

ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI  
FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ

Katedra elektroenergetiky a ekologie

DIPLOMOVÁ PRÁCE

Zhodnocení kvality koutového svaru

Autor práce: Bc. Ondřej Šefl

Vedoucí práce: Doc. Ing. Václav Kotlan, Ph.D.

Plzeň 2019

## ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

Jméno a příjmení: **Bc. Ondřej ŠEFL**  
Osobní číslo: **E17N0090P**  
Studijní program: **N2612 Elektrotechnika a informatika**  
Studijní obor: **Elektroenergetika**  
Název tématu: **Zhodnocení kvality koutového svaru**  
Zadávající katedra: **Katedra elektroenergetiky a ekologie**

### Z á s a d y p r o v y p r a c o v á n í :

Práce má pomoci numerických modelů určit kritéria hodnocení kvality koutových svarů hybridního svařování v různých variacích - s přídavným drátem, bez přídavných materiálů, s předehřev či dohřevem materiálu.

1. Proveďte krátkou studii hodnocení kvality provedeného svaru z hlediska norem na základě distribuce tepla v tělese.
2. Navrhněte základní uvažované varianty hybridního svařování - kombinace indukčního a laserového ohřevu.
3. Definujte a vyřešte numerický model pro jednotlivé varianty.
4. Na základě výsledků proveďte zhodnocení a definujte kritéria výstupního hodnotícího procesu.

Rozsah grafických prací: **podle doporučení vedoucího**

Rozsah kvalifikační práce: **40 - 60 stran**

Forma zpracování diplomové práce: **tištěná/elektronická**

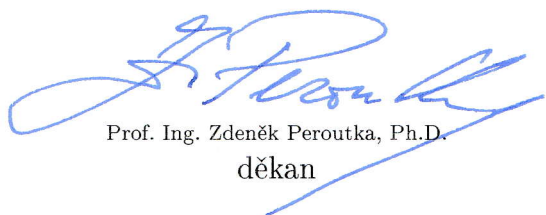
Seznam odborné literatury:

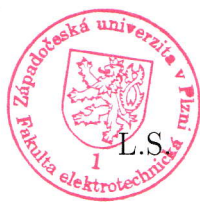
1. **V. Kraus, Tepelné zpracování a slinování, FST ZČU, 2013, ISBN: 978-80-261-0260-1**
2. **V. Kraus, Povrchy a jejich úpravy, FST ZČU, 2009, ISBN: 978-80-7082-668-1**
3. **H. Pfeifer, Handbook of Heat Processing: Fundamentals - Calculations - Processes, STYLUS PUB LLC, 2015, ISBN: 380272982X, 9783802729829**

Vedoucí diplomové práce: **Doc. Ing. Václav Kotlan, Ph.D.**  
Katedra teoretické elektrotechniky

Datum zadání diplomové práce: **5. října 2018**

Termín odevzdání diplomové práce: **30. května 2019**

  
Prof. Ing. Zdeněk Peroutka, Ph.D.  
děkan



  
Doc. Ing. Karel Noháč, Ph.D.  
vedoucí katedry

V Plzni dne 5. října 2018

# Abstrakt

Předkládaná diplomová práce pojednává o hodnocení kvality koutových svarů hybridního svařování v různých variacích - s přídatným drátem, bez přídatných materiálů, s předehřevem či dohřevem materiálu. Teoretická část diplomové práce popisuje princip indukčního ohřevu a jeho hlavního úskalí, laserové svařování a vlastnosti materiálu, jejich tepelné zpracování a v neposlední řadě numerické modelování. Poslední část je pak věnována vytvořeným numerickým modelům a hodnocení jednotlivých procesů z hlediska vývinu tepla v materiálu a vliv na jeho výslednou strukturu a vlastnosti.

