

Bakalářská práce



České
vysoké
učení technické
v Praze

F3

Fakulta elektrotechnická
Katedra elektromagnetického pole

Induktivní bezdrátový přenos energie

Václav Chlupatý

Vedoucí práce: Ing. Jan Kraček, Ph.D.
Obor: Elektronika a komunikace
Květen 2019

Poděkování

Chtěl bych poděkovat vedoucímu mé práce Ing. Janu Kračkovi, Ph.D. za vstřícný přístup, cenné rady a za čas, který mi věnoval.

Prohlášení

Prohlašuji, že jsem předloženou práci vypracoval samostatně a že jsem uvedl veškeré použité informační zdroje v souladu s Metodickým pokynem o dodržování etických principů při přípravě vysokoškolských závěrečných prací.

V Chýni dne 23. května 2019

.....
Václav Chlupatý

Abstrakt

Tato práce se zabývá přenosem energie přechodným dějem mezi dvěma vázanými cívkami. Je popsána funkce obvodu pro přenos harmonickým ustáleným stavem, odkud je odvozen obvod pro přenos pomocí přechodového jevu. Jsou odvozeny požadavky na jednotlivé členy obvodu pro maximalizaci účinnosti a je provedena analýza pracovního cyklu a chování obvodu. Na základě nedostatků je odvozen vylepšený obvod s výrazně větší účinností přenosu.

Klíčová slova: indukční vazba, přechodový děj, induktivní přenos energie, magnetické pole

Vedoucí práce: Ing. Jan Kraček, Ph.D.

Abstract

This thesis deals with power transmission using transient event between two coupled coils. Operation of circuit that uses harmonic steady state for power transfer is described and from there a circuit transmitting power through transient event is derived. Demands on elements of such circuit for maximal efficiency are deduced and analysis of working cycle and behavior of the circuit is performed. Based on deficiencies, an improved circuit is derived with distinctively larger transfer efficiency is derived.

Keywords: inductive link, transient event, inductive power transfer, magnetic field

Obsah

1 Úvod	3
2 Princip přenosu	5
2.1 Těsně vázaný systém	5
2.1.1 Standard Qi	6
2.2 Volně vázaný systém	6
3 Přenos v harmonickém režimu	7
3.1 Popis obvodu	7
3.2 Hodnoty obvodových prvků pro maximalizaci účinnosti	8
3.3 Přenášený výkon	9
4 Návrh obvodu pro přenos energie přechodným dějem	11
4.1 Motivace	11
4.1.1 Návrh obvodu	12
4.2 Nabíjecí část cyklu	13
4.3 Přenosová část cyklu	14
4.3.1 Časový průběh přenosu	15
4.4 Celý pracovní cyklus	16
4.5 Optimální hodnoty obvodových prvků	17
4.6 Přenášený výkon	19
4.7 Diskuze	19
5 Reaktivní svodový prvek	21
5.1 Proud v obvodu	21
5.2 Vytvoření soustavy rovnic	22
5.3 Řešení soustavy rovnic	24
6 Zátěžový kondenzátor a popis výsledného obvodu	27
7 Závěr	29
Literatura	31

Obrázky

3.1 Obvod pro přenos energie v harmonickém ustáleném stavu ...	8
3.2 Příklad průběhu účinnosti a výkonu	10
4.1 Obvod pro přenos energie v přechodovém režimu	12
4.2 Příklad průběhu proudů	15
4.3 Účinnost přenosové fáze	18
5.1 Průběh $u_k(t)$ a $i_1(t), i_2(t)$	24
5.2 Průběhy zachycené energie	25
6.1 Obvod pro přenos energie v přechodovém režimu	28

Tabulky

5.1 Porovnání modelů	26
----------------------------	----

I. OSOBNÍ A STUDIJNÍ ÚDAJE

Příjmení: **Chlupatý** Jméno: **Václav** Osobní číslo: **460516**
Fakulta/ústav: **Fakulta elektrotechnická**
Zadávající katedra/ústav: **Katedra elektromagnetického pole**
Studijní program: **Elektronika a komunikace**

II. ÚDAJE K BAKALÁŘSKÉ PRÁCI

Název bakalářské práce:

Induktivní bezdrátový přenos energie

Název bakalářské práce anglicky:

Inductive Wireless Power Transfer

Pokyny pro vypracování:

Prostudujte základy teorie a realizace různých způsobů induktivního bezdrátového přenosu energie. Zaměřte se na teoretický rozbor přechodového provozního režimu řetězce pro induktivní bezdrátový přenos energie, který obsahuje jednu indukční cívku na straně zdroje a druhou na straně spotřebiče. Uvažujte, že přechodový provozní režim je dán spínáním těchto indukčních cívek, a stanovte podmínky tohoto režimu, aby účinnost přenosu energie ze strany zdroje ke spotřebiči byla maximalizována. Rozbor proveďte na základě popisu řetězce vycházejícího z teorie elektrických obvodů. Účinnost přenosu energie pro tento režim porovnejte s případem harmonického provozního režimu.

Seznam doporučené literatury:

- [1] J. Kraček, M. Mazánek, Wireless power transmission for power supply: State of art, Radioengineering, vol. 20, no. 2, pp. 457–463, Jun. 2011.
- [2] J. Kraček, M. Mazánek, Power balance of inductive wireless power transmission, European Conference on Antennas and Propagation, EUCAP 2011, Rome, Italy, 2011, pp. 3974–3978.
- [3] A. Costanzo, M. Dionigi, D. Masotti, M. Mongiardo, G. Monti, L. Tarricone, R. Sorrentino, Electromagnetic energy harvesting and wireless power transmission: A unified approach, Proceedings of the IEEE, vol. 102, no. 11, pp. 1692–1711, Nov. 2014, DOI: 10.1109/JPROC.2014.2355261.

Jméno a pracoviště vedoucí(ho) bakalářské práce:

Ing. Jan Kraček, Ph.D., katedra elektromagnetického pole FEL

Jméno a pracoviště druhé(ho) vedoucí(ho) nebo konzultanta(ky) bakalářské práce:

Datum zadání bakalářské práce: **18.02.2019**

Termín odevzdání bakalářské práce: _____

Platnost zadání bakalářské práce: **19.02.2021**

Ing. Jan Kraček, Ph.D.
podpis vedoucí(ho) práce

_____ podpis vedoucí(ho) ústavu/katedry

prof. Ing. Pavel Ripka, CSc.
podpis děkana(ky)

III. PŘEVZETÍ ZADÁNÍ

Student bere na vědomí, že je povinen vypracovat bakalářskou práci samostatně, bez cizí pomoci, s výjimkou poskytnutých konzultací. Seznam použité literatury, jiných pramenů a jmen konzultantů je třeba uvést v bakalářské práci.

_____ Datum převzetí zadání

_____ Podpis studenta

Kapitola 1

Úvod

Předmětem této bakalářské práce je induktivní bezdrátový přenos energie. Bezdrátovým přenosem energie se rozumí dodávání užitečné energie do zátěže ze zdroje, ke kterému není připojena vodiči. Energie je tak vysílána skrz prostředí (vzduch) ve formě proměnného elektrického či magnetického pole nebo jako elektromagnetická vlna, aby byla na zátěži přijata a převedena zpět na využitelnou elektrickou energii. V případě induktivního přenosu je využíváno vysílací cívku buzené proměnné magnetické pole, které indukuje napětí na indukčně vázané přijímací cívce.

K prvním pokusům s induktivním přenosem energie docházelo již na přelomu 19. a 20. století, kdy v roce 1894 Nikola Tesla rozsvítil žárovku pomocí energie přenášené rezonančním indukčním obvodem. Ve stejném roce byl navržen systém pro napájení elektrického vozidla [1]. V té době docházelo k rozvoji automobility a elektrická auta úspěšně konkurovala chemickému pohonu. S příchodem Fordova Modelu T a zdokonalením technologie spalovacího motoru však elektromobily zůstaly slepou uličkou, především díky nedostatkům technologie akumulátorů, a spolu s nimi se pozapomělo i na bezdrátové napájení. V sedmdesátých a osmdesátých letech minulého století došlo k několika pokusům o induktivní přenos energie [1], ale až s rozšířením spotřební elektroniky a souvisejícím rozvojem akumulátorů v posledních letech se tento princip začíná ve velkém zkoumat a využívat.

Častou oblastí použití induktivního přenosu energie jsou mobilní telefony a další elektronika. Dnes už je přijímač pro bezdrátové nabíjení standardní součástí výbavy přístrojů. Vznikají univerzální systémy, kde je každé zařízení schopné fungovat jako přijímač i vysílač a cílem je, aby spotřební elektronika nepotřebovala fyzický konektor [2].

Díky pokrokům ve vývoji akumulátorů a snižování jejich ceny se opět rozšiřují elektromobily a začínají znovu konkurovat vozům na fosilní paliva. Zároveň se díky rozvoji automatického řízení rozšiřují tzv. AGV - automatic guided vehicles, které zajišťují rozvoz materiálů a automatizují některé kroky v průmyslu. Tato automatická vozítka se obvykle pohybují v omezeném prostoru po definované trase, je tak možné do podlahy na trase zabudovat sérii vysílacích obvodů, ze kterých je vozítko napájeno [3]. Podobné systémy jsou navrhovány i pro zabudování do silnic a napájení elektromobilů [4]. Pro tyto systémy jsou typické velké přenášené výkony řádově desítek kW, proto je potřeba dosahovat nejvyšší možné účinnosti přenosu, aby byly minimalizovány absolutní ztráty. To představuje problém, protože mezi vysílací a přijímací cívku jsou velké vzdálenosti (světlá výška podvozku auta a hloubka, v jaké je v silnici umístěna vysílací cívka) a přijímací cívka může být posunutá vůči vysílací cívce, čímž je snižována magnetická vazba a tím účinnost přenosu. Zatímco pro automatická vozítka už takové systémy fungují, na jejich

zabudování do silnic si ještě počkáme. Pro takové použití jsou potřeba větší výkony (a tedy i účinnosti) a tolerance k nepřesnosti umístění přijímací cívky, její větší vzdálenosti a pohybu vzhledem k vysílači.

Pro bezdrátové nabíjení elektromobilů jsou navrhovány i stacionární systémy, kdy je v parkovacím místě zabudována vysílací cívka, nad kterou auto zaparkuje ve vhodné poloze [5]. Tyto systémy jsou jednodušší na konstrukci, jsou schopny vyšší účinnosti přenosu a mají za cíl nahradit nabíjení elektromobilů pomocí vodičů. Nejsou ještě v takové fázi vývoje jako bezdrátové nabíječky pro elektroniku, protože na ně jsou kladeny větší požadavky, zejména z ohledu výkonu a účinnosti, ale v horizontu několika let bychom mohli očekávat podobný rozvoj jako u jejich menších předchůdců.

V případě napájení zařízení se spotřebou řádově do miliwattů je možné vynechat vysílací cívku a využívat ambientní magnetické pole způsobené například elektronikou nebo silovým vedením elektřiny [6]. Tento princip se nazývá energy harvesting a slouží například pro napájení RFID senzorů, které mají velmi malé požadavky na napájení, nemusí fungovat nepřetržitě a je nepraktické k nim zavádět napájení nebo jim měnit baterie.

