(2\pi \cdot f_r)^2 \cdot L} = \frac{1}{(2\pi \cdot 3,15 \cdot 10^6)^2 \cdot 34,9 \cdot 10^{-6}} = 73,09 \cdot 10^{-12} \text{ F} = 73,09 \text{ pF}$$

Parametry změřené Rogowského cívky jsou tedy:  $L = 34,93 \mu\text{H}$   
 $R = 7,67 \Omega$   
 $C = 73,09 \text{ pF}$

### 3.3 Simulace v programu PSpice

Z vypočtených parametrů Rogowského cívky byl sestaven v programu PSpice náhradní obvod a byla nasimulována jeho přenosová charakteristika. V simulaci byl před náhradní obvod cívky vložen derivátor ( $d/dt$ ). Tento derivační člen je použit z toho důvodu aby bylo možné používat cívku i na vyšších kmitočtech (od 100 kHz výše). To je v místech kde klesá její přenosová charakteristika se strmostí 20dB na dekádu.

V programu PSpice bylo pro simulaci přenosových charakteristik použito AC Sweep/Noise analýzy od 10 Hz do 100 MHz.

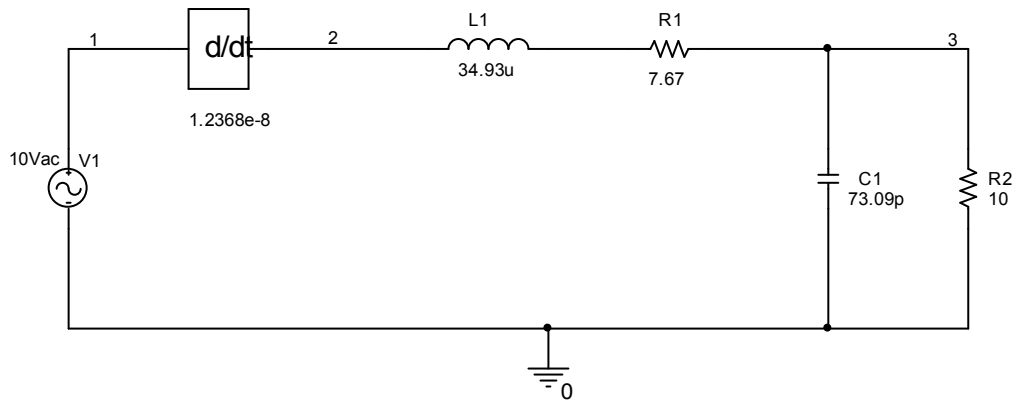
Parametr derivátoru byl vypočten ze vztahu:

$$dt/d = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot S \cdot N \quad (3.5)$$

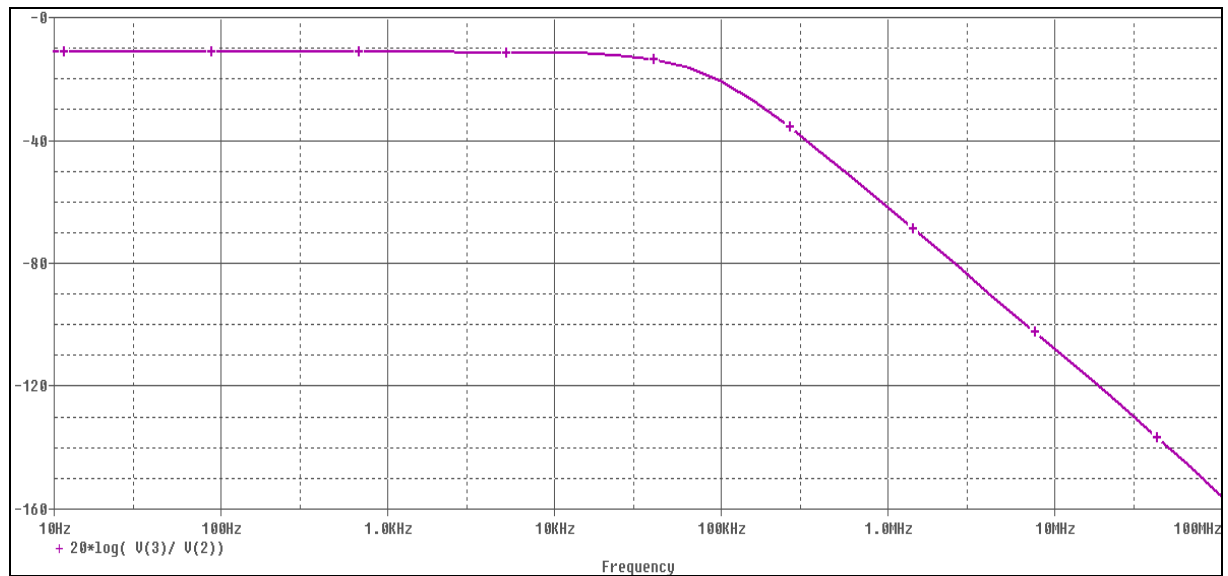
kde  $\mu_0$  je permeabilita vakua,  $\mu_r$  je permeabilita prostředí,  $S$  je plocha závitu a  $N$  je počet závitů.

Takže po dosazení dostaneme:

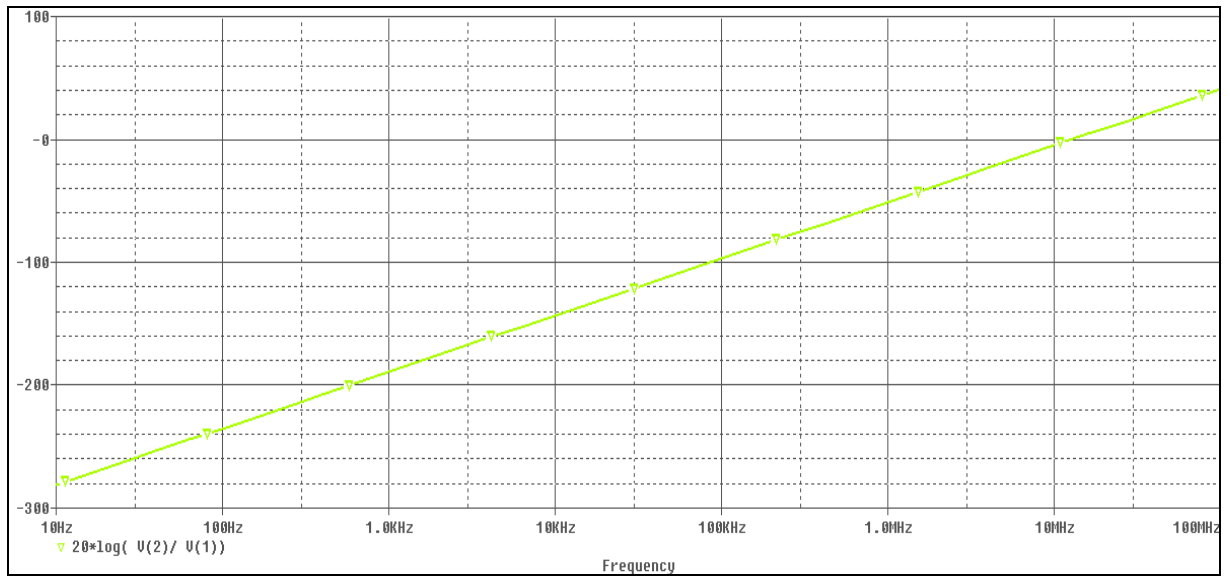
$$dt/d = \mu_0 \cdot \mu_r \cdot S \cdot N = 4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 1 \cdot \pi \cdot (1,77 \cdot 10^{-3})^2 \cdot 1000 = 1,2368 \cdot 10^{-8}$$