## Klíčová slova

Hybridní svařování, indukční ohřev, laserové svařování, numerický model, předehřev, dohřev, tepelné zpracování, ocel, přídatný drát, COMSOL Multiphysic, kvalita svaru, rozložení teploty

# Abstract

Šeň, Ondřej. *Quality evaluation of corner weld [Zhodnocení kvality koutového svaru]*. Pilsen, 2019. Master thesis (in Czech). University of West Bohemia. Faculty of Electrical Engineering. Department of power engineering and ecology Supervisor: Doc. Ing. Václav Kotlan, Ph.D.

---

Submitted Master thesis deals with quality evaluation of corner weld of hybrid welding for different variations - with additional wire, without additional materials, with preheating or postheating of the material. The theoretical part of the thesis describes the principle of induction heating and their main problems, laser welding and material properties, their heat treatment and numerical modeling. The last part is devoted to created numerical models and evaluation of individual processes in terms of heat generation in the material and its influence on its final structure and properties.

## Keywords

Hybrid welding, induction heating, laser welding, numerical model, preheating, postheating, heat treatment, steel, additional wire, COMSOL Multiphysic, quality of weld, temperature distribution

## Prohlášení

Prohlašuji, že jsem tuto diplomovou práci vypracoval samostatně, s použitím odborné literatury a pramenů uvedených v seznamu, který je součástí této diplomové práce.

Dále prohlašuji, že veškerý software, použitý při řešení této diplomové práce, je legální.

.....

podpis

V Plzni dne 29. května 2019

Ondřej Šefl

## Poděkování

Tímto bych rád poděkoval vedoucímu mé diplomové práce Doc. Ing. Václavu Kotlanovi, Ph.D. za laskavý přístup, obětavost a ochotu. Také děkuji za cenné rady a připomínky, které pomohly zlepšit a doplnit tuto práci.

# Obsah

<b>Úvod</b>	<b>12</b>
<b>1 Elektromagnetická indukce a její využití u hybridního svařování</b>	<b>13</b>
1.1 Časově proměnné elektromagnetické pole . . . . .	13
1.1.1 Kvazistacionární elektromagnetické pole . . . . .	15
1.1.2 Harmonické elektromagnetické pole . . . . .	15
1.2 Vlnové rovnice pro šíření elektromagnetického vlnění . . . . .	16
1.2.1 Maxwellovy rovnice v diferenciálním tvaru pro určení vlnových rovnic	16
1.2.2 Magnetický povrchový jev . . . . .	19
1.3 Poyntingův vektor . . . . .	22
1.4 Rovinné elektromagnetické vlnění . . . . .	24
1.5 Volba správných parametrů pro indukční ohřev . . . . .	25
1.5.1 Závislost indukčního ohřevu na volbě frekvence . . . . .	25
1.5.2 Závislost indukčního ohřevu na relativní permeabilitě . . . . .	26
1.6 Elektromagnetická průzařnost . . . . .	28
<b>2 Laserové svařování</b>	<b>30</b>
2.1 Úvod do laserového svařování . . . . .	30
2.2 Princip laseru . . . . .	30
2.3 Princip laserového svařování . . . . .	31
2.4 Účinnost laserového svařování . . . . .	32
2.5 Vliv ohřevu na svařovaný materiál . . . . .	32
2.5.1 Předehřev při svařování . . . . .	32
2.5.2 Struktura oceli při tepelném zpracování . . . . .	34
2.6 Kombinace indukčního ohřevu s laserovým paprskem . . . . .	36
<b>3 Legislativa</b>	<b>38</b>
3.1 Normy pro svařovací proces . . . . .	38
3.1.1 Norma EN ISO 4063 . . . . .	38
3.1.2 Norma ČSN EN ISO 17663 . . . . .	38
3.1.3 Norma ČSN 05 1309 . . . . .	38
3.1.4 Norma ČSN 05 1310 . . . . .	39
3.1.5 Norma ČSN EN ISO 1011 . . . . .	39
3.2 Distribuce tepla v tělese . . . . .	41
3.2.1 Měrná tepelná kapacita . . . . .	41
3.2.2 Tepelná vodivost . . . . .	41