Kapitola 2

Princip přenosu

Ampérův zákon říká, že proud protékající cívku vytváří magnetické pole. Podle Faradova indukčního zákona pak změna magnetického pole procházející cívku indukuje na cívce napětí. Když tedy část střídavého magnetického pole buzeného vysílací cívku prochází skrz přijímací cívku, část energie vydaná na vybuzení pole se zachytí na přijímací cívce, kde naindukuje napětí. Pokud mají dvě cívky společnou část magnetického toku, říkáme, že mají vzájemnou indukčnost a jsou induktivně vázané. Vzájemnou indukčnost označujeme M a definujeme ji jako

$$M = k\sqrt{L_1L_2}, \quad (2.1)$$

kde L_1 a L_2 jsou vázané cívky a k je koeficient vazby, který udává, jakou část magnetického toku mají cívky společnou. Známý vztah mezi proudem a napětím na cívce si tak můžeme upravit na vztah mezi proudem vysílací cívku a napětím na přijímací cívce. Jelikož je každá cívka v jiném obvodu, můžeme otočit znaménko proudu získáme

$$u_2(t) = M \frac{di_1(t)}{dt}. \quad (2.2)$$

2.1 Těsně vázaný systém

Těsně vázaný (closely coupled) systém, v literatuře označován také jako induktivní, přenáší energii mezi dvěma cívkami s velkým koeficientem vazby. Soustava pak funguje v podstatě jako transformátor se vzduchovým jádrem, ale se slabší induktivní vazbou.

Činitel jakosti Q cívky L představuje podíl reaktivní a odporové části impedance. Reaktivní část impedance cívky udává, kolik energie musíme vložit, aby cívku protékal proud a vytvořil magnetické pole, a odporová část určuje, kolik energie se ztratí ve formě Jouleova tepla. Koeficient vazby k pak říká, jaká část z vybuzeného magnetického pole projde přijímačem a bude moci být zachycena. Pro maximalizaci účinnosti přenosu je tedy potřeba co nejvyšší koeficient vazby i činitele jakosti obou cívek. Pro dosažení vysokého činitele jakosti pracují přenosové obvody na frekvencích v řádu jednotek až stovek kHz, zatímco napájecí napětí i požadovaný výstup jsou stejnosměrné. Při hledání účinnosti přenosu tak musíme vzít v potaz celý přenosový řetězec.

Vysokého koeficientu vazby k lze dosáhnout vhodným umístěním cívek. Musí být blízko u sebe (pro nabíječky elektroniky se udává vzdálenost jednotek milimetrů až centimetrů), rovnoběžně orientované (při naklonění klesá společná magnetický tok se sinem úhlu)

a vystředěné (při posunutí vysílací cívky jde část magnetického toku mimo přijímací cívku). Je také možné magnetické pole nasměrovat použitím feritových podložek pod cívkami.

■ 2.1.1 Standard Qi

Qi od Wireless Power Consortium je nejrozšířenějším standardem pro bezdrátový přenos malých výkonů (5 W, v rozšířené verzi až 15 W) pomocí magnetické indukce. Využívá těsně vázaných cívek, obvykle se tedy jedná o nabíjecí podložku, na kterou se pokládá nabíjené zařízení. Standard definuje princip přenosu, požadavky na zařízení a komunikační protokoly pro zajištění kompatibility mezi produkty různých výrobců.

Koeficient vazby se pohybuje kolem 0,5. Obvod pracuje v pásmu 87-205 kHz, vysílač může měnit frekvenci v tomto rozsahu k regulaci přenášeného výkonu. Vysílač a přijímač spolu komunikují skrz samotné přenosové magnetické pole. Přijímač kóduje informace změnou své impedance, čímž mění amplitudu pole, zatímco vysílač mění frekvenci vysílaného signálu.

Tolerance vystředění cívek je kolem 6 mm, je možné do středu vysílací i přijímací cívky umístit permanentní magnet, který zařízení vystředí. V novějších verzích je zahrnuta podpora pro soustavu vysílacích cívek. Ty pak vytvářejí rovnoměrnější magnetické pole, umožňují nabíjet více zařízení najednou a zlepšují toleranci přesnosti umístění zařízení na nabíjecí podložce.

Vysílané magnetické pole může způsobit problém při přítomnosti kovového objektu, který se díky indukci vířivých proudů bude zahřívat. Kovové součástky samotných vysílačů a přijímačů jsou vhodně stíněny, ale v případě přítomnosti cizího objektu musí vysílač umět rozpoznat, že energii odebírá zátěž, která s ním nekomunikuje. [7]

■ 2.2 Volně vázaný systém

Základem je rezonanční obvod na vysílací straně, proto je také označován jako rezonanční systém. Impedance vysílací cívky je kompenzována kondenzátorem na čistě reálný odpor pro pracovní frekvenci, takže proud vysílačem, a tedy intenzita magnetického pole, roste. Na stejnou frekvenci je pak naladěn přijímací obvod, který díky tomu energii z magnetického pole zachytí mnohem lépe, než nenaladěný obvod se stejnou magnetickou vazbou [8]. Takový systém je schopen pracovat s řádově menším koeficientem vazby, bývá proto označován jako systém s volnou vazbou (loosely coupled). Pokud by byla vazba příliš silná, vzájemná indukčnost naruší rezonanci, což ale lze kompenzovat změnami parametrů obvodů [10]. Možnost slabší indukční vazby způsobí, že přenos pomocí rezonance má větší dosah (až osminásobek průměru cívek [8] oproti zlomku průměru pro těsně vázané systémy). To přináší uživatelské pohodlí, protože odpadá nutnost přesného umístění nabíjeného zařízení, a také je díky tomu možné napájet více zařízení zároveň z jednoho vysílače.

Rezonanční volně vázané systémy dosahují menší účinnosti (poloviny až dvou třetin účinnosti systémů s těsnou vazbou [11]). Na rozdíl od těsně vázaného přenosu magnetické pole uniká do okolního prostoru, s čímž se musí počítat při přenášení větších výkonů, aby zůstaly dodrženy hygienické limity intenzity pole [12] a zabránilo se poškození ostatních elektronických zařízení. Fungují na vyšších frekvencích (řádově jednotky MHz), díky čemuž jsou schopny pracovat v prostředí s kovovými objekty [11].

Kapitola 3

Přenos v harmonickém režimu

Tato kapitola vychází z [13]. Je zde popsána funkce obvodu pro přenos s těsnou vazbou, který pracuje v harmonickém ustáleném stavu a jehož schéma je na obrázku 3.1.

Ve vysílací části obvodu je zdroj harmonického napětí u_1 o určité pracovní frekvenci ω . Vysílací cívka L_1 je impedančně kompenzována přizpůsobovacím kondenzátorem C_1 , obdobně impedanci přijímací cívky L_2 kompenzuje kondenzátor C_2 . Odpor R_z na přijímací straně představuje zátěž, do které je dodávána energie.

Cívky L_1 a L_2 mají vzájemnou indukčnost M danou koeficientem vazby k podle (2.1). Proud i_1 protékající cívkou L_1 tak indukuje napětí na cívce L_2 podle (2.2), čímž vybudí proud i_2 v přijímací části obvodu. Proud způsobí úbytek napětí na zátěži R_z a dodaný výkon můžeme spočítat jako

$$P_z = R_z i_2^2. \quad (3.1)$$

3.1 Popis obvodu

Obvod z obrázku 3.1 můžeme popsat rovnicemi

$$u_1 = i_1(R_1 + jX_{L_1} + jX_{C_1}) + jX_M i_2, \quad (3.2)$$

$$0 = i_2(R_2 + jX_{L_2} + jX_{C_2}) + jX_M i_1, \quad (3.3)$$

kde u_1 , i_1 a i_2 jsou efektivní hodnoty harmonických průběhů napětí a proudů. Vzorcem (3.1) jsme si definovali výkon na zátěži, podobně si definujeme P_1 a P_2 jako ztrátové výkony na cívkách a odtud P_c jako celkový dodaný výkon. Pak můžeme účinnost přenosu energie napsat jako

$$P_c = P_z + P_1 + P_2, \quad (3.4)$$

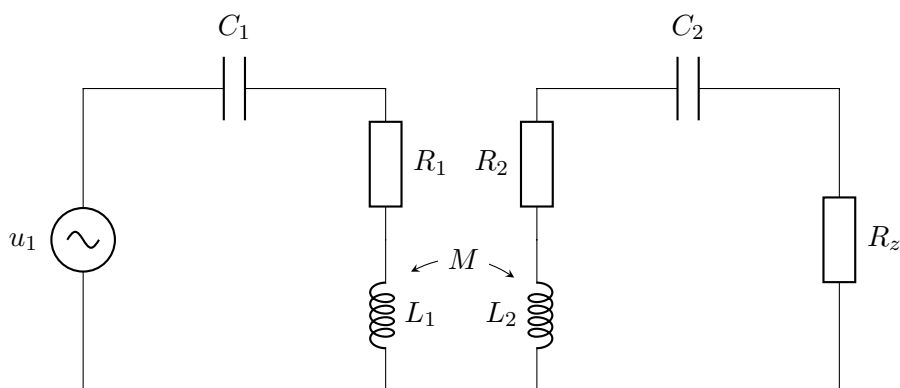
$$\eta = \frac{P_z}{P_c}. \quad (3.5)$$

Úpravou rovnic (3.2) a (3.3) získáme proudy i_1 a i_2 a dosadíme do (3.5):

$$\eta = \frac{X_M^2 R_z}{[(R_2 + R_z)^2 + (X_{L_2} + X_{C_2})^2] R_1 + (R_1 + R_z) X_M^2}. \quad (3.6)$$

Dosažením za impedance získáváme účinnost přenosu obvodem z obrázku 3.1 v závislosti na parametrech obvodových prvků jako

$$\eta = \frac{\omega^2 k^2 L_1 L_2 R_z}{R_1 \left[\left(\frac{1}{\omega C_2} + \omega L_2 \right)^2 + (R_2 + R_z)^2 \right] + \omega^2 k^2 L_1 L_2 (R_2 + R_z)}. \quad (3.7)$$



Obrázek 3.1: Obvod pro přenos energie v harmonickém ustáleném stavu

3.2 Hodnoty obvodových prvků pro maximalizaci účinnosti

Ze vztahu (3.7) můžeme zjistit závislost účinnosti přenosu na parametrech obvodu.

Kompenzační impedance přijímače

Pro určení vhodné velikosti kompenzační impedance považujeme účinnost za funkci pouze C_2 a ostatní veličiny bereme jako konstanty. Potom stačí najít nejvyšší hodnotu účinnosti pomocí derivace:

$$\frac{d\eta}{dC_2} = 0. \quad (3.8)$$

Zjistíme, že nejvyšší účinnosti dosáhneme pro $X_{C_2} = -X_{L_2}$, kdy se imaginární složka impedance vysílače vynuluje. Můžeme si tak zjednodušit vztah pro účinnost na

$$\eta = \frac{\omega^2 k^2 L_1 L_2 R_z}{R_1 (R_2 + R_z)^2 + \omega^2 k^2 L_1 L_2 (R_2 + R_z)}. \quad (3.9)$$

Velikost zátěže

Postupujeme stejně jako pro zátěžový odpor. Derivací vyjdou dvě hodnoty s rozdílným znaménkem, výslednou ideální zátěží tedy je

$$R_{z_{id}} = \frac{\sqrt{R_1 R_2 (\omega^2 k^2 L_1 L_2 + R_1 R_2)}}{R_1}. \quad (3.10)$$

V případě, kdy by funkce $\eta(R_z)$ konvergovala pro $R_z \rightarrow \infty$, by byl proud přijímačem nulový a nebyl by dodáván žádný výkon, platí tedy (3.10).

Odpor vinití cívek

Derivací nenajdeme pro R_1 žádný výsledek, pro R_2 pouze záporný. Konvergence v nekonečnu by neumožnila protékání proudu a přenášení výkonu. Funkce $\eta(R_1)$ i $\eta(R_2)$ jsou rostoucí, ideální je tedy mít R_1 a R_2 co nejmenší možné.

■ Pracovní frekvence

Derivací najdeme pouze $\omega = 0$, kdy je účinnost nulová. Zkusíme najít maximum pomocí limity a zjistíme, že $\eta(\omega)$ konverguje v nekonečnu:

$$\lim_{\omega \rightarrow \infty} \frac{d\eta}{d\omega} = \frac{R_z}{R_2 + R_z}. \quad (3.11)$$

Pro $\omega \rightarrow \infty$ tedy účinnost nezávisí na koeficientu vazby cívek ani na odporu vinutí vysílací cívky, ale pouze na odporu přijímací cívky a zátěže. Při nekonečné frekvenci zdrojového napětí by se nikdy nenabíla vysílací cívka, takže by obvodem netekl proud, který by způsoboval ztráty, zároveň by se však nepřenese žádný výkon. Účinnost roste s pracovní frekvencí, zároveň se však snižuje přenášený výkon, což je vidět na obrázku 3.2.