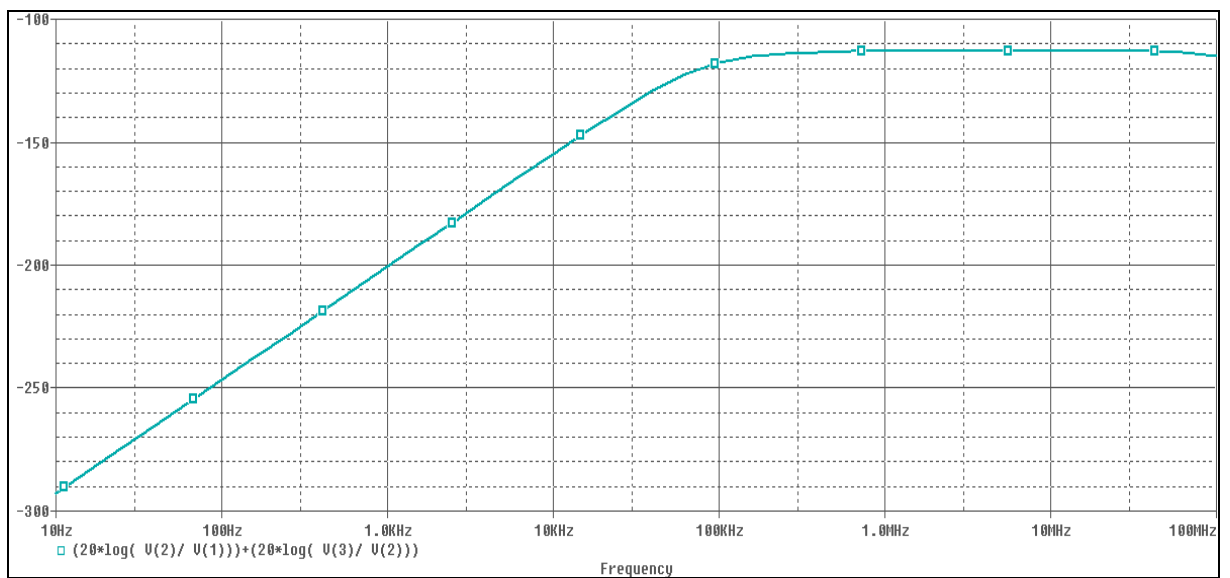
**Obr. 3.4** Schéma zapojení



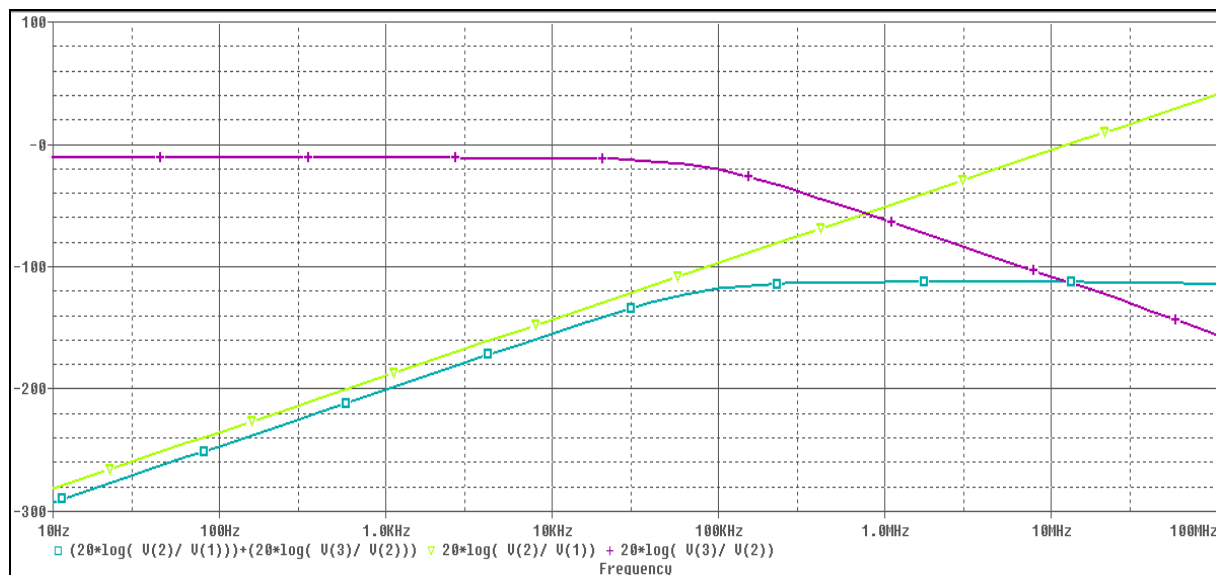
**Obr. 3.5** Přenosová charakteristika Rogowského cívky



**Obr. 3.6** Přenosová charakteristika derivátoru



**Obr. 3.7** Přenosová charakteristika celého obvodu



**Obr. 3.8** Přenosové charakteristiky jednotlivých členů

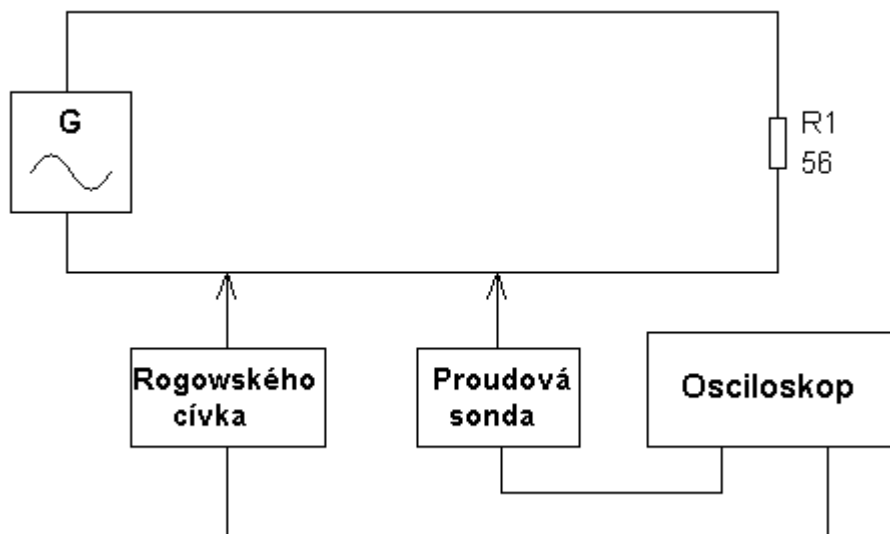
## 3.4 Experimentální ověření metody

### 3.4.1 Sinusový signál z generátoru

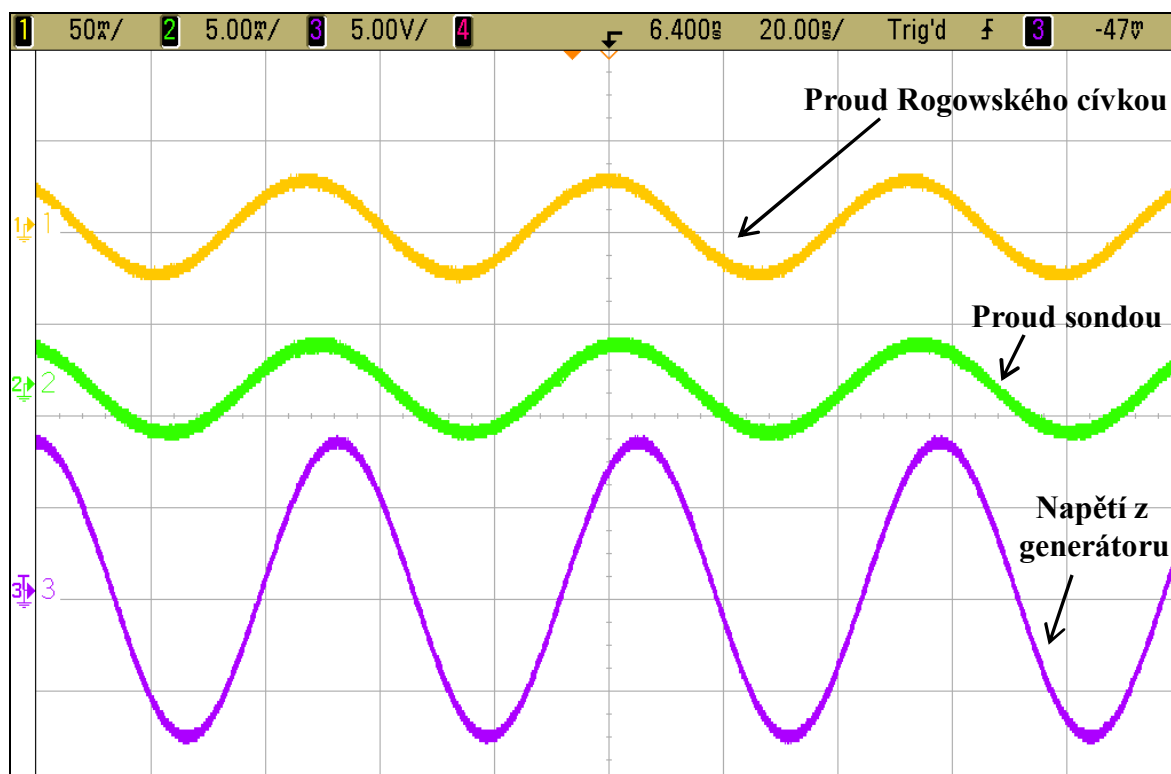
Nejprve byla pomocí generátoru typu Agilent 33220A vyzkoušena funkčnost Rogowského cívky na sinusovém průběhu. K ověření posloužila proudová sonda typu Agilent N2774A a naměřené průběhy byly zobrazeny na osciloskopu typu Agilent MSO6104A.