3.2.3	Teplotní vodivost . . . . .	41
3.2.4	Zásady při ohřevu materiálu . . . . .	42
<b>4</b>	<b>Numerický model</b>	<b>43</b>
4.1	Úvod do numerického modelování . . . . .	43
4.2	COMSOL Multiphysics . . . . .	43
4.3	Numerický model indukčního ohřevu . . . . .	44
4.3.1	Numerický model elektromagnetického pole . . . . .	44
4.3.2	Numerický model teplotního pole . . . . .	46
4.3.3	Teplotní pole laserového paprsku . . . . .	49
4.4	Numerické řešení modelu . . . . .	50
4.4.1	Geometrie modelu . . . . .	50
4.4.2	Materiály modelu . . . . .	51
4.4.3	Parametry modelu . . . . .	54
4.4.4	Řešení modelu . . . . .	54
4.4.5	Zhodnocení modelu bez přídavného drátu - předeřev . . . . .	57
4.4.6	Porovnání procesních strategií . . . . .	63
4.4.7	Zhodnocení modelu s přídavným drátem - předeřev . . . . .	66
4.4.8	Zhodnocení kvality svaru . . . . .	72
4.4.9	Model uvažující změnu sítě a geometrie . . . . .	73
<b>5</b>	<b>Závěr</b>	<b>74</b>

## Seznam použitých symbolů a zkratek

$\mathbf{H}$	$[\text{A} \cdot \text{m}^{-1}]$	intenzita magnetického pole
$\psi$	$[\text{C}]$	elektrický indukční tok
$\mathbf{E}$	$[\text{V} \cdot \text{m}^{-1}]$	intenzita elektrického pole
$\phi$	$[\text{Wb}]$	magnetický indukční tok
$\mathbf{D}$	$[\text{C} \cdot \text{m}^{-2}]$	elektrická indukce
$Q$	$[\text{C}]$	elektrický náboj
$\mathbf{B}$	$[\text{T}]$	magnetická indukce
$\mathbf{J}$	$[\text{A} \cdot \text{m}^{-2}]$	hustota proudu
$S$	$[\text{m}^2]$	plocha
$t$	$[\text{s}]$	čas
$U, u$	$[\text{V}]$	elektrické napětí
$I, i$	$[\text{A}]$	elektrický proud
$\varepsilon_0$	$[\text{F} \cdot \text{m}^{-1}]$	permitivita vakua
$\varepsilon_r$	$[-]$	relativní permitivita
$\mu_0$	$[-]$	permeabilita vakua
$\mu_r$	$[-]$	relativní permeabilita
$\rho$	$[\text{C} \cdot \text{m}^{-3}]$	objemová hustota náboje
$\gamma$	$[\text{S} \cdot \text{m}^{-1}]$	měrná elektrická vodivost
$v$	$[\text{m} \cdot \text{s}^{-1}]$	rychlost
$\omega$	$[\text{rad} \cdot \text{s}^{-1}]$	úhlová rychlost
$a$	$[\text{m}]$	hloubka vniku
$\varphi$	$[\text{rad}]$	fázový posuv
$d$	$[\text{m}]$	tloušťka materiálu
$W$	$[\text{J}]$	energie
$W_e$	$[\text{J}]$	elektrická energie
$W_m$	$[\text{J}]$	magnetická energie
$V$	$[\text{m}^3]$	objem
$\mathbf{S}_N$	$[\text{W} \cdot \text{m}^{-3}]$	Poyntingův vektor
$f$	$[\text{Hz}]$	kmitočet
$M(\alpha)$	$[-]$	funkce absorbovaného činného výkonu
$N(\alpha)$	$[-]$	funkce absorbovaného jalového výkonu
$P$	$[\text{W}]$	činný výkon
$Q$	$[\text{VAr}]$	jalový výkon
$\eta_a$	$[-]$	účinnost přenosu laserem
$\eta_m$	$[-]$	účinnost tavení
$E_a$	$[\text{J}]$	celková energie absorbovaná obrobkem