■ Koeficient vazby

Derivací $\eta(k)$ a limitou pro $k \rightarrow 1$ zjistíme, že $\eta(k)$ je rostoucí funkce pro všechna $k > 0$. Největší možný koeficient vazby je $k = 1$, takže této hodnotě se chceme co nejvíce přiblížit. Omezením je vzdálenost a velikost cívek a okolní prostředí.

■ 3.3 Přenášený výkon

Dosažením proudu i_2 do vzorce (3.1) a rozepsáním impedancí získáme výkon přenesený do zátěže jako

$$P_z = \frac{\omega^2 k^2 R_z L_1 L_2 u_1^2}{\left[\frac{R_2 + R_z}{\omega C_1} + (R_2 + R_z) \omega L_1 \right]^2 + [R_1 (R_2 + R_z) + \omega^2 k^2 L_1 L_2]^2} \quad (3.12)$$

■ Kompenzační impedance vysílače

Pomocí derivace najdeme vrchol funkce $P_z(C_1)$ a odtud získáme ideální velikost kompenzačního kondenzátoru C_1 pro dosažení maximálního výkonu. Zjistíme, že toho dosáhneme pro $X_{C1} = -X_{L1}$, čímž se výraz pro výkon zjednoduší na

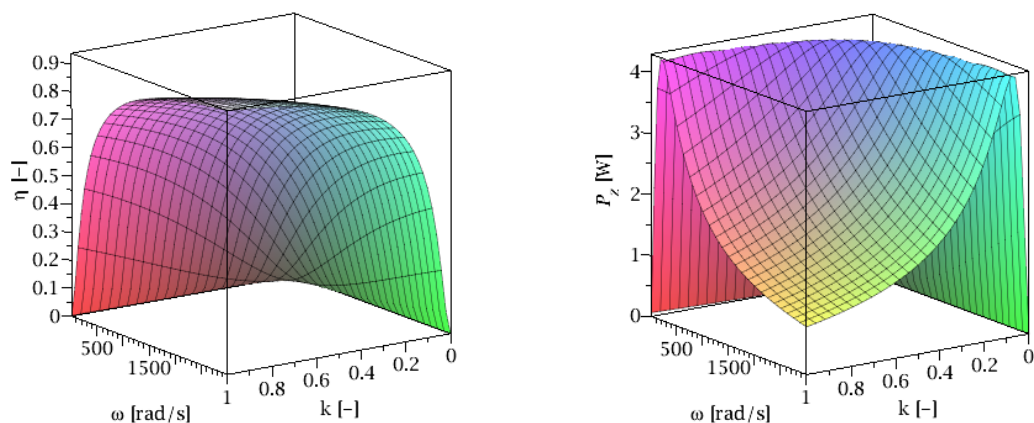
$$P_z = \frac{\omega^2 k^2 L_1 L_2 R_z u_1^2}{[R_1 (R_2 + R_z) + \omega^2 k^2 L_1 L_2]^2}. \quad (3.13)$$

■ Pracovní frekvence a koeficient vazby

Pro maximalizaci přenášeného výkonu je vhodná jiná pracovní frekvence i vazba cívek než jaká by odpovídala největší účinnosti. Z derivací funkcí $P_z(\omega)$ a $P_z(k)$ získáme hodnoty pro maximální přenášený výkon jako

$$k_{Pmax} = \frac{\sqrt{L_1 L_2 R_1 (R_2 + R_z)}}{\omega L_1 L_2}, \quad (3.14)$$

$$\omega_{Pmax} = \frac{\sqrt{L_1 L_2 R_1 (R_2 + R_z)}}{k L_1 L_2}. \quad (3.15)$$



Obrázek 3.2: Příklad průběhu účinnosti a výkonu

Po dosažení těchto hodnot tak získáme maximální možný výkon přenášený na zátěž jako

$$P_{zmax} = \frac{R_z u_1^2}{4R_1(R_2 + R_z)}. \quad (3.16)$$

Odtud je zřejmé, že pracovní body pro optimální účinnost a výkon se liší. Na obrázku 3.2 jsou pro ilustraci zobrazeny průběhy výkonu a účinnosti v závislosti na frekvenci a koeficientu vazby pro konkrétní příklad obvodu s optimální velikostí zátěžového odporu podle vztahu (3.10).

Kapitola 4

Návrh obvodu pro přenos energie přechodným dějem

Tato kapitola je věnována návrhu a popisu obvodu, který přenáší energii mezi induktivně vázanými cívkami pomocí přechodných dějů. Je zde nastíněn princip takového přenosu. Následně je použit podobný postup jako v předchozí kapitole, kdy jsou sestaveny obvodové rovnice, ze kterých jsou odvozeny parametry přenosu a definovány požadavky na obvod.

4.1 Motivace

Při přenosu energie mezi cívkami v harmonickém ustáleném stavu se do přijímače přenesou vždy pouze část energie, která protéká vysílačem. Přes vysílací cívku tak teče větší proud, než jaký by odpovídal přenesené energii, a způsobuje větší výkonové ztráty na odporu vinutí. Energie vázaná v cívce daná protékajícím proudem je uložena ve formě magnetického pole, a kdybychom dokázali tuto energii z cívky vyvázat všechnu, snížíme ztráty na vinutí cívky způsobené přeléváním energie, která se nevyváže.

Postavme si dvě vázané cívky L_1 a L_2 , které jsou zapojené v proudových smyčkách bez dalších prvků, kdy do L_1 pouštíme stejnosměrný proud. Na druhé cívce se neindukuje žádné napětí - změna proudu první cívkou je nulová. Rozpojením proudové smyčky s cívkou L_1 znemožníme protékání proudu, ten poklesne na nulu a na cívce L_2 se naindukují napětí podle rovnice (2.2). Pro ideální cívky s indukčností L_1 , L_2 a nulovými parazitními odpory a kapacitami bychom mohli spočítat přenos energie převedením vztahu (2.2) pro indukci napětí na vázané cívce Laplaceovou transformací:

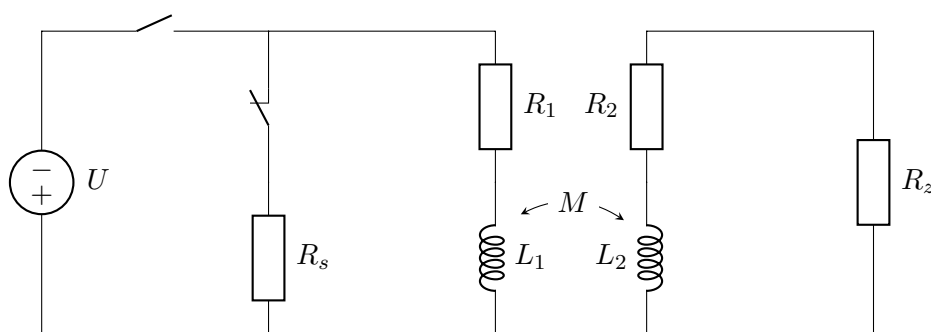
$$U_2(s) = M(sI_1(s) - i_1(0_-)), \quad (4.1)$$

kde $I_1(s)$ je obraz proudu vysílací cívkou v $t > 0$ a jelikož $i_1(t) = 0$ pro $t > 0$, platí $I_1(s) = 0$, a kde $i_1(0_-)$ je hodnota proudu před odpojením cívky L_1 . Jelikož proud vysílací cívkou v čase $t > 0$ je nulový, výraz se zjednoduší na

$$U_2(s) = -Mi_1(0_-) \quad (4.2)$$

a převedením zpět do časové oblasti získáme

$$u_2(t) = -\delta(t)Mi_1(0_-). \quad (4.3)$$



Obrázek 4.1: Obvod pro přenos energie v přechodovém režimu

Odsud můžeme spočítat proud procházející přijímací cívkou po přenesení energie, což znamená v čase $t = 0_+$, kdy už je indukované napětí $u_2(t) = 0$:

$$i_2(0_+) = \frac{1}{L_2} \int_{0_-}^{0_+} u_2(t) dt = -k \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} i_1(0_-). \quad (4.4)$$

Z proudu přijímací cívkou L_2 v čase $t = 0_+$ zjistíme energii v ní uloženou podle vzorce

$$E_2(t) = \frac{1}{2} L_2 i_2^2(t). \quad (4.5)$$

Stejným způsobem spočítáme vloženu energii E_1 , která byla v cívce L_1 uložena v čase $t = 0_-$, a porovnáme ji s energií E_2 v cívce L_2 v čase $t = 0_+$:

$$E_1(0_-) = \frac{1}{2} L_1 i_1^2(0_-), \quad (4.6)$$

$$E_2(0_+) = \frac{1}{2} L_2 \left(k \sqrt{\frac{L_1}{L_2}} i_1^2(0_+) \right) = \frac{k^2}{2} L_1 i_1^2(0_+). \quad (4.7)$$

Vidíme, že platí $E_2(0_+) = k^2 E_1(0_-)$. Koeficient k udává, jakou část magnetického toku mají cívky společnou, vidíme tedy, že všichni společný magnetický tok se zachytí na přijímací cívce a pro $k = 1$ bude účinnost přenosu $\eta = 1$. Neřešíme zde, co se stane se zbytkem energie $E_1(0_-) - E_2(0_+)$, ta se musí naindukovat zpět na cívku L_1 . Stejně tak zanedbáváme reálné vlastnosti prvků - vnitřní odpory cívek.

4.1.1 Návrh obvodu

V praxi se s ideálními součástkami nesečkáme, musíme tedy zvážit dopady reálných vlastností. První budou samozřejmě odpory vinutí cívek, které způsobí ztráty výkonu. Problémem bude také to, že při koeficientu vazby cívek $k < 1$ se část energie magnetického pole nevyváže do přijímací cívky a bude mít tendenci indukovat napětí na vysílací cívce. Pokud by skrz vysílací cívku nevedla žádná proudová smyčka, energie by neměla kam uniknout, indukovalo by se velké napětí a mohlo by prorazit vedení cívky. Přidáme tedy svodový odpor, přes který se vysílací cívka může vybíjet. Schéma zapojení pak vidíme na obrázku 4.1.

Pracovní cyklus obvodu si rozdělíme do dvou částí, nabíjecí a přenosové. V nabíjecí fázi je cívka L_1 pomocí spínačů zapojena na zdroj U , který v ní bude budit proud $i_1(t)$.

V čase τ přepneme přepínači vysílací cívku na svodový odpor R_s a energie vázaná v cívce L_1 se v přechodovém ději vyváže na cívku L_2 . Přechodový děj prohlásíme za dokončený v čase T , kdy už bude obvod téměř ustálený a proudy cívkami budou zanedbatelné. Tím končí perioda pracovního cyklu a spínač opět přepneme na zdroj U .

Práce obvodu tak nebude popsatelná jednou funkcí jako v případě přenosu v harmonickém ustáleném stavu. Pro každou část pracovního cyklu musíme vytvořit nový model a výsledek pak složit dohromady.