Na generátoru bylo nastaveno sinusové napětí  $U_{pp} = 20V$ . Generátor byl zatížen rezistorem s odporem  $56 \Omega$ . Za tímto rezistorem byl snímán proud proudovou sondou a Rogowského cívkou, které byly připojeny na osciloskop (viz Obr. 3.9). Rogowského cívka je zatížena rezistorem s odporem  $10 \Omega$ . Tento rezistor slouží k tomu, aby nedocházelo k deformaci přenosové charakteristiky cívky.

Na generátoru byla postupně nastavována frekvence od 16 MHz do 20 MHz a z osciloskopu se postupně odečítal proud sondou a Rogowského cívkou (viz Tab.3.1).



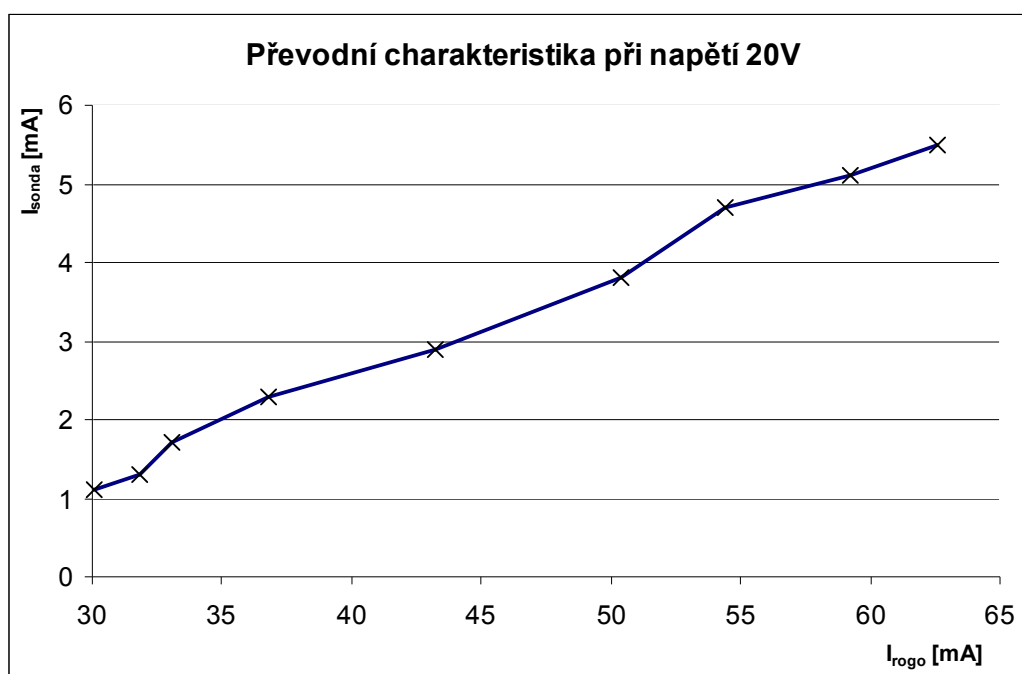
Obr. 3.9 Schéma zapojení



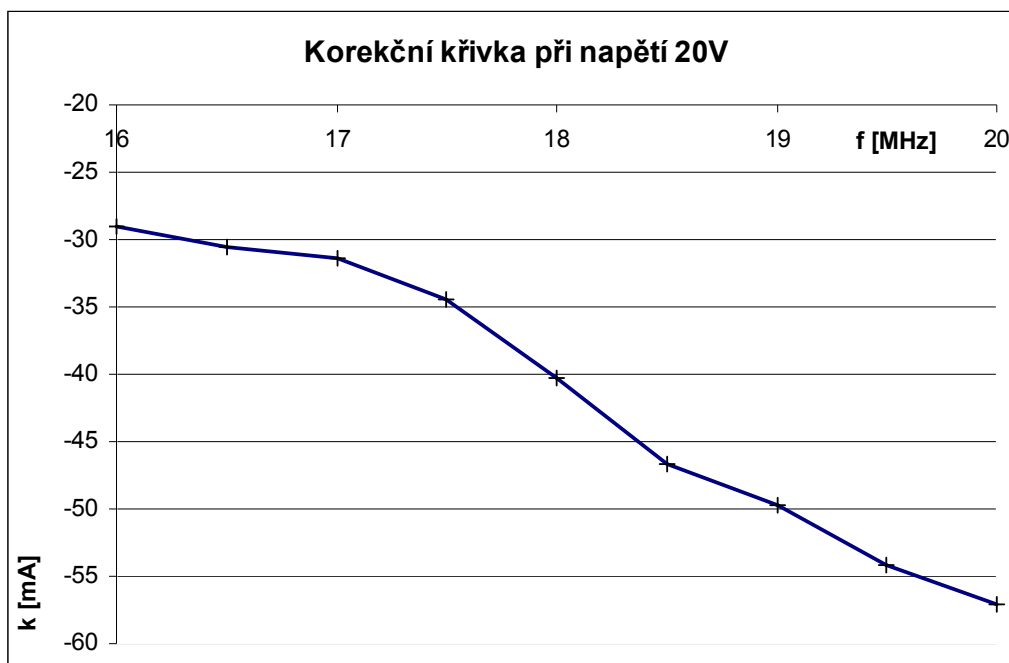
Obr. 3.10 Průběhy z osciloskopu při měření pomocí generátoru na frekvenci 20 MHz

**Tab. 3.1** Naměřené hodnoty při sinusovém napětí  $U_{pp} = 20\text{ V}$

f [MHz]	$I_{\text{rogo}}$ [mA]	$I_{\text{sonda}}$ [mA]	korekce [mA]
16	30,1	1,1	-29
16,5	31,8	1,3	-30,5
17	33,1	1,7	-31,4
17,5	36,8	2,3	-34,5
18	43,2	2,9	-40,3
18,5	50,4	3,8	-46,6
19	54,4	4,7	-49,7
19,5	59,2	5,1	-54,1
20	62,6	5,5	-57,1



**Obr. 3.11** Převodní charakteristika při napětí 20V



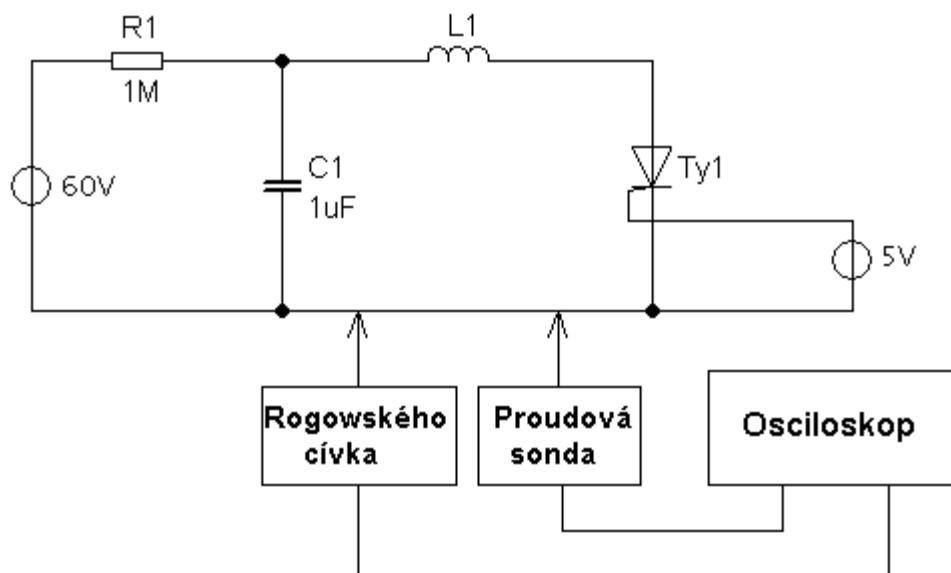
Obr. 3.12 Korekční křivka při napětí 20 V