$P_L, P_{tot}$	[J]	výkon laseru
$V_W, v$	[m · s <sup>-1</sup> ]	rychlost svařování
$\omega_0$	[mm]	minimální průměr pasu
$\Delta H_m$	[J]	tepelný obsah kovu při teplotě taveniny
$a_T$	[m <sup>2</sup> · s]	součinitel teplotní vodivosti
$\lambda$	[W · m <sup>-1</sup> · K <sup>-1</sup> ]	součinitel tepelné vodivosti
$C_p$	[kJ · kg <sup>-1</sup> · K <sup>-1</sup> ]	měrná tepelná kapacita
$\rho$	[kg · m <sup>-3</sup> ]	hustota
$v_{dov}$	[°C · s <sup>-1</sup> ]	dovolená rychlost ohřevu, chladnutí
$\sigma_{max}$	[N · m <sup>-1</sup> ]	maximální teplotní pnutí
$E$	[Pa]	modul pružnosti
$\alpha$	[W · m <sup>-2</sup> · K <sup>-1</sup> ]	součinitel přenosu tepla
$\mathbf{A}$	[Wb · m <sup>-1</sup> ]	magnetický potenciál
$\mathbf{T}$	[V]	elektrický potenciál
$w_j$	[W · m <sup>-2</sup> ]	ztráty magnetického pole
$\mathbf{r}$	[m]	polohový vektor
$q, q_{tot}$	[W · m <sup>-2</sup> ]	hustota tepelného toku
$T$	[°C]	teplota
$M$	[W · m <sup>-2</sup> ]	intenzita vyzařování
$\varepsilon_s$	[-]	stupeň černosti

## Zkratky

BDF	backward differentiation formula
MUMPS	Multifrontal massively parallel sparse direct solver

# Úvod

V současné době je cílem stále více zdokonalovat aktuálně používané technologie tak, aby se výroba zefektivnila a přinesla co nejvyšší zisk při zachování kvality výrobku. Tuto filozofii potvrzuje automatizovaný průmysl, kde je cílem investování do nových technologií za účelem vyššího zisku. Příkladem toho je automobilový průmysl.

Tato práce se zabývá novou technologií hybridního svařování, která nachází uplatnění zejména v automatizovaném průmyslu. Jedná se o kombinaci lokálního indukčního předehřevu, popřípadně dohřevu, s laserovým paprskem. Konkrétněji se v této práci řeší rozložení teploty v koutovém svaru, který je svou geometrií pro aplikování předehřevu a laseru komplikovanější.

V dnešní době výpočetní techniky a vysokého výpočetního výkonu počítačů se namísto zdoluhavého vytváření různých prototypů a používání analytických metod začalo používat numerické modelování pomocí programů jako jsou například COMSOL Multiphysics nebo ANSYS.

Cílem této práce je vytvoření numerického modelu uvedené svařovací technologie za pomocí programu COMSOL Multiphysics 5.3. Jelikož numerické modelování tohoto zařízení vyžaduje znalosti o elektromagnetickém poli, laserovém svařování, tepelných a mechanických vlastnostech materiálů, tepelném zpracování ocelí a především znalost numerického modelování jsou v této práci jednotlivé problematiky rozepsány.

První dvě části popisují teoretický základ pro pochopení a nastínění dané problematiky hybridního svařování. To znamená, že zprvu je definováno elektromagnetické pole, princip indukčního ohřevu, dále pak jsou popsány jeho vlastnosti a hlavně provedení aplikace u hybridního svařování se všemi jeho náležitostmi, jako je hloubka elektromagnetického pronikání, Poytingův zářivý vektor, vířivé proudy atp.

Druhá kapitola patří technologiím, které se využívají při laserovém svařování. Tato část by měla poskytnout přehled o jednotlivých kombinacích hybridního svařování. Též by měla apelovat na fakt, proč je třeba se touto problematikou zabývat. V kapitole by měl být tedy uveden teoretický základ laserového svařování, porovnání mezi lokálním a celoplošným předehřevem či dohřevem, jejich různé technologie a jejich silné a slabé stránky.