4.2 Nabíjecí část cyklu

Nejefektivnějšího nabíjení cívky bychom dosáhli ideálním proudovým zdrojem, kdy by bylo nabití na požadovaný proud okamžité a ztráty na odporech nulové. Ideální proudový zdroj ale postavit neumíme, nejlepší aproximace pro náš účel je tvrdý zdroj velkého napětí. Budeme tedy počítat se vztahy pro nabíjení pro obecný průběh napětí $u_1(t)$ připojeného na vysílací cívku. Zapojení pro nabíjecí část pracovního cyklu pak můžeme popsat rovnicemi

$$u_1(t) = i_1(t)R_1 + L_1 \frac{di_1(t)}{dt} + M \frac{di_2(t)}{dt}, \quad (4.8)$$

$$0 = i_2(t)(R_2 + R_z) + L_2 \frac{di_2(t)}{dt} + M \frac{di_1(t)}{dt}. \quad (4.9)$$

Budeme předpokládat, že od předchozího cyklu uběhl dostatek času na to, aby se přechodný děj přenosové fáze téměř ztratil a počáteční proud cívkami můžeme zanedbat, tzn. $i_1(0) = 0$ a $i_2(0) = 0$. Pak tyto rovnice převedeme Laplaceovou transformací na

$$\frac{U_1(s)}{s} = I_1(s)(R_1 + sL_1) + sI_2(s)M, \quad (4.10)$$

$$0 = I_2(s)(R_2 + R_z + sL_2) + sI_1(s)M. \quad (4.11)$$

Odtud vyjádříme obrazy $I_1(s)$ a $I_2(s)$ proudů $i_1(t)$ a $i_2(t)$ jako

$$I_1(s) = \frac{U_1(s)(sL_2 + R_2 + R_z)}{s^3(L_1L_2 - M^2) + s^2(L_1R_2 + L_1R_z + L_2R_1) + s(R_2 + R_z)R_1}. \quad (4.12)$$

$$I_2(s) = \frac{-U_1(s)M}{s^2(L_1L_2 - M^2) + s(L_1R_2 + L_1R_z + L_2R_1) + (R_2 + R_z)R_1}. \quad (4.13)$$

V nějakém čase τ , ve kterém ukončíme nabíjecí část cyklu a přejdeme na přenosovou část, chceme mít cívku L_1 protékanou nějakým proudem $i_1(\tau)$. Spolu se změnou proudu vysílací cívkou se při nabíjení podle vzorce (2.2) indukuje napětí na přijímací cívce, kterou tak také začíná protékat proud. Z rovnic (4.12) a (4.13) provedením inverzní Laplaceovy transformace získáme proud $i_1(t)$ vysílací cívkou a $i_2(t)$ přijímací cívkou.

V části 4.4 ukážeme, že pro nabíjecí část pracovního cyklu bude proudová smyčka na přijímací rozpojena a proud $i_2(t)$ tak bude po dobu nabíjení nulový. Nyní to znamená, že nemusíme počítat energii spotřebovanou na zátěži a uloženou při nabíjení do přijímací cívky. Stačí tak spočítat účinnost nabíjení jako

$$\eta_m = \frac{E_{L_1}(\tau)}{E_{L_1}(\tau) + E_{R_1}(\tau)}, \quad (4.14)$$

kde $E_{L_1}(\tau)$ je energie vázaná v cívce L_1 podle (4.5) a $E_{R_1}(\tau)$ je energie ztracená na odporu vinutí cívky L_1 získaná ze vzorce

$$E_{R_1}(\tau) = \int_0^\tau i_1^2(t) R_1 dt. \quad (4.15)$$

4.3 Přenosová část cyklu

Pro zjednodušení vzorců budeme počítat s počátkem přenosové fáze v čase $t = 0$ a koncem v čase $t = \tau_p$. Za počáteční podmínku $i_1(0)$ tak vezmeme $i_1(\tau)$ z výpočtů nabíjecí fáze, počáteční podmínku $i_2(0)$ považujeme za nulovou.

Pro popis vybíjení vysílací cívky a přenosu energie na přijímačovou část obvodu použijeme rovnice

$$i_1(t)(R_s + R_1) + L_1 \frac{di_1(t)}{dt} + M \frac{di_2(t)}{dt} = 0, \quad (4.16)$$

$$i_2(t)(R_z + R_1) + L_2 \frac{di_2(t)}{dt} + M \frac{di_1(t)}{dt} = 0, \quad (4.17)$$

které převedeme na jejich Laplaceovy obrazy:

$$I_1(s)(R_s + R_1 + sL_1) + sI_2(s)M - L_1 i_1(0) = 0, \quad (4.18)$$

$$I_2(s)(R_z + R_2 + sL_2) + sI_1(s)M - M i_1(0) = 0. \quad (4.19)$$

Odtud úpravou získáme Laplaceovy obrazy $I_1(s)$ a $I_2(s)$ proudu $i_1(t)$ a $i_2(t)$ jako

$$I_1 = \frac{i_1(0)[sL_1L_2 - sM^2 + L_1(R_2 + R_z)]}{s^2(L_1L_2 - M^2) + s[L_1(R_2 + R_z) + L_2(R_1 + R_s)] + (R_1 + R_s)(R_2 + R_z)}, \quad (4.20)$$

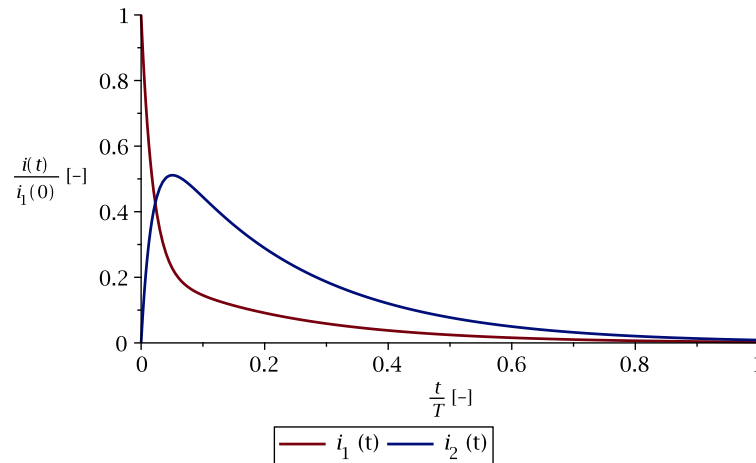
$$I_2 = \frac{i_1(0)M(R_1 + R_s)}{s^2(L_1L_2 - M^2) + s[L_1(R_2 + R_z) + L_2(R_1 + R_s)] + (R_1 + R_s)(R_2 + R_z)}. \quad (4.21)$$

Z obrazů inverzní Laplaceovou transformací získáme průběhy proudů $i_1(t)$ a $i_2(t)$. Odtud můžeme určit účinnost přenosu energie do zátěže jako poměr energie spotřebované na zátěži do doby ukončení přechodového děje τ_p a energie uložené v cívce L_1 v době přepnutí:

$$\eta_p = \frac{E_{R_z}(\tau_p)}{E_{L_1}(0)}. \quad (4.22)$$

Za počáteční energii uloženou ve vysílací cívce při přepnutí z nabíjecí fáze $E_L(0)$ dosadíme podle vzorce (4.5) a energii spotřebovanou zátěží do zániku přechodového děje $E_{R_z}(\tau_p)$ získáme upraveným vztahem (4.15). Pro $\tau_p \rightarrow \infty$ pak účinnost přenosové části vychází

$$\eta_p = \frac{k^2 L_2 R_z (R_s + R_1)}{(R_2 + R_z)[L_1(R_2 + R_z) + L_2(R_s + R_1)]}. \quad (4.23)$$



Obrázek 4.2: Příklad průběhu proudů

4.3.1 Časový průběh přenosu

Z rovnic (4.20) a (4.21) jsme inverzní Laplaceovou transformací získali časové průběhy proudů $i_1(t)$ a $i_2(t)$, které byly složeny z několika exponenciálních funkcí. Teď je můžeme zjednodušeně přepsat jako

$$i_1(t) = K_1 e^{-t\alpha_1} + K_2 e^{-t\alpha_2}, \quad (4.24)$$

$$i_2(t) = K_3 (e^{-t\alpha_1} - e^{-t\alpha_2}), \quad (4.25)$$

kde koeficienty K_1 , K_2 a K_3 jsou dané hodnotami obvodových prvků a lineárně rostou s počátečním proudem $i_1(\tau)$. Útlumové koeficienty α_1 a α_2 jsou rovněž definované parametry obvodu. Na obrázku 4.2 jsou zobrazeny příklady průběhů proudů $i_1(t)$ a $i_2(t)$ pro konkrétní obvod. Proud přijímací cívkou je rozdíl dvou klesajících exponenciálních funkcí, které se v čase $t = 0$ odečtou na nulu. Odečítaná exponenciální funkce klesá rychleji, proto proud naroste, a v době, kdy $e^{-t\alpha_2}$ klesne k nule začíná proud opět klesat a platí $i_2(t) \doteq K_3 e^{-t\alpha_1}$. Znamená to tedy, že $\alpha_2 > \alpha_1$, protože v opačném případě by proud přijímací částí obvodu nabýval záporných hodnot, což by pro naše obvodové rovnice (4.10) a (4.11) díky vztahu (2.2) znamenalo, že ve vysílací cívce roste proud.

Podobně proud vysílací cívkou je součet dvou klesajících exponenciálních funkcí, z nichž jedna klesá rychleji, a od určitého času můžeme proud zaokrouhlit na $i_1(t) \doteq K_1 e^{-t\alpha_1}$.

Délka přechodového jevu

Když víme, že proudy obvodem se chovají přibližně jako exponenciálně tlumené, můžeme zjistit, po jaké době se přechodový jev utlumí na zanedbatelnou úroveň. Oba proudy mají stejný koeficient tlumení α_1 . Pro poměr a počáteční a koncové hodnoty funkce $e^{-t\alpha_1}$ v čase t_1 a t_2 máme vzorec

$$a = \frac{e^{-t_1\alpha_1}}{e^{-t_2\alpha_1}}. \quad (4.26)$$

Dosažením $t_1 = 0$ a $t_2 = \tau_p$ a úpravou získáme

$$\tau_p = \frac{\ln a}{\alpha_1}. \quad (4.27)$$

Čas τ_p je potřebná délka přenosové fáze pro útlum přechodného děje na a^{-1} -násobek původní hodnoty. Proud vysílačem $i_1(t)$ klesne dříve díky složce $K_1 e^{-t\alpha_2}$, která přispívá pouze na začátku přechodného děje. Proud i_2 se ve skutečnosti utlumí méně, protože zpočátku ho snižuje složka $-e^{-t\alpha_2}$. Pro zvětšující se svodový odpor R_s však bude tento vliv menší, a jak bude později ukázáno, R_s bude volen velký.

Koeficient útlumu α_1 je z parametrů obvodu vyjádřen jako

$$\alpha_1 = -\frac{\sqrt{R_a^2 + 4(k^2 - 0.5)R_a R_b + R_b^2} + R_a + R_b}{(2k^2 - 2)L_1 L_2}, \quad (4.28)$$

kde R_a a R_b jsou celkové odpory na straně vysílače a přijímače definované jako $R_a = R_1 + R_s$ a $R_b = R_2 + R_z$. Odtud zjistíme čas τ_p potřebný k útlumu přechodových dějů na a^{-1} původní hodnoty.

4.4 Celý pracovní cyklus

Pro minimalizaci ztrát na vedeních cívek musí být nabíjení co nejrychlejší, to znamená co největším napětím U . Potom je úbytek napětí $u_{R_1}(t)$ na odporu R_1 zanedbatelný oproti úbytku $u_{L_1}(t)$ na cívce L_1 v celém časovém průběhu $0 < t < \tau$ a průběh proudu na cívce L_1 můžeme považovat za téměř lineární. Pokud stejně tak považujeme $u_{R_2}(t)$ a $u_{R_z}(t)$ za zanedbatelné oproti $u_{L_2}(t)$ a $u_M(t)$, můžeme $i_2(\tau)$ vyjádřit jako

$$i_2(\tau) = \frac{1}{L_2} \int_0^\tau u_2(t) dt, \quad (4.29)$$

kam dosadíme za $u_2(t)$ podle vztahu (2.2) pro napětí indukované na vázané cívce a získáme

$$i_2(\tau) = \frac{M}{L_2} i_1(\tau). \quad (4.30)$$

Při přechodu z nabíjecí do přenosové části pracovního cyklu se otáčí napětí na vysílací cívce, a zatímco při nabíjení proud roste, při vybíjení klesá. To způsobí změnu znaménka derivace proudu vysílací cívkou, a tedy napětí indukovaného na přijímací cívce podle vzorce (2.2). Zatímco před přepnutím bude cívkou L_2 téct proud $i_2(\tau)$, po přepnutí bude mít cívka L_1 snahu vybudit v cívce opačný proud, čímž bude klesat podíl energie dopravený do zátěže. Řešením je rozpojit zátěž R_z od cívky L_2 při nabíjecí fázi, aby nebylo možné vybudit proud přijímačem, který by snižoval účinnost přenosu, a splníme tak předpoklad pro výpočty v předchozích částech.