### 3.4.2 Impuls vytvořený RLC obvodem

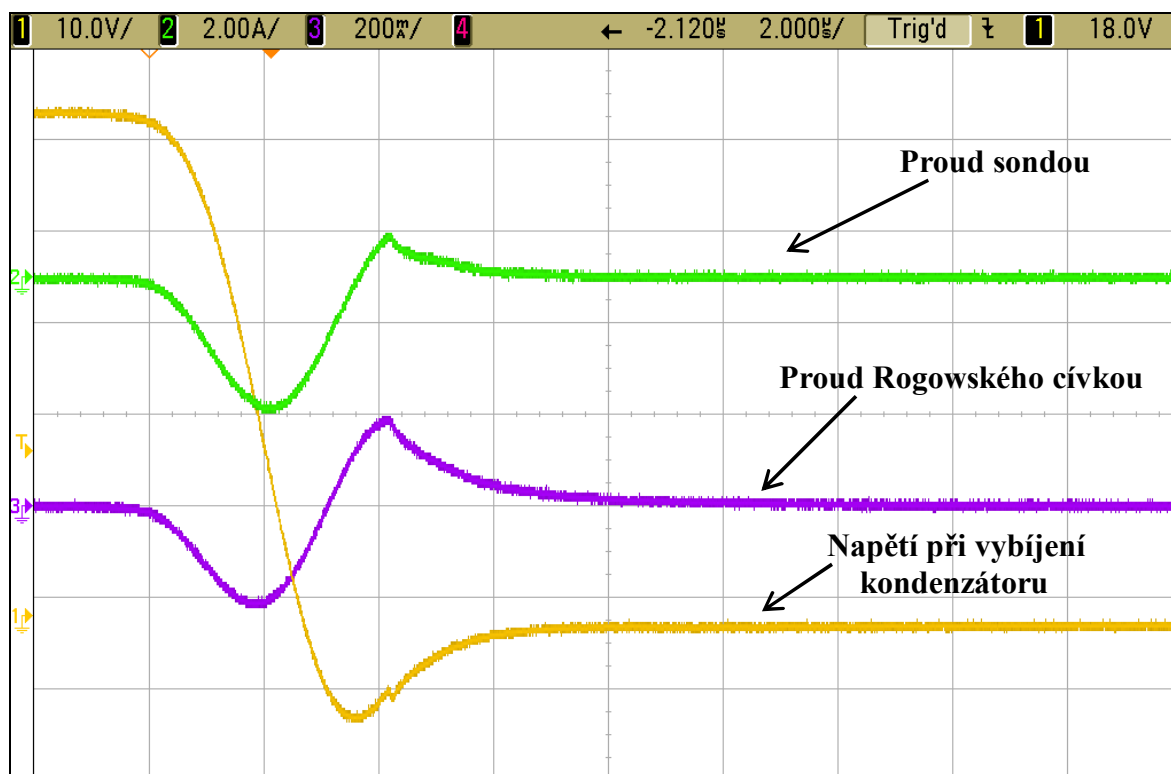
V této části bylo vyzkoušeno snímání jednorázového impulsu. Tento impuls byl vytvořen pomocí vybíjení kondenzátoru  $C1$ . Jedná se kondenzátor TESLA  $1 \mu\text{F}$  pro maximální napětí  $U = 630 \text{ V}$ . Princip zapojení (Obr. 3.11) je následující. Nejprve dojde k nabití kondenzátoru z napěťového zdroje přes rezistor  $R1$ . Po nabití kondenzátoru je spínačem  $S1$  sepnut výkonový tyristor  $Ty1$  pomocí zdroje  $U2$ , na kterém je nastaveno napětí  $5 \text{ V}$ . Typové označení tyristoru bylo T25/400 TVP 201. Jednotlivé průběhy proudu jsou za tyristorem sejmuty pomocí proudové sondy a Rogowského cívky a následně zobrazeny na osciloskopu (Obr 3.12 a Obr. 3.13). Rogowského cívka byla opět zatížena rezistorem o velikosti  $10\Omega$ .

Měření bylo provedeno na dvou frekvencích. A to na frekvenci  $160 \text{ kHz}$  (Obr. 3.12) a na frekvenci  $83 \text{ kHz}$  (Obr. 3.13). Ke snížení frekvence na  $83 \text{ kHz}$  byla použita vložená cívka  $L1$  mezi kondenzátor  $C1$  a tyristor  $Ty1$ .

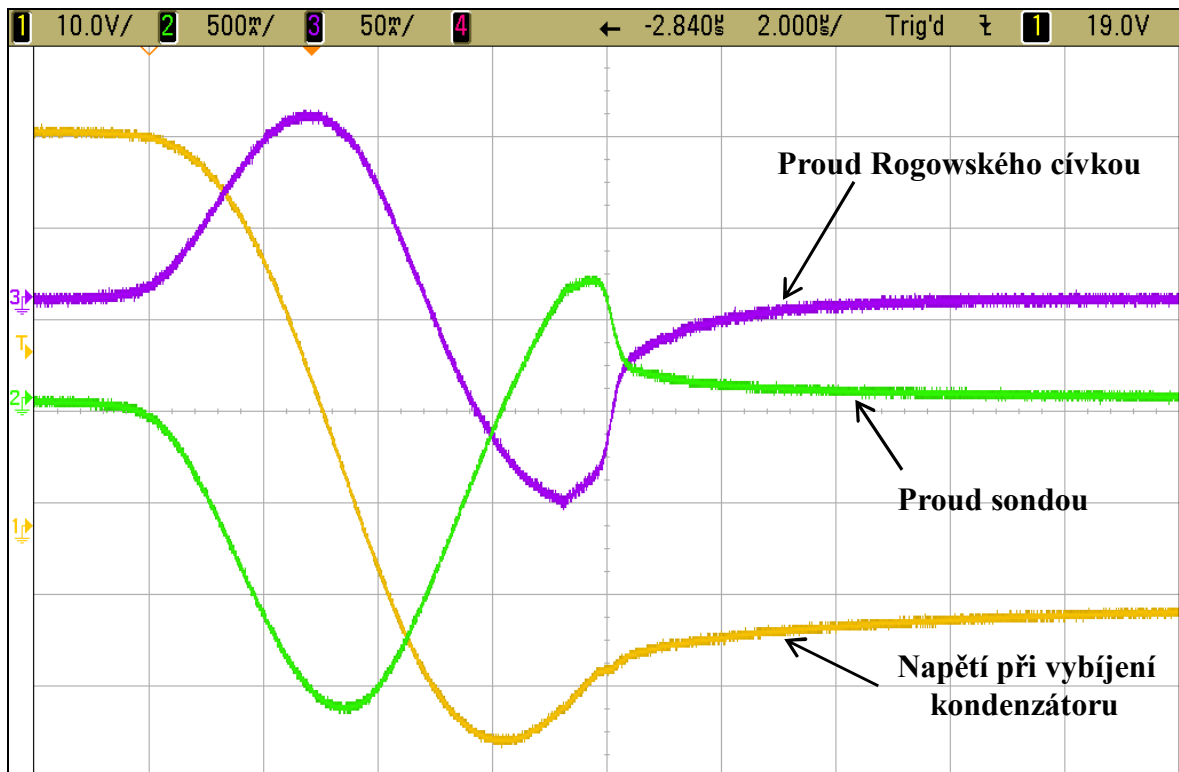
Z Obr. 3.13 je zřejmé, že při frekvenci  $83 \text{ kHz}$  dojde k otočení fáze průběhu proudu Rogowského cívky o  $180^\circ$  oproti průběhu proudu sondou. Tento jev je způsoben tím, že jsme se s frekvencí dostali do oblasti přenosu Rogowského cívky (viz. Obr. 3.5).



Obr. 3.13 Schéma zapojení



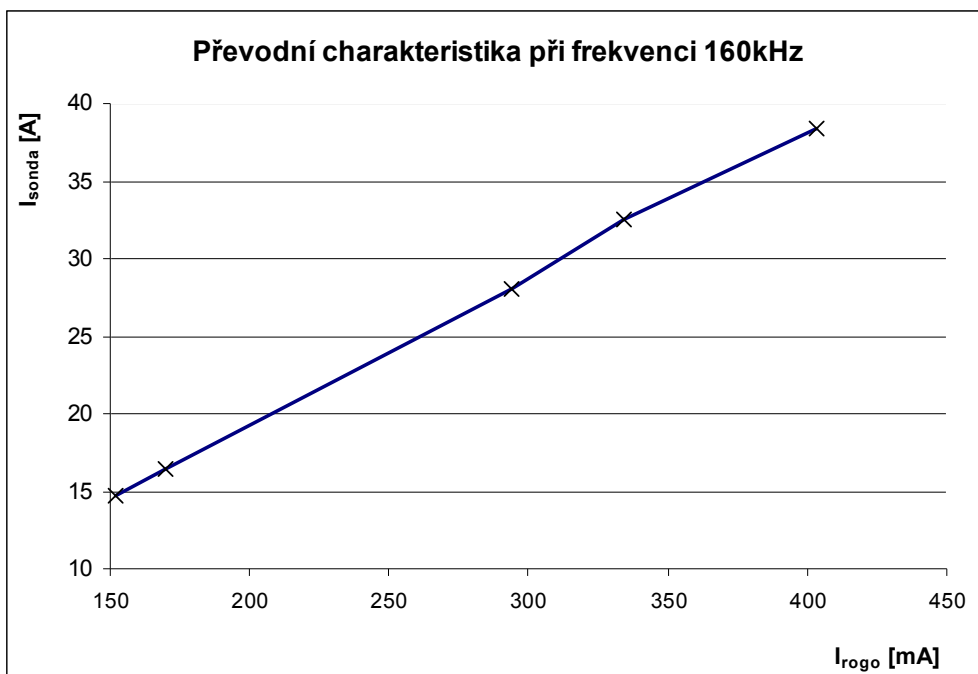
Obr. 3.14 Průběhy z osciloskopu při frekvenci 160kHz