Další oddíl je věnován legislativě ve svařování a distribuci tepla v tělese při ohřevu či ochlazení, sleduje také její největší úskalí.

V závěru práce je řešen numerický model hybridního svařování aplikovaný na koutový svar. V této kapitole jsou provnávány modely bez přídavného drátu a s předávným drátem, s předehřevem, dohřevem, nebo jejich kombinací. Modely jsou vytvořeny v programu COMSOL Multiphysics 5.3. Na základě výsledků je provedeno zhodnocení, ze kterého jsou stanovena hodnotící kritéria kvality koutového svaru.

# 1 Elektromagnetická indukce a její využití u hybridního svařování

## 1.1 Časově proměnné elektromagnetické pole

Tato kapitola se zabývá elektromagnetickou indukcí a jejím využitím u hybridního svařování. Nejprve je důležité si říci, že v případě indukčního ohřevu, vinutím induktoru prochází časově proměnný proud, tudíž vytvořené elektromagnetické pole bude rovněž proměnné. Proto je v této kapitole rozebráno časově proměnné elektromagnetické pole tzv. pole nestacionární, které se dále dělí na kvazistacionární a harmonické. Na tuto úvodní část navazuje teorie elektromagnetického vlnění, v rámci kterého je popsán a vysvětlen princip indukčního ohřevu. Dále jsou v kapitole uvedené a vysvětlené problémy spojené s těmito fyzikálními ději, jako jsou hloubka elektromagnetického pronikání, vířivé proudy nebo elektromagnetická průzařnost.

Pro pochopení této problematiky je důležité znát úplnou soustavu Maxwellových rovnic s materiálovými vztahy, které vyjadřují základní zákony v nestacionárním elektromagnetickém poli.

$$\oint_c \mathbf{H} d\mathbf{l} = I + \frac{d\psi}{dt} \quad (1.1)$$

$$\oint_c \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{d\phi}{dt} \quad (1.2)$$

$$\oint_S \mathbf{D} d\mathbf{S} = Q \quad (1.3)$$

$$\oint_S \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0 \quad (1.4)$$

$$\oint_S \mathbf{J} d\mathbf{S} = -\frac{dQ}{dt} \quad (1.5)$$

Z těchto rovnic je jasně vidět, že elektrické a magnetické vlastnosti jsou spolu spjaty. Při výpočtech se tedy musí uvažovat pole elektromagnetické. První Maxwellova rovnice (1.1) naznačuje, že magnetické pole lze vytvořit elektrickým proudem i posuvným magne-

tickým proudem  $\frac{d\phi}{dt}$ . U diferenciálního tvaru je totéž vyjádřeno pomocí hustoty posuvného proudu  $\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t}$ . Z toho vyplývá, že magnetické pole lze vytvořit i časově proměnným elektrickým polem. Ve vodiči je posuvný proud oproti dielektriku nebo vakuu zanedbatelný. Druhá Maxwellova rovnice, ze níž vychází zákon elektromagnetické indukce je vidět, že časově proměnné magnetické pole vybudí pole elektrické. Integrální tvar druhé Maxwellovy rovnice 1.2 obsahuje na pravé straně magnetický tok spřažený se smyčkou  $c$ , která má libovolný tvar. Časovou změnu spřaženého magnetického toku lze nazvat jako indukované napětí ve smyčce  $c$ , z toho tedy získáme rovnici (1.6).