Energie tedy jde do zátěže jen v přenosové části pracovního cyklu, čímž se zjednoduší výpočet celkové účinnosti na

$$\eta = \eta_n \eta_p, \quad (4.31)$$

kde η_n je efektivita nabíjecí fáze podle vzorce (4.14) a η_p je efektivita přenosové fáze podle vzorce (4.22).

Pro konstantní nabíjecí napětí U můžeme nabíjení obvodu popsat diferenciální rovnicí

$$U = i_1(t)R_1 - L_1 \frac{di_1(t)}{dt}. \quad (4.32)$$

Při předpokladu $u_{R_1}(t) \ll u_{L_1}(t)$ je řešením rovnice

$$i_1(t) = -\frac{U}{L_1}t. \quad (4.33)$$

Odtud získáme energii E_{R_1} ztracenou na odporu během nabíjení jako

$$E_{R_1} = \int_0^\tau i_1^2(t)R_1 dt = \frac{R_1 U^2 \tau^3}{3L_1^2}, \quad (4.34)$$

Dosazením do vzorce (4.14) a úpravou získáme účinnost nabíjení

$$\eta_m = \frac{L_1}{L_1 + \frac{2}{3}R_1\tau}. \quad (4.35)$$

Celková účinnost ze vzorce (4.31) tak vyjde

$$\eta = \frac{L_1 M^2 R_z (R_s + R_1)}{(L_1 + \frac{2}{3}R_1\tau) \left\{ L_1 (R_2 + R_z) [L_1 (R_2 + R_z) + L_2 (R_s + R_1)] \right\}}. \quad (4.36)$$

4.5 Optimální hodnoty obvodových prvků

Podobně jako pro obvod v harmonickém ustáleném stavu můžeme určit parametry obvodových prvků, pro které dosáhneme maximální účinnosti.

Jak vidíme ze vzorce (4.35), nabíjecí část pracovního cyklu nám vnese požadavky pouze na co nejmenší odpor vinutí vysílací cívky R_1 a na co nejkratší čas nabíjení τ .

Velikost zátěže

Ideální velikost zátěžového odporu zjistíme nalezením maxima účinnosti ze vztahu (4.23) v závislosti na R_z . Zderivujeme tedy η_p podle R_z a najdeme maximální hodnotu funkce $\eta_p(R_z)$, což je hodnota R_z pro maximální účinnost vyjádřená pomocí ostatních prvků:

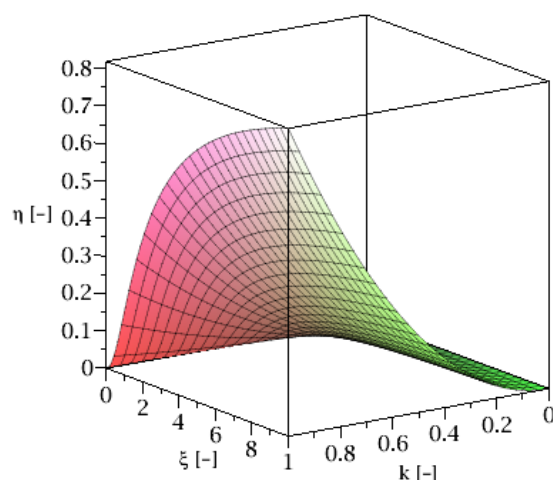
$$R_z = \frac{\sqrt{L_1 R_2 (L_2 R_s + L_2 R_1 + L_1 R_2)}}{L_1}. \quad (4.37)$$

Velikost svodového odporu

Podobně zkusíme odvodit ideální hodnotu svodového odporu, ale nezískáme žádné řešení $R_s > 0$. Je to proto, že η_p konverguje pro $R_s \rightarrow \infty$:

$$\lim_{R_s \rightarrow \infty} \eta_p = \frac{k^2 R_z}{R_2 + R_z}. \quad (4.38)$$

Výsledek odpovídá vzorci (4.7), kde jsme nepočítali s odporem R_2 . Pro velikost svodového odporu R_s však ještě musíme vzít v potaz vybíjení nepřenesené energie na straně přijímače. Ta část energie, která se nevyváže do přijímací cívky, se v přenosové fázi naindukují na vysílací cívku, a pokud by byl svodový odpor příliš velký a proud skrz něj příliš malý, mohlo by naindukované napětí prorazit vedení. Nemůžeme tedy zvolit R_s nekonečně velké, ale takové, aby i při minimálním k tekl cívku L_1 dostatečně velký proud na vybití nevyužité energie bez nahromadění nebezpečně velkého napětí.



Obrázek 4.3: Účinnost přenosové fáze

■ Vyjádření parametrem ξ

Dosažením ideálního R_z ze vztahu (4.37) do vztahu pro účinnost přenosové fáze (4.23) a úpravou získáme vztah

$$\eta = \frac{k^2 \xi^2 \sqrt{\xi^2 + 1}}{(1 + \sqrt{\xi^2 + 1})(1 + \xi^2 + \sqrt{\xi^2 + 1})}, \quad (4.39)$$

kde k je koeficient vazby cívek L_1 a L_2 a ξ je bezrozměrná veličina definovaná jako

$$\xi = \sqrt{\frac{(R_s + R_1)L_2}{L_1 R_2}}. \quad (4.40)$$

Ze vztahu (4.39) vidíme, že největší účinnosti $\eta(k)$ dosáhneme pro $k = 1$ a že účinnost bude klesat s druhou mocninou k . Na obrázku 4.3 vidíme průběh účinnosti v závislosti na koeficientu vazby a parametru ξ .

Chceme zjistit ideální velikost parametru ξ . Extrém funkce $\eta(\xi)$ najdeme pouze v nule, kde je účinnost nejnižší, zjistíme tedy konvergenci v limitě:

$$\lim_{\xi \rightarrow \infty} \eta = k^2. \quad (4.41)$$

Z parametru ξ teď můžeme určit ideální velikosti jednotlivých obvodových prvků. Předpokládáme, že odpor cívky roste lineárně s indukčností. Pak můžeme parametr ξ vyjádřit jako

$$\xi = \sqrt{\frac{\rho_1 L_1 + R_s}{\rho_2 L_1}}, \quad (4.42)$$

kde ρ_1 , ρ_2 představují poměry odporů R_1 , R_2 a indukčností L_1 , L_2 . Ze vztahu (4.42) vidíme, že pro dosažení maximálního ξ chceme mít co nejmenší odpor R_2 přijímací cívky.

Zdálo by se, že odpor R_1 vysílací cívky chceme velký, ale tím bychom šli proti požadavku na účinnost nabíjecí fáze a o co bude R_1 menší, o to může být větší svodový odpor R_s , aniž bychom změnili chování při vybíjení nevyvázané energie z vysílací cívky. Podobně to vypadá, že s větší indukčností vysílací cívky L_1 bude parametr ξ a tedy i účinnost klesat, ale musíme si uvědomit, že svodový odpor R_s volíme podle energie uložené v cívce kvůli vybíjení, a jeho velikost tedy musíme lineárně zvětšovat s L_1 . Jediný další požadavek na obvod tak bude minimalizace odporu vinutí přijímací cívky R_2 .

4.6 Přenášený výkon

Výkon přenášený obvodem spočítáme jako energii přenesenou do zátěže za jeden pracovní cyklus vzorcem

$$P_z = \frac{E_{L_1}(\tau)\eta_p}{T}, \quad (4.43)$$

kde $E_{L_1}(\tau)$ je energie uložená v cívce při přepnutí na přechodovou fázi podle vzorce (4.5), η_p je účinnost, s jakou je uložená energie přenesena do zátěže, a T je perioda pracovního cyklu a platí $T = \tau + \tau_p$, kde τ doba nabíjení a τ_p je trvání přenosové fáze.

Vloženou energii E_{L_1} získáme z proudu protékajícího cívkou na začátku přenosové fáze $i_1(\tau)$, který známe ze vzorce (4.33). Dosazením do vzorce (4.43) tak získáme

$$P_z = \frac{U^2\tau^2 R_z(R_1 + R_s)L_2k^2}{2L_1[L_1(R_2 + R_z) + L_2(R_1 + R_s)](R_2 + R_s)(\tau + \tau_p)}. \quad (4.44)$$

Ze vztahu vidíme, že přenášený výkon roste s druhou mocninou nabíjecího napětí U . Derivací najdeme maximum funkce $P_z(\tau)$ a zjistíme, že ideální doba nabíjení je stejná jako doba přenosové fáze, tedy $\tau = \tau_p$ a $T = 2\tau_p$. Potřebnou dobu přenosové fáze pro daný útlum máme připravenou ve vzorcích (4.27) a (4.28). Dosazením získáme přenášený výkon jako

$$P_z = \frac{k^2U^2 R_z(R_1 + R_s)L_2 \ln a}{4\alpha_1 L_1 [L_1(R_2 + R_z) + L_2(R_1 + R_s)](R_2 + R_z)} \quad (4.45)$$

4.7 Diskuze

Dle vzorce (4.41) vidíme, že maximální možná účinnost přenosu v obvodu na obrázku 4.1 dosahuje $\eta = k^2$. Oproti tomu účinnost harmonického přenosu v systému s těsnou vazbou, ke kterému jsme se zde snažili nalézt alternativu, lze při špatném koeficientu vazby zlepšit zvětšením pracovní frekvence ω , a tedy zvětšením činitelů jakosti cívek Q_1, Q_2 , což vidíme na obrázku 3.2. Výsledkem tak je, že zatímco při typickém koeficientu vazby $k = 0.5$ [7] dosahuje přenos v harmonickém režimu kolem $\eta = 60\%$ [14] pro celý systém, zde navržený přenosový obvod, tedy pouze vysílač a přijímač, by v případě ideálních cívek dosáhl maximálně $\eta = 25\%$. Je to dáno tím, že při rozepnutí vysílací cívky není možné navázat větší část magnetického pole, ve kterém je energie uložena. V následující kapitole bude navržena metoda, která by mohla toto omezení odstranit.

Výhodou přenosu pomocí přechodových dějů je to, že vstupní napětí pro vysílací cívku je stejnosměrné. Pro vybuzení proudu vysílačem v nabíjecí části pracovního cyklu

by stačil stejnosměrný zdroj a vyrovnávací kondenzátor, čímž se zbavíme ztrát na DC/AC konvertoru.

Při přenosu v harmonickém ustáleném stavu je na výstupu přijímače střídavý signál, který se snadno zpracuje na obvykle požadovaný stejnosměrný proud s dobrou účinností. V případě přechodového děje je však podle rovnice (4.25) a obrázku 4.2 výstupní napětí na zátěži složené z jedné exponenciálně rostoucí a jedné exponenciálně tlumené složky, kdy po chvíli převládne tlumená exponenciála. Pro efektivní využití takového signálu by bylo potřeba použít nábojovou pumpu, která by při doznívající exponenciále nedokázala využít všechnu energii. V kapitole 6 bude naznačen způsob, kterým bychom se potřeby konverze exponenciály mohli zbavit tak, aby byl výstup obvodu z obrázku 4.1, stejně jako jeho vstup, stejnosměrný.