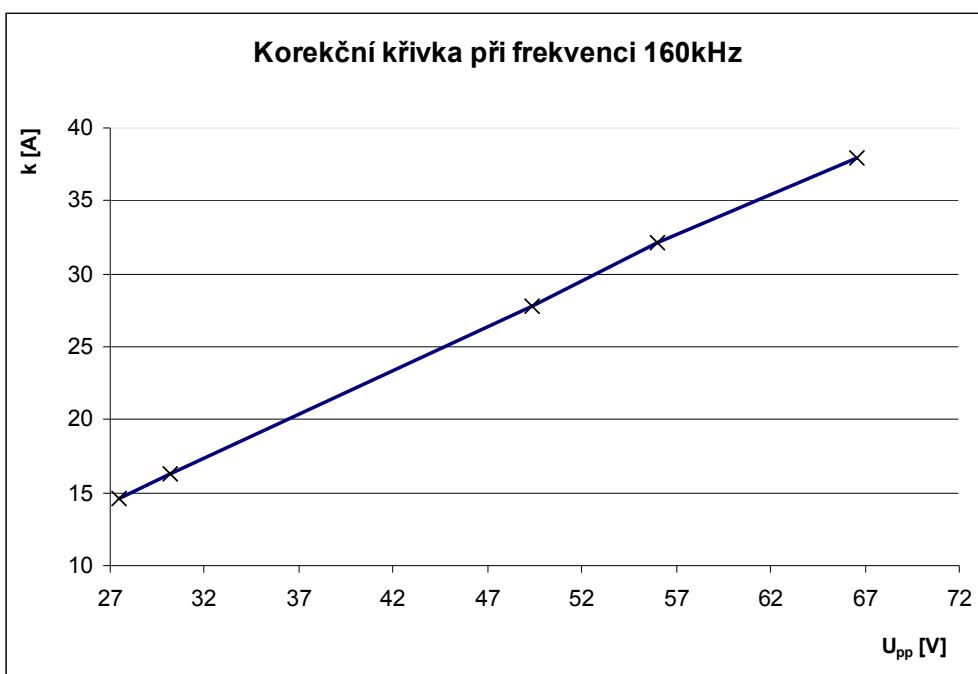
**Obr. 3.15** Průběhy z osciloskopu při frekvenci 83kHz

**Tab. 3.2** Naměřené hodnoty při frekvenci 160 kHz

$U_{pp}$ [V]	$I_{rogo}$ [mA]	$I_{sonda}$ [A]	korekce [A]
27,5	152	14,7	14,548
30,2	170	16,4	16,23
49,4	294	28,1	27,806
56	334	32,5	32,166
66,6	403	38,4	37,997



**Obr. 3.16** Převodní charakteristika pro frekvenci 160 kHz



**Obr. 3.17** Korekční křivka při frekvenci 160 kHz

**Tab. 3.3** Naměřené hodnoty při frekvenci 83 kHz

$U_{pp}$ [V]	$I_{rogo}$ [mA]	$I_{sonda}$ [A]	korekce [A]
32,4	108	12,5	12,392
51,5	166	18,8	18,634
66,9	214	24,1	23,886

## 4. Metoda využívající kalorimetrického senzoru

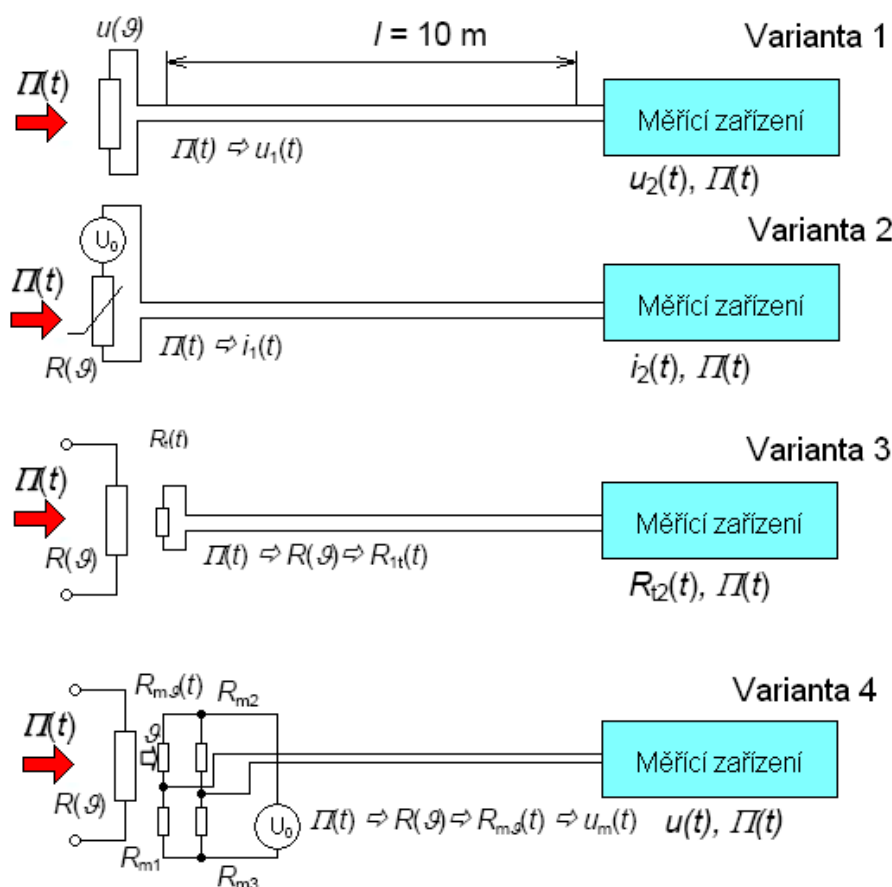
### 4.1 Volba a popis měřícího systému

Tato metoda měření patří mezi nepřímé metody a vychází z tepelných účinků při absorpci vlny.

Na obr. 4.1 jsou znázorněny jednotlivé metody měření energie pulsu. Vlastnosti těchto metod byly experimentálně ověřeny [27].

Metoda podle varianty 1, která je založená na odporových změnách ohřivaného absorpčního materiálu dosahovala velmi malé citlivosti. Nedostatečnou citlivostí disponovala i metoda podle varianty 2, ve které byla vyhodnocována změna velikosti proudu vrstvou při konstantním napětí. V metodě podle varianty byla oddělena absorpční vrstva od elektrické části senzoru, ve které byly pro zvýšení citlivosti použity termistory. Vrstva absorbovala část pulsu elektromagnetické vlny o výkonu  $P = 800 \text{ W}$  a délce trvání  $t = 200 \text{ ms}$  a odpor snímací části se změnil o 20% své nominální hodnoty [27].

Varianta 4 byla vytvořena na základě varianty 3. Varianta 4 dosahuje vlivem můstkového zapojení snímacího termistoru větší citlivosti a stability. Tato varianta 4 byla zvolena jako vhodná pro konstrukci senzoru energie elektromagnetického pulsu.