$$\oint_c \mathbf{E} d\mathbf{l} = u_i \quad (1.6)$$

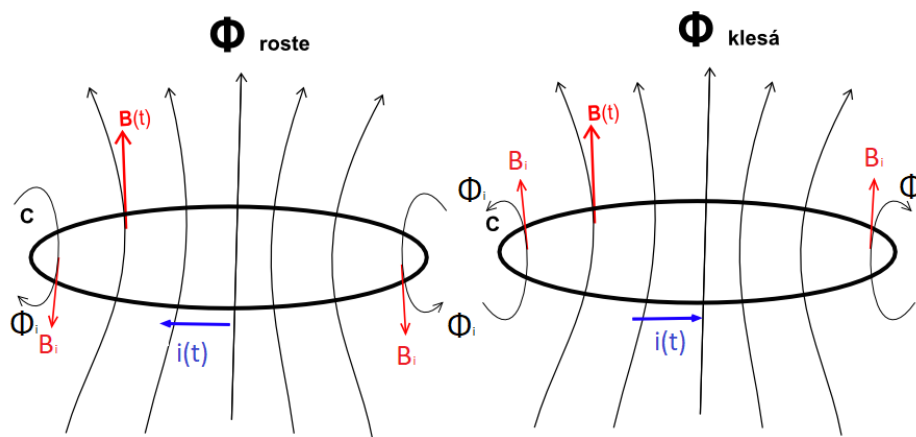
Z toho vyplývá, že rovnice pro indukované napětí má tvar (1.7). Tyto rovnice tedy zobrazují integrální vyjádření zákona elektromagnetické indukce, který patří k nejdůležitějším zákonům elektromagnetizmu.

$$u_i = -\frac{d\phi}{dt} \quad (1.7)$$

Pokud je smyčka  $c$ , je uvažována jako vodič o odporu  $R$ , protéká jí indukovaný proud. Směr proudu jen dán Lenzovým pravidlem, jež zní: *Indukovaný proud má takový směr, aby svým magnetickým polem bránil časové změně magnetického toku, která vyvolala jeho vznik.* [8] Při indukování napětí do smyčky mohou nastat dva případy.

Při prvním případě se magnetický tok  $\phi$  spřažený se smyčkou  $c$  zvětšuje  $\frac{d\phi}{dt} > 0$ . To znamená, že se do smyčky  $c$  indukuje takový proud  $i(t)$  a má takový směr, že magnetický tok  $\phi_i$  způsobený proudem ve smyčce působí proti rostoucímu toku  $\phi$  a zeslabuje ho. Směr indukovaného proudu  $i(t)$  se pak určí pomocí pravidla pravé ruky, jelikož známe směr  $\phi_i$ .

V druhém případě se magnetický tok  $\phi$ , jenž je spřažený se smyčkou  $c$ , zmenšuje  $\frac{d\phi}{dt} < 0$ . To znamená, že indukovaný proud vybudí takový magnetický tok  $\phi_i$ , který působí s klesajícím hlavním tokem  $\phi$ . Tento magnetický tok tedy brání poklesu hlavního magnetického toku.



Obrázek 1.1: Lenzovo pravidlo (převzato z [8])

### 1.1.1 Kvazistacionární elektromagnetické pole

Kvazistacionárním polem je nazýváno takové elektromagnetické pole, které se s časem mění poměrně pomalu. Z tohoto důvodu je posuvný proud zanedbatelný oproti proudu vodivému. Toto pole se při indukčním ohřevu nevyužívá. [8]

$$\left| \frac{d\phi}{dt} \right| \ll |I| \quad (1.8)$$

### 1.1.2 Harmonické elektromagnetické pole

Pokud je elektromagnetické pole reprezentováno kosinovou nebo sinovou funkcí, jedná se o pole harmonické. Jelikož se jedná o proměnné harmonické pole, které obsahuje skalární veličiny, lze uplatnit symbolicko - komplexní metodu, která se následně může aplikovat i na vektorové veličiny. Harmonické proměnné pole je možno řešit přímo, to znamená, že se dá pracovat s proměnnými veličinami ve tvaru  $\phi = \phi_m \sin(\omega t + \varphi)$ . Vhodnější metodou je však metoda nepřímá. Při jejím užitím se proměnné harmonické pole z reálných harmonických funkcí promítne do komplexního tvaru, pomocí komplexorů a fázorů. Řešení se provede v komplexním oboru a výsledek se promítne zpět do oboru reálných funkcí. Tato metoda je jednodušší než přímá, jelikož v komplexním oboru se nepočítá s časem, který je také proměnný.