Kapitola 5

Reaktivní svodový prvek

V předchozí kapitole jsme zjistili, že účinnost přenosu v obvodu z obrázku 4.1 je limitována na druhou mocninou koeficientu vazby díky tomu, že při okamžitém vypojení vysílací cívky se na přijímací cívku naváže jen část magnetického pole, a tedy energie. Okamžité rozpojení zde představovalo přepojení nabitě cívky na velký svodový odpor R_s , který rychle utlumil proud vysílací cívku. Nyní zkusíme nahradit svodový odpor nějakým jiným prvkem, který by umožnil efektivnější vybití energie vysílače. Tento prvek (nebo i složitější obvod) bude mít nějakou voltampérovou charakteristiku, můžeme ho tak reprezentovat jako zdroj napětí s nějakým časovým průběhem, který nazveme kompenzační zdroj $u_k(t)$.

5.1 Proud v obvodu

S použitím zdroje $u_k(t)$ můžeme upravit obvodové rovnice přenosové části pracovního cyklu (4.16) a (4.17) na

$$i_1(t)R_1 + L_1 \frac{di_1(t)}{dt} + M \frac{di_2(t)}{dt} - u_k(t) = 0, \quad (5.1)$$

$$i_2(t)(R_z + R_2) + L_2 \frac{di_2(t)}{dt} + M \frac{di_1(t)}{dt} = 0. \quad (5.2)$$

Ve dvou rovnicích (5.1) a (5.2) teď máme tři funkce s neznámým časovým průběhem $i_1(t)$, $i_2(t)$ a $u_k(t)$. Abychom byli schopni rovnice vyřešit pro proudy $i_1(t)$ a $i_2(t)$ a zjistit energii doručenou na zátěž a dodanou kompenzačním zdrojem, musíme se jedné funkce času zbavit. Průběh $u_k(t)$ budeme aproximovat pomocí N skoků podle

$$u_k(t) = \sum_{n=1}^N c_n \left(\mathcal{H}\left(t - \frac{(n-1)T}{N}\right) - \mathcal{H}\left(t - \frac{nT}{N}\right) \right). \quad (5.3)$$

Potom budeme řešit, pro jaké koeficienty c_n je účinnost, respektive přenesená energie E_z maximální, a získáme aproximaci požadovaného průběhu $u_k(t)$, odkud můžeme odvodit ideální voltampérovou charakteristiku kompenzačního obvodu.

Celkový proud vysílačem $i_1(t)$ a přijímačem $i_2(t)$ získáme sečtením dílčích proudů

$$i_1(t) = i_{1p}(t) + \sum_{n=1}^N i_{1k_n}(t), \quad (5.4)$$

$$i_2(t) = i_{2p}(t) + \sum_{n=1}^N i_{2k_n}(t). \quad (5.5)$$

Funkce $i_{1p}(t)$, $i_{2p}(t)$ představují proudy obvodem bez kompenzačního zdroje. Funkce i_{1k_n} a i_{2k_n} pro $n \in \{1, N\}$ jsou proudy způsobené n -tým skokem kompenzačního napětí $u_k(t)$ a získáme je úpravou rovnice (5.1) na

$$i_1(t)R_1 + L_1 \frac{i_1(t)}{dt} - M \frac{i_2(t)}{dt} - c_n \left(\mathcal{H}\left(t - \frac{(n-1)T}{N}\right) - \mathcal{H}\left(t - \frac{nT}{N}\right) \right) = 0, \quad (5.6)$$

tedy tak, že kompenzační napětí $u_k(t)$ nahradíme jeho n -tou částí $u_{k_n}(t)$ podle (5.3). Umíme spočítat Laplaceův obraz této části jako

$$U_{k_n}(s) = \frac{c_n(e^{-\frac{(n-1)sT}{N}} - e^{-\frac{nsT}{N}})}{s}. \quad (5.7)$$

Získáme tedy obrazy $I_1(s)$ a $I_2(s)$ proudů $i_1(t)$ a $i_2(t)$:

$$I_1(s) = \frac{-U_{k_n}(s)(sL_2 + R_2 + R_z) + i_1(0)[s^2(M - L_1L_2) - L_1(R_2 + R_z)]}{s^3(M - L_1L_2) - s^2[(R_2 + R_z)(L_1 + L_2R_1)] - sR_1(R_2 + R_z)}, \quad (5.8)$$

$$I_2(s) = \frac{U_{k_n}(s)M - i_1(0)MR_1}{s^3(M - L_1L_2) - s^2[(R_2 + R_z)(L_1 + L_2R_1)] - sR_1(R_2 + R_z)}. \quad (5.9)$$

Když dosadíme $U_{k_n}(s) = 0$, získáme obrazy proudů obvodem při nulovém kompenzačním napětí, tedy obrazy $I_{1p}(s)$ a $I_{2p}(s)$ složek proudů vyvolaných počáteční podmínkou cívky. Zbývající členy, které závisí na $U_{k_n}(s)$, jsou tak obrazy $I_{1k_n}(s)$ a $I_{2k_n}(s)$ složek proudů způsobených n -tou částí kompenzačního napětí. Odtud získáme předpis pro původní složky $i_{1p}(t)$ a $i_{2p}(t)$ a pro n -té kompenzační složky $i_{1k_n}(t)$ a $i_{2k_n}(t)$ proudů $i_1(t)$ a $i_2(t)$ v obou částech obvodu.

5.2 Vytvoření soustavy rovnic

Musí platit, že celková energie dodaná kompenzačním zdrojem E_k daná vztahem (5.10) je menší nebo rovna nule.

$$E_k = \int_0^T i_1(t)u_k(t)dt. \quad (5.10)$$

V opačném případě by byla do obvodu dodávána energie v přenosové fázi a výpočet účinnosti by se značně zkomplikoval. Nepožadujeme však, aby kompenzační obvod energii pouze odebíral, je možné, aby měl počáteční podmínku, a tedy na začátku přenosové fáze energii dodával, aby se později opět dobil na původní hodnotu.

Chceme zjistit, pro jaký průběh $u_k(t)$ bude největší možná účinnost η_k podle vzorce (4.22). Sestavíme tedy soustavu N rovnic podle

$$\frac{dE_z}{dc_n} = 0, \quad (5.11)$$

pomocí které najdeme vrchol funkce $E_z(c_1, c_2, \dots, c_N)$, a tím i vrchol účinnosti, která je pouze dodaná energie vydělená konstantní vstupní energií. Zjistíme však, že E_z diverguje

pro všechna c_n , protože s větším kompenzačním napětím roste energie doručená do zátěže, a ačkoli roste i energie dodaná kompenzačním zdrojem, nezadali jsme soustavě žádnou podmínku pro dodržení nulové dodané energie. Soustava tak najde pouze řešení, kde jsou všechna c_n nulová a doručená energie je nejnižší možná. Problém nelze vyřešit ani přidáním další rovnice s podmínkou $E_k = 0$. Je potřeba vytvořit takovou soustavu rovnic, která bude postihovat dodávání energie kompenzačním zdrojem tak, aby funkce měla maximum a byla splněna podmínka $E_k \leq 0$. To splní soustava sestavená z rovnic

$$\frac{d(E_z - E_k)}{dc_i} = 0. \quad (5.12)$$

Není jisté, že takto dojdeme k nejlepšímu možnému výsledku, protože touto soustavou hledáme bod, ve kterém jsou nejmenší možné ztráty na odporech cívek, spíše než bod, ve kterém bude přenesena největší část energie. Předpokládáme, že $E_k < 0$, tedy že kompenzační obvod energii nedodává, ale spotřebovává, a po vyřešení soustavy podmínku zkontrolujeme.

Energii spotřebovanou na zátěži E_z a dodanou kompenzačním zdrojem E_k můžeme ze vztahů (5.3), (5.4) a (5.5) několika úpravami vyjádřit jako

$$E_z = R_z \int_0^T i_{2p}^2(t) + 2i_{2p}(t) \sum_{n=0}^N c_n y_n(t) + \sum_{n=0}^N \left(c_n y_n(t) \sum_{m=0}^N c_m y_m(t) \right) dt, \quad (5.13)$$

$$E_k = \sum_{n=0}^N c_n \left(\int_{\tau_n}^{\tau_{n+1}} i_{1p}(t) + \sum_{m=0}^N c_m x_m(t) dt \right). \quad (5.14)$$

Konstanta τ_i je čas, ve kterém začíná i -tá aproximace funkce $u_k(t)$ a funkce x_i a y_i představují normalizovanou i -tou kompenzační složku proudu podle

$$\tau_i = \frac{(i-1)T}{N}, \quad (5.15)$$

$$x_i(t) = \frac{i_{1k_i}(t)}{c_i}, \quad (5.16)$$

$$y_i(t) = \frac{i_{2k_i}(t)}{c_i}. \quad (5.17)$$

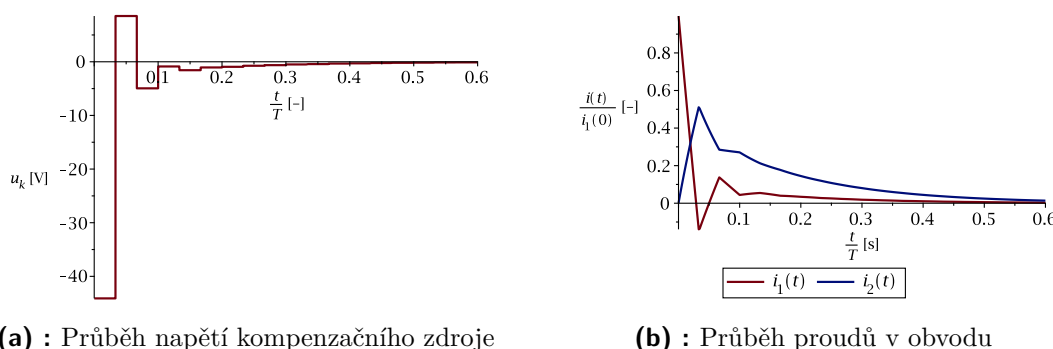
Hledáme derivace těchto energií podle jednotlivých koeficientů c_n . Pomocí několika dalších úprav tak dospějeme ke vztahům

$$\frac{dE_z}{dc_i} = 2R_z \left(\int_0^T i_{2p}(t) y_i(t) dt + \sum_{n=0}^N c_n \int_0^T y_n(t) y_i(t) dt \right), \quad (5.18)$$

$$\frac{dE_k}{dc_i} = \int_{\tau_i}^{\tau_{i+1}} i_{1p}(t) dt + \sum_{n=0}^N \int_{\tau_i}^{\tau_{i+1}} c_n x_n(t) dt + \sum_{n=0}^N \int_{\tau_n}^{\tau_{n+1}} c_n x_i(t) dt. \quad (5.19)$$

Odtud můžeme sestavit soustavu podle (5.12), kterou budeme řešit pomocí matice soustavy jako $AC = B$:

$$\begin{bmatrix} a_{1,1} & a_{1,2} & \cdots & a_{1,N} \\ a_{2,1} & a_{2,2} & \cdots & a_{2,N} \\ \vdots & \vdots & \ddots & \vdots \\ a_{N,1} & a_{N,2} & \cdots & a_{N,N} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} c_1 \\ c_2 \\ \vdots \\ c_N \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} b_1 \\ b_2 \\ \vdots \\ b_N \end{bmatrix} \quad (5.20)$$



(a) : Průběh napětí kompenzačního zdroje

(b) : Průběh proudů v obvodu

Obrázek 5.1: Průběh $u_k(t)$ a $i_1(t)$, $i_2(t)$

Člen $a_{i,j}$ představuje koeficient neznámé c_j v i -té rovnici a b_i je konstantní člen i -té rovnice. Jako výsledek získáme hodnoty c_1, c_2, \dots, c_N , pro které jsou ztráty na odporech cívek minimální. Koeficienty $a_{i,j}$ a b_i získáme podle (5.12) z rovnic (5.18) a (5.19) jako

$$a_{i,j} = 2R_z \int_0^T y_j(t)y_i(t)dt - \left(\int_{\tau_i}^{\tau_{i+1}} x_j(t)dt + \int_{\tau_j}^{\tau_{j+1}} x_i(t)dt \right), \quad (5.21)$$

$$b_i = -2R_z \int_0^T i_{2p}(t)y_i(t)dt + \int_{\tau_i}^{\tau_{i+1}} i_{1p}(t)dt. \quad (5.22)$$