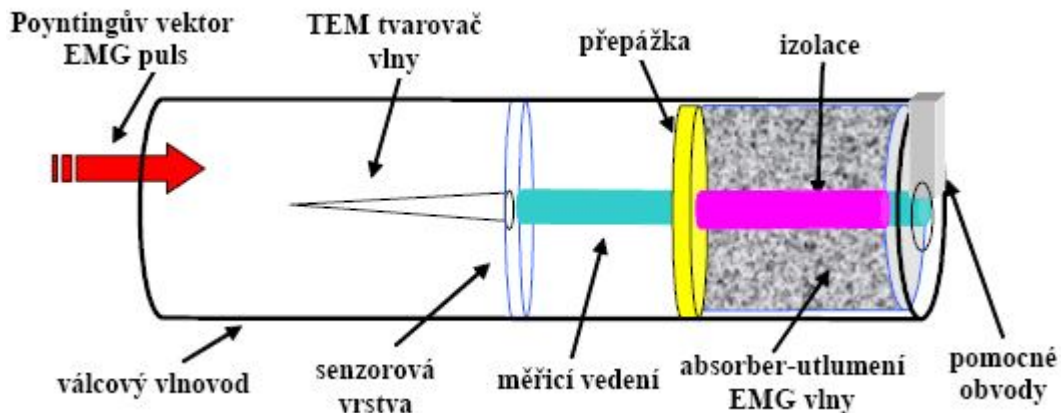


Obr. 4.1 Principy měření výkonu osamoceného elektromagnetického pulsu

## 4.2 Realizace kalorimetrického senzoru

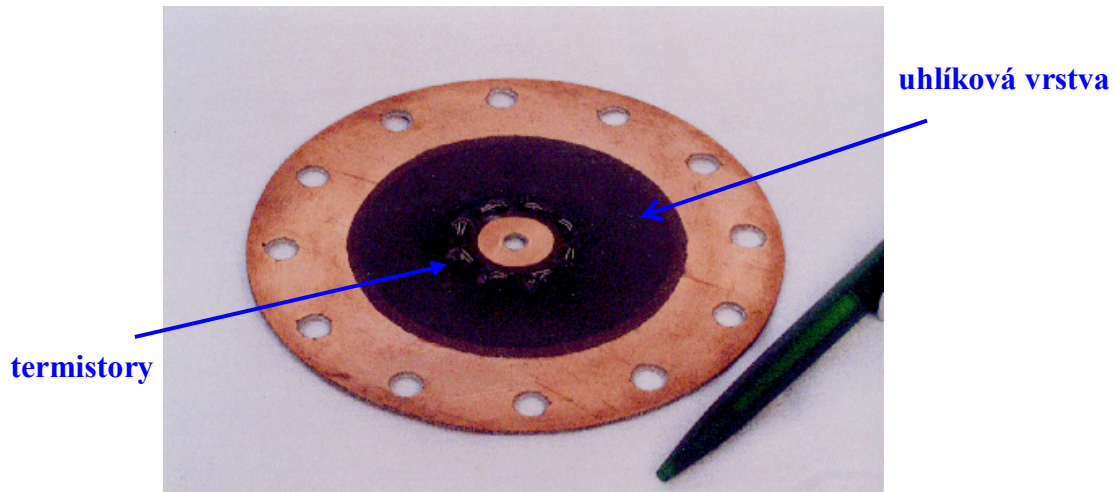
Pro experimentální ověření byl sestaven kombinovaný kalorimetrický senzor okamžitého výkonu a energie pulsu. Schématické uspořádání tohoto senzoru je na obr. 4.2. Tvarovač elektromagnetické vlny (vodivý trn umístěný v ose vlnovodu spojný se středním pólem absorpční vrstvy) slouží k tomu aby elektrická složka pole vlny byla tečná k sensorové vrstvě. Tento stav zajistí tvarovač vedení TEM vlny. Uspořádání senzoru s TEM tvarovačem bylo navrženo za pomoci modelování metodou konečných prvků v systému ANSYS [28].

Napětový signál z kalorimetrického mostu je spolu s napětovým signálem snímaným z terminálů vrstvy veden pomocí stíněného vedení do bloku zpracování signálů. V závěru vlnovodu senzoru je umístěn absorber pro utlumení prošlé vlny, která může po odrazu zkreslovat výsledky měření [27].

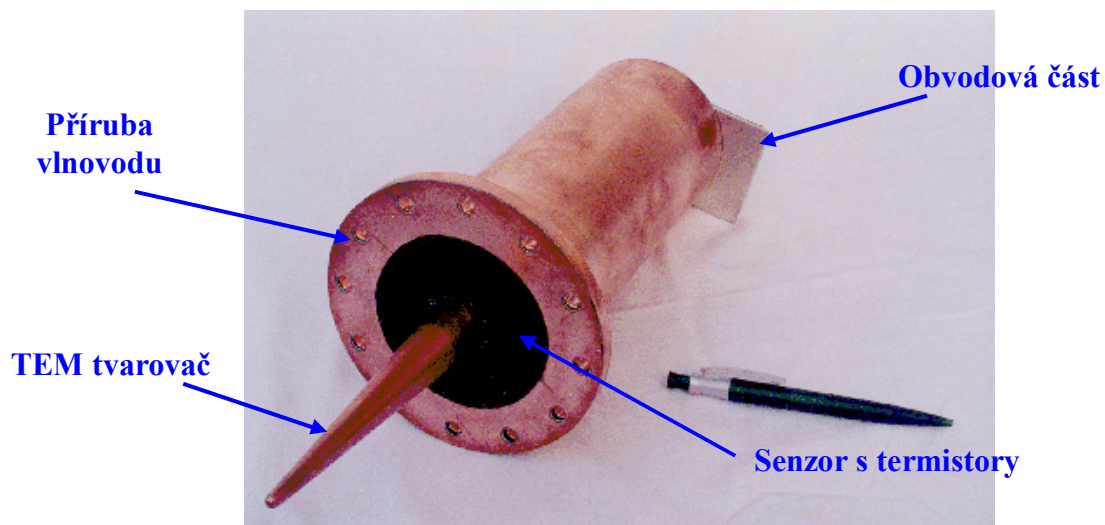


Obr. 4.2 Schéma kombinovaného kalorimetrického senzoru

Senzorová deska je realizována uhlíkovou vrstvou (tloušťky od 1  $\mu\text{m}$  do 100  $\mu\text{m}$ ), která je napařena na kruhové kuprexitové desce z materiálu pro vysokofrekvenční aplikace. Vnější okružní desky tvoří měděný pruh vodivě spojený s uhlíkovou vrstvou, druhý pól je umístěn ve středu desky. Na senzoru jsou sériově zapojeny miniaturní perličkové termistory (obr. 4.3). Tyto termistory pak superponují tepelné účinky EMG pulsu na uhlíkovou vrstvu. Vývody a zapojení termistorů je provedeno tak, aby došlo k eliminaci strmého EMG a ten nezkreslil výsledky měření.



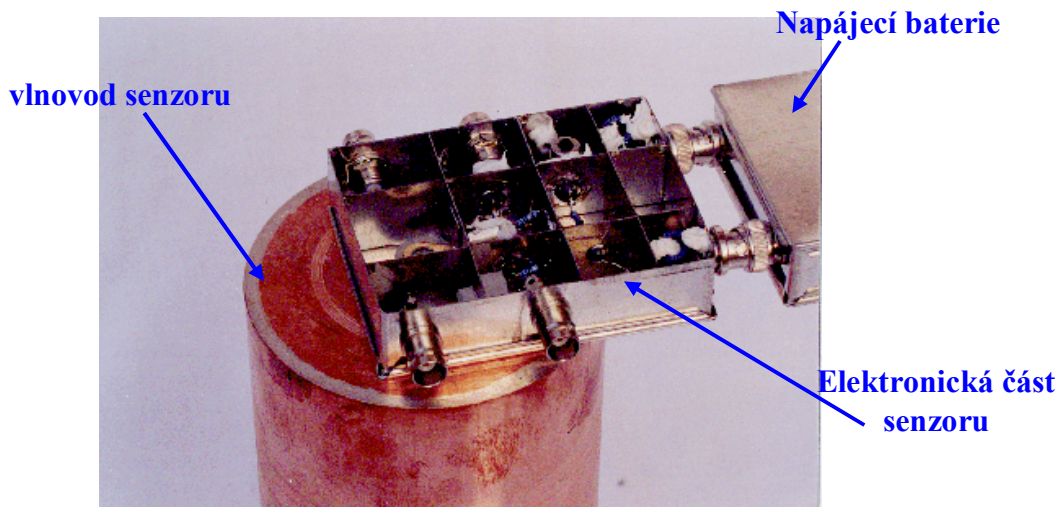
**Obr. 4.3** Sensorová deska s napařenou uhlíkovou vrstvou



**Obr. 4.4** Kalorimetrický senzor pro měření v uzavřeném vlnovodu

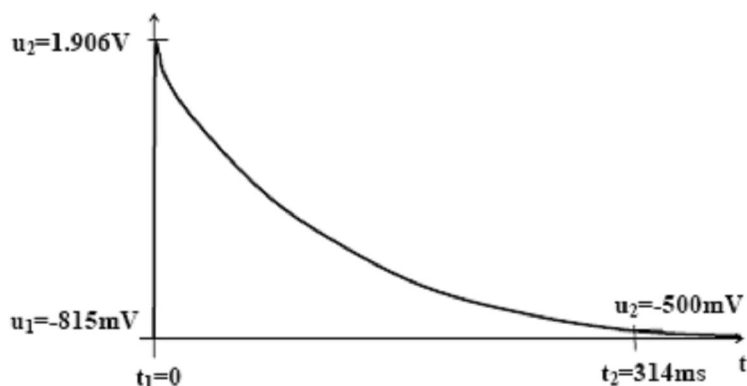
Principiální schéma elektronické vyhodnocovací části kombinovaného kalorimetrického senzoru je složeno ze dvou částí. Pro měření energie pulsu se používá kalorimetrický most, který je připojen přes oddělovací zesilovač k integrátoru. Integrátor je Millerova typu s automatickým nulováním offsetového napětí vznikajícího vlivem pomalých teplotních změn. Pro měření okamžitého výkonu pulsu je použit detektor s mikrovlonnou diodou  $D$  a nabíjecí kapacitou  $C$ . Diodový detektor je připojen k oddělovacímu zesilovači [11].