Harmonická skalární proměnná veličina  $v(t)$  je dána tvarem (1.9), jenž respektuje amplitudu, frekvenci a fázový posuv dané sinové, resp. kosinové, funkce.

$$v(t) = V \sin(\omega t + \varphi) \quad (1.9)$$

Takovéto funkci se v komplexním oboru přiřadí komplexní funkce  $V^*$ , která se nazývá komplexorem a má tvar (1.10). Tento vztah vyjadřuje v komplexní rovině úsečku, jež se otáčí kolem svého počátku s konstantní úhlovou rychlostí.

$$V^* = V[\sin(\omega t + \varphi) + j \cos(\omega t + \varphi)] \quad (1.10)$$

Tato komplexní funkce sestává z reálné a imaginární části, kde imaginární část reprezentuje imaginární číslo  $j$ . Toto lze zapsat do tvaru (1.11)

$$V^* = V^{j(\omega t + \varphi)} = V e^{j\omega t} e^{j\varphi} \quad (1.11)$$

Tento vztah nám dává všechny informace pro určení velikosti, polohy a rychlosti fázoru. [8]

## 1.2 Vlnové rovnice pro šíření elektromagnetického vlnění

Elektromagnetické vlny mají nepostradatelnou roli napříč elektrotechnikou. V roce 1864, předpověděl J. Maxwell pomocí svého matematického modelu, vlnový charakter elektromagnetické pole. V roce 1888 byla tato hypotéza potvrzena H. Hertzem. Na vlnovém charakteru elektromagnetického pole je založena i teorie indukčního ohřevu. Aby se mohlo uvažovat, že elektromagnetické pole má vlnový charakter, musí mít šíření vlnění konečnou rychlost. Pokud by se tak nestalo a rychlost by byla nekonečně velká, jev by se nacházel současně na všech místech v prostoru a vlnění by nevzniklo. Obecně platí, že v jakémkoliv prostoru dochází k útlumu vlnění, proto jeho hodnota postupně klesá. Vlnový charakter elektromagnetického pole popisují Maxwellovy rovnice. Na nich je také založena teorie indukčního ohřevu. Podle tvaru zdroje se rozlišuje vlnění rovinné a válcové. Dále se pak vlnění dělí na příčné a podélné, kde záleží na konfiguraci pole ve vsázce. [8], [3]

### 1.2.1 Maxwellovy rovnice v diferenciálním tvaru pro určení vlnových rovnic

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \gamma \mathbf{E} + \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.12)$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1.13)$$

$$\operatorname{div} \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} = \rho \quad (1.14)$$

$$\operatorname{div} \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = 0 \quad (1.15)$$

Pokud se aplikuje rotace na 1. Maxwellovu rovnici a následně za  $\operatorname{rot} \mathbf{E}$  se dosadí  $-\mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t}$ , získá se rovnice (1.16)

$$\operatorname{rot} (\operatorname{rot} \mathbf{H}) = \gamma \mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 \mu_r \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (1.16)$$



Se znalostmi vektorového počtu a zakomponováním 4. Maxwellovy rovnice  $\operatorname{div} \mathbf{H} = 0$  do vztahu (1.16) se získá obecný vztah (1.17) pro rovnici šíření elektromagnetického pole, která nerozlišuje druh prostředí (vodivé či nevodivé).