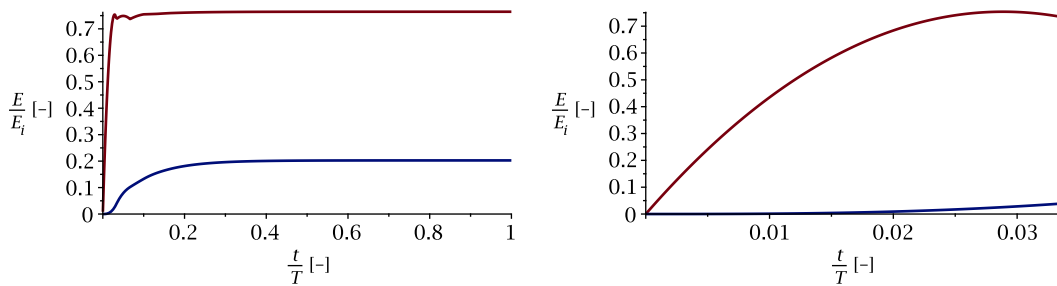
5.3 Řešení soustavy rovnic

Pomocí výrazů (5.21) a (5.22) nyní můžeme sestavit a vyřešit soustavu N rovnic s N neznámými c_n , které představují aproximaci průběhu napětí na kompenzačním zdroji. Řešením soustavy je takový průběh napětí, pro který jsou ztráty v obvodu nejmenší možné. Analytické řešení rovnic je možné, ale nelze z něj vyvodit závěr, protože pro větší N budou výsledky extrémně dlouhé výrazy. Proto byly do soustavy dosazeny konkrétní velikosti obvodových prvků a hodnoty c_n vypočteny číselně.

Po vypočtení soustavy pro $N = 30$ už je rozlišení kompenzačního napětí $u_k(t)$ dostatečné ke zhodnocení výsledků. Stále platí $\eta < k^2$, účinnost je dokonce mírně menší než v případě dosazení velkého svodového odporu do rovnic v kapitole 4, této hodnotě se však s rostoucím N přibližuje.

Na obrázku 5.1 je průběh kompenzačního napětí $u_k(t)$ a proudů $i_1(t)$, $i_2(t)$ pro ideální hodnoty c_1, c_2, \dots, c_{30} zjištěné soustavou rovnic. Z grafů vidíme, že zpočátku je snahou systému maximalizovat odpor kompenzačního obvodu, podobně jako v kapitole 4 se svodovým odporem, aby se maximalizovala změna proudu $i_1(t)$ a tím skrz indukční vazbu vzrostl proud $i_2(t)$. Zároveň se tím velká část energie spotřebuje na kompenzačním prvku a zamezí se ztrátám na odporu vysílací cívky, což se děje i na dalších několika skocích kompenzačního napětí, které mají opačnou polaritu než protékající proud.

Při hledání maxima systému jsme doufali, že se podaří doručit do zátěže podíl energie větší než k^2 . Avšak aby toho obvod dosáhl, musel by znovu nabíjet a vybíjet vysílací cívku. Část energie, která se kvůli nedokonalé magnetické vazbě nemůže zachytit na přijímači, by musel zachytit a využít ji k opětovnému nabití cívky. Je pravděpodobné, že kdybychom nastavili dostatečně velké rozlišení N , takové řešení by se nabídl, podobný postup



(a) : Celý průběh normalizované zachycené energie

(b) : Průběh normalizované energie v první části aproximace $u_k(t)$

Obrázek 5.2: Průběhy zachycené energie

by ale byl příliš náročný na výpočetní výkon. Zároveň by pak v přenosové části pracovního cyklu docházelo opakovaně k nabíjení i přenosu. Místo toho můžeme během přenosové fáze energii zachytit, abychom ji znovu využili při další nabíjecí fázi, a výsledný efektu bude stejný, jako kdyby obvod energii zachycoval a znovu využíval v rámci jednoho cyklu.

Na obrázku 5.2a vidíme normalizovaný průběh energie zachycené na zátěži a na kompenzačním obvodu v celé přenosové fázi, na obrázku 5.2b pak v průběhu první části aproximace kompenzačního napětí, tedy v čase $t \in (0, \tau_1)$. Při porovnání s obrázkem 5.1 vidíme, že při prvním skoku je kompenzační napětí i proud vysílačem největší, díky čemuž na kompenzačním prvku v tomto čase zachytí téměř všechna energie, která se nemůže přenést přes magnetickou vazbu zde nastavenou jako $k = 0,5$. Při zvětšujícím se N roste počáteční velikost kompenzačního napětí c_1 , díky čemuž rychleji klesá proud $i_1(t)$ a účinnost přenosu se přibližuje ideálnímu stavu s $R_s \rightarrow \infty$ podle vztahu (4.7). Zároveň dochází k rychlejšímu zachycení energie, čímž se minimalizují ztráty na odporu cívky R_1 a maximalizuje se podíl energie zachycené kompenzačním obvodem.

Z obrázku 5.1a vidíme, že po uplynutí doby τ_1 , kdy je $u_k(t) = c_1$, už se kompenzační napětí příliš neodchyluje od nuly. Jako aproximaci ideálního kompenzačního prvku tedy můžeme po tuto dobu do obvodu zapojit kondenzátor s napětím rovným c_1 . Pokud bude mít kondenzátor dostatečně vysokou kapacitu na to, aby změna napětí způsobená dodáním energie z vysílací cívky byla zanedbatelná, bude platit průběh zachycené energie z obrázku 5.2b. Na tomto obrázku se zachycená energie ke konci snižuje, což souvisí s překmitem proudu $i_1(t)$ v obrázku 5.1 a s tím, že řešená soustava rovnic brala v potaz celý průběh, ne jen první skok kompenzačního napětí. V obrázku 5.2a je tak vidět, že několika dalších skocích zachycená energie opět stoupne. Pro realizovatelný obvod bychom však mohli vytvořit pouze první skok $u_k(t)$ pomocí kondenzátoru, který následně odpojíme a necháme obvod ustálit bez jakéhokoli kompenzačního prvku. Nebyl by tedy problém napětí a dobu připojení kondenzátoru nastavit tak, aby byl proud vysílačem v době odpojení kondenzátoru právě nulový a zachycená energie byla maximální možná, ukáže se však, že bez překmitu napětí vysílačem klesá podíl energie dodané do zátěže. Napětí a dobu připojení by jsme tedy nastavili tak, aby byla celková účinnost definovaná na konci této kapitoly maximální možná.

V tabulce 5.1 je srovnán přístup s kondenzátorem, zachycujícím energii z vysílací cívky, řešení soustavy rovnic (5.12) a obvod z kapitoly 4 se svodovým odporem $R_s \rightarrow \infty$ podle (4.38). Podíl dodané energie značí, jaká část energie nabitá do vysílací cívky se dostane

Tabulka 5.1: Porovnání modelů

Model	Podíl dodané energie	Podíl ztrát	Doba útlumu [ms]
Svodový odpor $R_s \rightarrow \infty$	0,235	0,765	4,2
Řešení soustavy $N = 30$	0,203	0,033	4,7
Kondenzátor s napětím C_1	0,208	0,049	4,8

na zátěž, podíl ztrát udává část energie, která byla ztracena v obvodu, nebyla tedy dodána do zátěže nebo na kompenzační prvek. Doba útlumu ovlivňuje možný přenášený výkon a značí, po jaké době klesne proud přijímací cívkou pod 1% původní hodnoty. Z tabulky je vidět, že původní obvod z hlediska ztrát nesnese srovnání s obvodem s rekuperací energie, zatímco přenášený výkon může zůstat prakticky stejný. Zároveň se z velmi nízkých hodnot odporových ztrát zdá, že podobný obvod by mohl mít velice nízké přenosové ztráty a vysokou účinnost.

Účinnost přenosu v obvodu s rekuperací je dána poměrem energie dodané na zátěž a celkové spotřebované energie. Pokud je všechna energie zachycená kondenzátorem využitelná pro další cykly, účinnost je vyjádřena jako

$$\eta_p = \frac{E_z}{E_z + E_R}, \quad (5.23)$$

kde E_R je energie ztracená na odporech R_1 a R_2 .

Kapitola 6

Zátěžový kondenzátor a popis výsledného obvodu

Jak bylo zmíněno v kapitole 4, problémem obvodu se zátěžovým odporem je využití dodané energie. V přechodovém ději je signál klesající exponenciálou, která je na rozdíl od harmonického průběhu těžko preveditelná na užitečné stejnosměrné napětí. Obvod by musel využívat nábojovou pumpu, která by snižovala účinnost přenosu. Zároveň by se taková zátěž těžko přizpůsobovala ideální hodnotě odporu R_z , pro kterou je účinnost přenosu nejvyšší. Je však možné místo zátěžového odporu R_z dát zátěžový kondenzátor C_z , který bude nabíjen proudem vyvolaným v přijímací cívce. Při zvolení dostatečně velké kapacity je pak možné udržovat na zátěžovém kondenzátoru téměř stálé napětí. V takovém případě by přenosový obvod fungoval podobně jako stejnosměrný měnič napětí, který také využívá cívku k přečerpávání náboje do kondenzátoru, s tím rozdílem, že energie do cívky by byla vložena magnetickým polem, nikoli přiložením napětí.

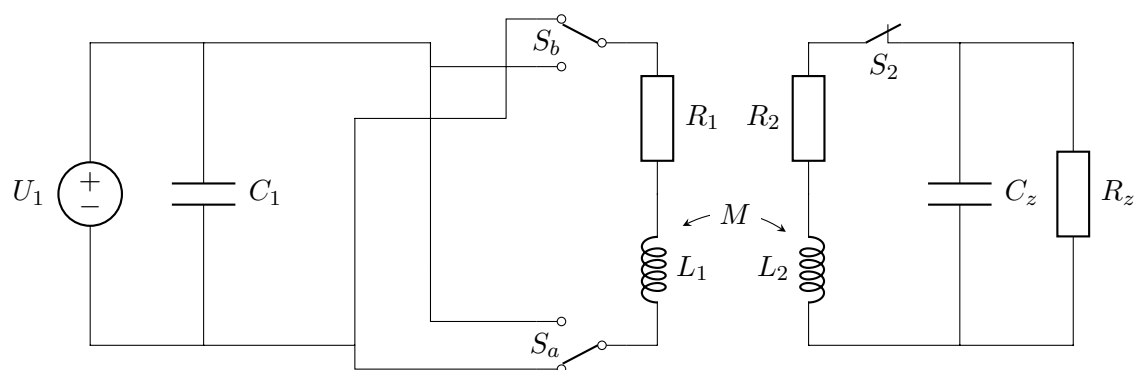
Pokud bychom sestavili rovnice pro obvod s kondenzátorem místo zátěžového odporu, získáme obrazy proudů se jmenovatelem třetího řádu, které jsou těžko řešitelné. Místo toho sestavíme rovnice, kde je kondenzátor reprezentován zdrojem napětí, a budeme předpokládat, že zvlnění napětí způsobené rovnoměrným odebíráním a nerovnoměrným dodáváním energie bude zanedbatelné. Výsledný obvod je na obrázku 6.1. Nabíjecí fáze obvodu je stejná jako v části 4.2, vysílací cívka L_1 je připojena na kondenzátor C_1 , který je dobíjen na napětí U_1 napájecím zdrojem, zatímco spínačem S_2 je rozpojen přijímací obvod. Po vybuzení požadovaného proudu vysílací cívkou je pomocí spínačů S_a a S_b kondenzátor C_1 přepojen na opačnou polaritu než dosud, zatímco spínač S_2 zapojí přijímací cívku do zátěžového kondenzátoru. Poté, co proud vysílací cívkou klesne na nulu, je jeden ze spínačů S_a , S_b přepojen tak, aby byla cívka L_1 zkratovaná. Po poklesnutí proudu přijímací cívkou je rozpojen spínač S_2 a může začít další nabíjecí fáze. Můžeme tak sestavit rovnice

$$i_1(t)R_1 + L_1 \frac{di_1(t)}{dt} + U_1(\mathcal{H}(t) - \mathcal{H}(t - t_p)) + M \frac{di_2(t)}{dt} = 0, \quad (6.1)$$

$$i_2(t)R_2 + L_2 \frac{di_2(t)}{dt} + U_z + M \frac{di_1(t)}{dt} = 0, \quad (6.2)$$

kteří popisují přenosovou fázi obvodu na obrázku 6.1 a kde U_z je napětí na zátěžovém kondenzátoru, U_1 je napětí na kondenzátoru C_1 a t_p je čas, po jaký je kondenzátor C_1 připojen v obrácené polaritě.