Tato část obvodu je umístěna na zadní části vlnovodu senzoru v kovovém stínícím krytu. Senzor je napájen pomocí baterií které jsou připojeny pomocí koaxiálních konektorů (obr 4.5).



**Obr. 4.5** Elektronická vyhodnocovací část senzoru

Na obr. 4.6 je zobrazen průběh napětí na výstupu kalorimetrického mostu, při testování pomocí elektrických výbojů. Z obrázku je zřejmá rychlá náběžná hrana která je způsobena ohřevem absorpční vrstvy a pomalá sestupná hrana, která je způsobena jejím chladnutím.



**Obr. 4.6** Průběh napětí na výstupu kalorimetrického mostu

Tento signál je následně integrován v integrátoru, jehož hodnota je úměrná absorbované energii pulsu.

Pro kalibraci senzoru byla využita Hornova anténa. Jedná se trychtýřovou anténu, která je napájena z vysokofrekvenčního zesilovače. Při kalibraci byli použity pulsy o frekvenci 5 GHz s různou délkou pulsu (od 10 ms do 1000 ms) s výkonem od 10 W do 100 W.

## 5. Závěr

Cílem této diplomové práce bylo popsat metody snímání jednorázových dějů. Konkrétně metody měření impulsních veličin elektromagnetického pole pro relativistické mikrovlnné impulsní výkonové zdroje.

V této práci jsem se zaměřil zejména na metodu, která je založena na optických jevech a optických prvcích a na metodu využívající Rogowského cívku. Okrajově jsem se pak zmínil o metodě využívající kalorimetrického senzoru.

V první části práce byli nejprve objasněny principy Faradayova, Pockelsova a magnetooptického Kerrova jevu. Dále byli stručně popsány použité optické prvky (laser, fotodioda) a typy polarizace.

Pro experimentální ověření metody byl vybrán Faradayův magnetooptický jev. K tomuto účelu posloužil Faradayův magnetooptický element z paramagnetického skla FR-5 o délce  $l = 60$  mm. Metody byli sestaveny v optické laboratoři Ústavu teoretické a experimentální elektroniky FEKT VUT. A celá sestava byla umístěna na pneumaticky tlumeném optickém stole. Byli sestaveny dvě metody. A to absolutní metoda měření a diferenční metoda měření využívající Wollastonův polarizátor. Pro vytvoření impulsu byl sestaven speciální obvod složený z násobiče napětí, kondenzátoru, bočníku a jiskřiště.

Metody založeny na Pockelsově a magnetooptickém Kerrově jevu nebyli experimentálně ověřeny, protože nebyl k dispozici Pockelsův a Kerrův článek.

V další části byla pozornost zaměřena na metodu využívající Rogowského cívku. Pro tyto účely byla navrhnutá a navinutá v laboratoři Rogowského cívka s 1000 závitů. Následně byli změřeny a vypočteny její náhradní parametry a pomocí programu PSpice byla nasimulována její přenosová charakteristika. Nakonec byla pomocí této Rogowského cívky v laboratoři sestavena metoda měření impulsních veličin.

V závěru této práce bylo zmíněno o metodě využívající kalorimetrického senzoru. Byly zhodnoceny výhody jednotlivých zapojení. Dále byla popsána realizace kombinovaného kalorimetrického senzoru.

# Literatura

- [1] DĚDEK, L., DĚDKOVÁ, J. *Elektromagnetismus*, Brno: FEKT VUT v Brně, 2000.
- [2] CHLACHULA, F. *Kalorimetrický senzor elektromagnetického impulsu*. Bakalářská práce. Brno: FEKT VUT v Brně, 2006.
- [3] JURA, P. *Signály a systémy*. Elektronické skriptum. Brno: FEKT VUT v Brně, 2003.
- [4] RESL, J. *Mikrovlnná impulsní technika skripta*, Praha: ČVUT Praha.
- [5] TIHON, K. *Senzor pro měření neperiodických elektromagnetických impulsů*. Bakalářská práce. Brno: FEKT VUT v Brně,
- [6] *Faraday Effekt, Materials, Verdet Constant, Measurement* html, pdf, txt.
- [7] DREXLER, P. *Elektronická část měřicí sondy magnetického pole s požadovanými parametry  $B_{min} = 10 \mu T$ ,  $f_{max} = 1 GHz$* . Diplomová práce. Brno: FEKT VUT v Brně, 2004.
- [8] GOPFEL, W., HESSE, J., ZEMEL, J. N. *Sensors, VCH*, Weinheim, 1992.
- [9] Katalogový list fotodiody BPW43.
- [10] Internetový zdroj: <http://www.pha.jhu.edu/~mstone/Kerr/kerrpaperentire.html>, 2007.
- [11] DREXLER, P. *Metody měření ultrakrátkých neperiodických elektromagnetických impulsů*. Disertační práce. Brno: FEKT VUT v Brně, 2007.
- [12] FIALA, P. *Modelování a návrh výkonového pulsního zdroje*. Habilitační práce, Brno: FEKT VUT v Brně, 2004.
- [13] HULICIUS, E. *Optoelektronika – polovodičové zdroje záření*, Fyzikální ústav Akademie věd ČR.
- [14] WILFERT, O. *Fotonika a optické komunikace*. Přednášky.
- [15] ROCHFORD, K. *Polarization and Polarimetry*, National institute of standarts and technology.
- [16] WILFERT, O. *Kvantová a laserová elektronika*. Přednášky.
- [17] DORDOVÁ, L. *Speciální techniky měření elektrických nábojů*. Diplomová práce. Brno: FEKT VUT v Brně, 2006.
- [18] RAY, W. F., HEWSON C. R. *High Performance Rogowski Current Transducers*. Nottingham, 2000
- [19] ARGÜESO, M., ROBLES, G., SANZ, J. *Measurement of High Frequency Currents with a Rogowski Coil*. Madrid: E.P.S. Universidad Carlos III de Madrid, 2005.
- [20] POKRYVAILO, A. *Design of Rogowski Coil with Integrátor*. Izrael: Ben-Gurion University of the Negev, 2006.
- [21] ŠEBESTA, V., SMÉKAL, Z. *Signály a soustavy*. Elektronické skriptum. Brno: FEKT VUT v Brně.

- [22] UDD, E., SCHULZ, W., SEIM, J., CORONES, J., LAYLOR H. M. *Fiber Optic Sensors for Infrastructure Applications*. Oregon department of transportation, Research Unit 1999.
- [23] WADO, O. *Femtosecond All-optical Devices for Ultrafast Communication and Signal Processing*. New Journal of Physics. Kobe University, 2004.
- [24] JUŘÍK, V. *Optoelektronické měřicí metody*. Bakalářská práce. Brno: FEKT VUT v Brně, 2006.
- [25] DREXLER, P. *Diplomová práce (elektronická část měřicí sondy magnetického pole s požadovanými parametry  $B_{min} = 10 \mu T$ ,  $f_{max} = 1 GHz$ )*. Diplomová práce. Brno: FEKT VUT v Brně, 2004.
- [26] WILFERT, O. *Optoelektronika*. Přednášky.
- [27] FIALA, P., DREXLER, P. *Senzor pro měření energie ultrakrátkého elektromagnetického impulsu,  $P = 0,1 - 1000 J$* . Brno: UTEE FEKT VUT v Brně, výzkumná zpráva, 2005.
- [28] DREXLER, P., FIALA, P., FEM model of calorimetric sensor. In *Proceedings of the International Conference Electronic Devices and Systems EDS '05*. Brno(Czech Republic): Brno University of Technology.

# Seznam obrázků

<b>Obr. 1.1</b> Typický průběh okamžité hodnoty výkonu $p(t)$ .....	10
<b>Obr. 1.2</b> Typický průběh okamžité hodnoty magnetické indukce $B(t)$ .....	11
<b>Obr. 1.3</b> Principy měření okamžité hodnoty magnetické indukce $B(t)$ a jejich přenos na vzdálenost $l = 50$ m. ....	12
<b>Obr. 2.1</b> Faradayův magnetooptický jev .....	14
<b>Obr. 2.2</b> Absolutní metoda měření s Faradayovým magnetooptickým elementem .....	15
<b>Obr. 2.3</b> Diferenční metoda měření s Faradayovým magnetooptickým elementem .....	15
<b>Obr. 2.4</b> Pockelsův jev .....	16
<b>Obr. 2.5</b> Pockels cell (Pockelsův článek) .....	17
<b>Obr. 2.6</b> Zapojení pracoviště pro Pockelsův jev .....	17
<b>Obr. 2.7</b> Kerr cell (Kerrův článek) .....	18
<b>Obr. 2.8</b> Zapojení pracoviště pro Kerrův jev .....	18
<b>Obr. 2.9</b> Lineárně polarizovaná vlna .....	20
<b>Obr. 2.10</b> Kruhově polarizovaná vlna .....	21
<b>Obr. 2.11</b> Eliptická polarizace .....	21
<b>Obr. 2.12</b> Hranově vyzařující laserové dioda (EEL) .....	24
<b>Obr. 2.13</b> Typická struktura plošně vyzařující laserové diody (VCSEL) .....	25
<b>Obr. 2.14</b> Znázornění energetických hladin P-N přechodu fotodiody a vzniku minoritních nositelů náboje .....	26
<b>Obr. 2.15</b> V-A charakteristika fotodiody ( $U$ je napětí na fotodiodě, $I$ je proud fotodiodou) .....	26
<b>Obr. 2.16</b> Náhradní schéma cívky .....	27
<b>Obr. 2.17</b> Geometrie soustavy Helmholtzových cívek .....	28
<b>Obr. 2.18</b> Náhradní schéma soustavy Helmholtzových cívek .....	29
<b>Obr. 2.19</b> Zapojení transimpedančního zesilovače .....	29
<b>Obr. 2.20</b> Helmholtzovy cívky .....	30
<b>Obr. 2.21</b> Průběh velikosti magnetické indukce na ose cívek: a) vypočtený pro protékající proud $I = 10$ A, b) změřený při velikosti proudu $I = 10$ A .....	31
<b>Obr. 2.22</b> Schéma zapojení .....	32
<b>Obr. 2.23</b> Nastavení simulace .....	33
<b>Obr. 2.24</b> Průběh napětí na kondenzátoru $CI$ .....	33
<b>Obr. 2.25</b> Detail průběhu napětí na kondenzátoru $CI$ .....	34
<b>Obr. 2.26</b> Detail průběhu napětí na cívce $LI$ .....	34
<b>Obr. 2.27</b> Průběh proudu kondenzátorem $CI$ .....	35
<b>Obr. 2.28</b> Obvod pro vytvoření impulsu .....	36
<b>Obr. 2.29</b> Detail na kaskádní násobič napětí .....	37
<b>Obr. 2.30</b> Zapojení pracoviště pro vytvoření impulsu .....	37
<b>Obr. 2.31</b> Blokové schéma zapojení pracoviště .....	38
<b>Obr. 2.32</b> Průchod světla polarizátorem .....	39
<b>Obr. 2.33</b> Absolutní metoda měření .....	42
<b>Obr. 2.34</b> Transimpedanční zesilovač s fotodiodou ve stínícím krytu .....	42
<b>Obr. 2.35</b> Detail Faradayova magnetooptického elementu a Helmholtzových cívek .....	43
<b>Obr. 2.36</b> Polarizátory .....	43
<b>Obr. 2.37</b> Naměřené průběhy z osciloskopu .....	44
<b>Obr. 2.38</b> Wollastonův hranol, O – řádný paprsek, E – mimořádný paprsek .....	44
<b>Obr. 2.39</b> Diferenční metoda měření s Wollastonovým polarizátorem .....	45
<b>Obr. 2.40</b> Wollastonův polarizátor .....	46
<b>Obr. 2.41</b> Naměřené průběhy z osciloskopu .....	46

<b>Obr. 2.42</b> Průběhy z osciloskopu při zacloněných fotodetektorech .....	47
<b>Obr. 3.1</b> Rogowského cívka .....	48
<b>Obr. 3.2</b> Magnetizační charakteristiky feromagnetika a vzduchu .....	49
<b>Obr. 3.3</b> Rogowského cívka .....	50
<b>Obr. 3.4</b> Schéma zapojení .....	52
<b>Obr. 3.5</b> Přenosová charakteristika Rogowského cívky .....	52
<b>Obr. 3.6</b> Přenosová charakteristika derivátoru .....	53
<b>Obr. 3.7</b> Přenosová charakteristika celého obvodu .....	53
<b>Obr. 3.8</b> Přenosové charakteristiky jednotlivých členů .....	54
<b>Obr. 3.9</b> Schéma zapojení .....	55
<b>Obr. 3.10</b> Průběhy z osciloskopu při měření pomocí generátoru na frekvenci 20 MHz .....	55
<b>Obr. 3.11</b> Převodní charakteristika při napětí 20 V .....	56
<b>Obr. 3.12</b> Korekční křivka při napětí 20 V .....	57
<b>Obr. 3.13</b> Schéma zapojení .....	58
<b>Obr. 3.14</b> Průběhy z osciloskopu při frekvenci 160 kHz .....	58
<b>Obr. 3.15</b> Průběhy z osciloskopu při frekvenci 83 kHz .....	59
<b>Obr. 3.16</b> Převodní charakteristika pro frekvenci 160 kHz .....	60
<b>Obr. 3.17</b> Korekční křivka při frekvenci 160 kHz .....	60
<b>Obr. 4.1</b> Principy měření výkonu osamocené elektromagnetického pulsu .....	62
<b>Obr. 4.2</b> Schéma kombinovaného kalorimetrického senzoru .....	63
<b>Obr. 4.3</b> Sensorová deska s napařenou uhlíkovou vrstvou .....	64
<b>Obr. 4.4</b> Kalorimetrický senzor pro měření v uzavřeném vlnovodu .....	64
<b>Obr. 4.5</b> Elektronická vyhodnocovací část senzoru .....	65
<b>Obr. 4.6</b> Průběh napětí na výstupu kalorimetrického mostu .....	65

## Seznam tabulek

<b>Tab. 2.1</b> Některé materiály a jejich Verdetovy konstanty.....	14
<b>Tab. 2.2</b> Elektro-optické konstanty a indexy lomu vhodných látek( při teplotě 20 °C a vlnové délce $\lambda_0 = 589,3$ nm) .....	16
<b>Tab. 2.3</b> Kerrova konstanty pro vybrané kapaliny ( při teplotě 20 °C a vlnové délce $\lambda_0 = 589,3$ nm) .....	18
<b>Tab. 2.4</b> Příklady Jonesových vektorů pro různé druhy polarizace [14] .....	22
<b>Tab. 3.1</b> Naměřené hodnoty při sinusovém napětí $U_{pp} = 20$ V .....	56
<b>Tab. 3.2</b> Naměřené hodnoty při frekvenci 160 kHz .....	59
<b>Tab. 3.3</b> Naměřené hodnoty při frekvenci 83 kHz .....	61

## Seznam použitých symbolů

$B$	magnetická indukce	[T]
$\mathbf{B}$	vektor magnetické indukce	[T]
$C$	rychlost světla ve vakuu	[m·s <sup>-1</sup> ]
$C$	kapacita	[F]
$E$	intenzita elektrického pole	[V·m <sup>-1</sup> ]
$\mathbf{E}$	vektor intenzity elektrického pole	[V·m <sup>-1</sup> ]
$f$	frekvence	[Hz]
$H$	intenzita magnetického pole	[A·m <sup>-1</sup> ]
$\mathbf{H}$	vektor intenzity magnetického pole	[A·m <sup>-1</sup> ]
$I$	elektrický proud	[A]
$J$	Jonesův vektor	[-]
$K$	Kerrova konstanta	[m·V <sup>-2</sup> ]
$L$	indukčnost	[H]
$l$	délka	[m]
$N$	počet závitů cívky	[-]
$n_0$	index lomu optického prostředí	[-]
$P$	elektrický výkon	[W]
$R$	elektrický odpor	[Ω]
$r_{63}$	elektro-optická konstanta	[V·m <sup>-1</sup> ]
$S$	plocha	[m <sup>2</sup> ]
$t$	čas	[s]
$T$	perioda	[s]
$\mathbf{T}$	Jonesova matice	[-]
$U$	elektrické napětí	[V]
$u$	okamžitá hodnota napětí	[V]
$V$	Verdetova konstanta	[rad·T <sup>-1</sup> ·m <sup>-1</sup> ]
$W$	elektrická energie	[J]
$X_L$	induktivní reaktance	[-]
$Z$	impedance	[Ω]
$\Delta n$	indukovaný dvojlom	[-]
$\Delta\varphi$	fázový posuv	[rad]
$\theta$	úhel	[rad]
$\lambda$	vlnová délka	[m]
$\mu_0$	magnetická permeabilita vakua	[T·m·A <sup>-1</sup> ]
$\mu_r$	relativní magnetická permeabilita materiálu	[-]
$\omega$	úhlová frekvence	[rad·s <sup>-1</sup> ]
$\eta$	účinnost	[-]