Z rovnic (6.1) a (6.2) lze získat energii doručenou na zátěž E_z a rekuperovanou energii E_k , odkud pak zjistíme účinnost přenosu podle vzorce (5.23). Se zvětšujícím se napětím U_1 klesá potřebná doba přepojení t_p a roste účinnost přenosu, zároveň roste i účinnost



Obrázek 6.1: Obvod pro přenos energie v přechodovém režimu

a rychlost nabíjení podle (4.35). Přenášený výkon je ovlivněný dobou nabíjení, a tedy napětím U_1 , a rychlostí vybití přijímače, která závisí především na napětí zátěžového kondenzátoru. Ve výsledku dostáváme systém, který při správném nastavení hodnot U_1 , U_z , T a t_p dosahuje podobných parametrů, jaké měl systém s 30-ti stupňovou aproximací ideálního kompenzačního zdroje, který byl řešen v minulé části.

Výhodou zde představeného obvodu je stejnosměrné napětí na vstupu i výstupu, čímž je ušetřena potřeba vstupního a výstupního konvertoru, které do systému vnášejí další ztráty. Při dosazení typických parametrů cívek [14] $L_1 = L_2 = 25 \mu\text{H}$, $R_1 = R_2 = 100 \text{ m}\Omega$, koeficientu vazby $k = 0,5$, napájecím napětím $U_1 = 15 \text{ V}$ a $U_z = 5 \text{ V}$ a nalezení vhodného t_p a T jde snadno získat nastavení systému pro účinnost přenosu podle vzorce (5.23) $\eta_p = 0,95$ a účinnost nabíjecí fáze podle (4.35) $\eta_n = 0,99$ při dodávaném výkonu $P_z = 2,5 \text{ W}$. Jedná se samozřejmě pouze o teoretické hodnoty, její dosažitelnost je omezena rychlostí a ztrátovostí přepínačů, vysokofrekvenčním odporem cívek, zvlněním napětí na kondenzátorech a dalšími jevy, které nebyly ve výpočtu zahrnuty.

Kapitola 7

Závěr

V práci byl představen princip induktivního přenosu energie v systémech s volně a těsně vázanými indukčními cívkami. Pro systém využívající těsné vazby jsme provedli analýzu přenosového řetězce a určili podmínky kladené na obvod pro maximalizaci účinnosti. Odtud jsme potom odvodili základní obvod, který pro přenos využívá přechodné děje, způsobené rozepínáním vysílací cívky, skrz kterou protéká proud. Opět jsme pomocí teorie obvodů analyzovali chování obvodu. Definovali jsme si dvě části pracovního cyklu, kdy je při nabíjecí fázi obvod na straně přijímače rozpojen, zatímco vysílací cívkou je napětovým zdrojem buzen proud. Při přenosové fázi je pak přijímací cívka zapojena na zátěžový odpor a vysílací cívka přepojena z napájecího zdroje na svodový odpor, který utlumí proud, díky čemuž se na přijímací cívkě naindukuje napětí. Definovali jsme si požadavky na parametry obvodových prvků tak, aby byla účinnost přenosu maximální.

Z rozboru představeného obvodu vyplynulo, že účinnost přenosu je limitována na druhou mocninu koeficientu vazby. Při typickém koeficientu vazby $k = 0,5$ v těsně vázaném systému by tak byla účinnost menší než 25 % v porovnání s 60 % v obvodu pro přenos v harmonickém režimu podle standardu Qi. Zkusili jsme zjistit možnosti nahrazení svodového odporu, na kterém se ztratí většina nevyužité energie, reaktivním prvkem, který by obvodu umožnil energii užítkovat lépe. Zjistili jsme, že pokud po přepnutí obvodu do přenosové fáze na vysílací cívku místo odporu připojíme kondenzátor s napětím opačným než jakým byla cívka nabíjena, proud vysílací cívkou rychle poklesne a nevyužitá energie se uloží do kondenzátoru, zatímco energie dodaná na zátěž se změní minimálně.

Účinnost takto upraveného obvodu se výrazně zlepšila, jelikož energie nepředaná zátěži nebyla ztracena a mohla být znovu využita v dalším pracovním cyklu. Problémem však zůstalo využití energie na zátěži, kterou jsme doposud reprezentovali jako odpor. Při přenosu v harmonickém režimu představuje zátěž konvertor na stejnosměrné napětí, využívané k nabíjení baterie nebo napájení zařízení. Při přenosu v přechodovém režimu je však výstupní napětí obvodu exponenciálně tlumené, pro jeho využití by musela být použita nábojová pumpa, která by však nebyla schopna využít celý průběh napětí. Zkusili jsme zátěžový odpor nahradit kondenzátorem, na který by se jako v případě rekuperace energie ve vysílací přenesená energie uložila. Po dosazení hodnot do zjednodušeného modelu se ukázalo, že účinnost využitím zátěžového kondenzátoru klesne minimálně.

Výsledný návrh obvodu má na vstupu i výstupu stejnosměrné napětí. Tím může vzrůst účinnost oproti přenosu obvodem v harmonickém režimu, který potřebuje napájecí napětí měnit na harmonický průběh a po přenesení energie na přijímač zpět na stejnosměrné napětí. Rozložení energií v navrženém obvodu je ovlivněno napětím a dobou připojení

kondenzátorů na obou stranách. Při vhodně nastavených hodnotách lze ve zjednodušeném modelu pro typické cívky získat účinnost 95 %. Výsledky naznačují, že přenos v takovémto obvodu by mohl mít lepší parametry než přenos pomocí harmonického ustáleného stavu. Pro kvalifikované zhodnocení přenosu by však bylo potřeba obvod sestavit a hodnoty naměřit, jelikož při výpočtech byly zanedbávány parazitní vlastnosti prvků a konečně rychlé doby přepnutí. Problém navrženého obvodu by mohlo představovat vysílané elektromagnetické rušení, které by vznikalo při přepínání nabitých prvků a rychlých změnách proudu a napětí v obvodu.



Literatura

- [1] COVIC, Grant A. a John T. BOYS. Inductive Power Transfer. Proceedings of the IEEE [online]. 2013, 101(6), 1276-1289 [cit. 2019-05-15]. DOI: 10.1109/JPROC.2013.2244536. ISSN 0018-9219. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/6492113/>
- [2] HUANG, Mo, Yan LU a Rui P. MARTINS. A Reconfigurable Bidirectional Wireless Power Transceiver for Battery-to-Battery Wireless Charging. IEEE Transactions on Power Electronics [online]. , 1-1 [cit. 2019-05-15]. DOI: 10.1109/TPEL.2018.2881285. ISSN 0885-8993. Dostupné z: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8534349/>
- [3] JIANG, Chaoqiang, K. T. CHAU, Chunhua LIU, Christopher H. T. LEE, Wei HAN a Wei LIU. Move-and-Charge System for Automatic Guided Vehicles. IEEE Transactions on Magnetics [online]. 2018, 54(11), 1-5 [cit. 2019-05-15]. DOI: 10.1109/TMAG.2018.2829727. ISSN 0018-9464. Dostupné z: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8359126/>
- [4] XIAO, Jiongran, Eric CHENG, Norbert CHEUNG, Bo ZHANG a J. F. PAN. Study of wireless charging lane for electric vehicles. In: 2016 International Symposium on Electrical Engineering (ISEE) [online]. IEEE, 2016, 2016, s. 1-4 [cit. 2019-05-15]. DOI: 10.1109/EENG.2016.7845989. ISBN 978-1-5090-5883-9. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/7845989/>
- [5] AYISIRE, Erhuvwu, Adel EL-SHAHAT a Adel SHARAF. Magnetic Resonance Coupling Modelling for Electric Vehicles Wireless Charging. In: 2018 IEEE Global Humanitarian Technology Conference (GHTC) [online]. IEEE, 2018, 2018, s. 1-2 [cit. 2019-05-15]. DOI: 10.1109/GHTC.2018.8601806. ISBN 978-1-5386-5566-5. Dostupné z: <https://ieeexplore.ieee.org/document/8601806/>
- [6] BJELICA, Jelena, Nikola DJURIC, Danka ANTIC a Dragan KLJAJIC. The inductive sensor analysis for the energy harvesting applications. In: 2016 IEEE 14th International Symposium on Intelligent Systems and Informatics (SISY) [online]. IEEE, 2016, 2016, s. 61-66 [cit. 2019-05-15]. DOI: 10.1109/SISY.2016.7601412. ISBN 978-1-5090-2866-5. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/7601412/>
- [7] Qi specifications. In: Wireless power consortium [online]. [cit. 2019-05-15]. Dostupné z: <https://www.wirelesspowerconsortium.com/knowledge-base/specifications/download-the-qi-specifications.html>

- [8] KURS, André. Power transfer through strongly coupled resonances. Cambridge, USA, 2007. Thesis. MIT. Vedoucí práce Marin Soljačić.
- [9] Inductive Versus Resonant Wireless Charging: A Truce May Be a Designer's Best Choice [online]. 2016-08-02 [cit. 2019-05-15]. Dostupné z: <https://www.digikey.com/en/articles/techzone/2016/aug/inductive-versus-resonant-wireless-charging>
- [10] DIONIGI, Marco, Mauro MONGIARDO a Renzo PERFETTI. Rigorous Network and Full-Wave Electromagnetic Modeling of Wireless Power Transfer Links. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques [online]. 2015, 63(1), 65-75 [cit. 2019-05-15]. DOI: 10.1109/TMTT.2014.2376555. ISSN 0018-9480. Dostupné z: <http://ieeexplore.ieee.org/document/6987369/>
- [11] DUBAL, Pratik. Rezenze – Wireless Charging Standard based on Magnetic Resonance. In: International Journal of Advanced Research in Computer and Communication Engineering. s. 198-200. DOI: DOI 10.17148/IJARCCE.2015.41245. ISSN 2278-1021.
- [12] KRAČEK, Jan a Miloš MAZÁNEK. Wireless Power Transmission for Power Supply: State of Art. Radioengineering [online]. Společnost pro radioelektronické inženýrství, 2011, 20(2), 457-463 [cit. 2019-05-15]. ISSN 1210-2512. Dostupné z: <http://hdl.handle.net/11012/56859>
- [13] KRAČEK, Jan a Miloš MAZÁNEK. Power balance of inductive wireless power transmission. In: Proceedings of the 5th European Conference on Antennas and Propagation (EUCAP). Rome, Italy: IEEE, 2011, s. 3974-3978. ISBN 978-88-8202-074-3. ISSN 2164-3342. Dostupné také z: <https://ieeexplore.ieee.org/document/5782444>
- [14] Coils Used for Wireless Charging [online]. In: . 2014 [cit. 2019-05-15]. Dostupné z: <https://www.nxp.com/docs/en/application-note/AN4866.pdf>