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \gamma \mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} - \varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 \mu_r \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (1.17)$$

Pro elektrickou složku elektromagnetického pole je postup odvození obdobný. Opět se jedná o obecný vztah, jenž nerozlišuje prostředí. Tvar této rovnice je podobný tomu pro magnetickou složku, s tím rozdílem, že obsahuje člen, který uvažuje volné náboje. Tato rovnice je tedy dána vztahem (1.18):

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \gamma \mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} - \varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 \mu_r \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \operatorname{grad} \frac{\rho}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad (1.18)$$

U elektricky vodivého prostředí se uvažuje konduktivita  $\gamma \neq 0$ . Naopak permitivita  $\varepsilon$  se může zanedbat. Toto ukazují vztahy (1.19) a (1.20):

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \gamma \mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (1.19)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \gamma \mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (1.20)$$

V případě nevodivého prostředí se naopak zanedbá člen s konduktivitou  $\gamma = 0$ .

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 \mu_r \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} \quad (1.21)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 \mu_r \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} + \operatorname{grad} \frac{\rho}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \quad (1.22)$$

Jak již bylo řečeno, jelikož se jedná o elektromagnetické vlnění, rychlost šíření nesmí být nekonečně velká. Tato rychlost šíření se získá úpravou rovnic pro nevodivé prostředí (1.21) a (1.22). Platí, že součinitel u  $\nabla^2 \mathbf{E}$  a  $\nabla^2 \mathbf{H}$  je roven  $v^2$ . Tím vznikne výsledný vztah, který je uveden níže. Jedná se o vztah (1.23).

$$v = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_r \mu_0 \mu_r}} \quad (1.23)$$

Pro časově harmonický průběh elektromagnetického pole mají vlnové rovnice tvar (1.24) a (1.25). Jelikož tyto rovnice disponují harmonickým charakterem, lze časové průběhy  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{H}$  vyjádřit jako rotující fázory v komplexní rovině. Směr u těchto fázorů je stále nezávislý.

$$\nabla^2 \overline{\mathbf{H}} + (\omega^2 \varepsilon \mu - j\omega \gamma \mu) \overline{\mathbf{H}} = \nabla^2 \overline{\mathbf{H}} + k^2 \overline{\mathbf{H}} = 0 \quad (1.24)$$

$$\nabla^2 \overline{\mathbf{E}} + (\omega^2 \varepsilon \mu - j\omega \gamma \mu) \overline{\mathbf{E}} = \nabla^2 \overline{\mathbf{E}} + k^2 \overline{\mathbf{E}} = 0 \quad (1.25)$$

kde veličina  $k$  označuje vlnové číslo neboli konstantu šíření. Jedná se o komplexní číslo, kde se reálná část nazývá fázová konstanta a imaginární část konstanta tlumení.

$$k = \sqrt{-j\omega\mu(\gamma + j\omega\varepsilon)} = \alpha - j\beta \quad (1.26)$$

Fázory v komplexní rovině, které vyjadřují časově harmonickou proměnnost elektromagnetického vlnění, se mohou tedy napsat ve tvaru:

$$\overline{\mathbf{E}} = \mathbf{E}_m e^{j\omega t} \quad (1.27)$$

$$\overline{\mathbf{H}} = \mathbf{H}_m e^{j\omega t} \quad (1.28)$$

Promítnutím veličin z reálných harmonických funkcí do komplexního tvaru je řešení těchto rovnic daleko snazší, protože veličiny jsou uvažovány jako časově nezávislé. To je vidět ze vztahů (1.29), (1.30), (1.31) a (1.32).

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = j\omega \overline{\mathbf{E}} \quad (1.29)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = j\omega \overline{\mathbf{H}} \quad (1.30)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = -j\omega^2 \overline{\mathbf{E}} \quad (1.31)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = -j\omega^2 \overline{\mathbf{H}} \quad (1.32)$$

Vyřešením vlnové rovnice pro vodivé prostředí v komplexní rovině se získá vztah, který vyjadřuje postupnou a zpětnou vlnu. Pro zjednodušení bude uvažována pouze souřadnice  $x$ , takže se bude jednat pouze o jednorozměrný prostor s rovinnou vlnou. Pro uvažovaný prostor platí  $\nabla^2 \mathbf{H} = \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial x^2}$ .

$$\nabla^2 \mathbf{H} = j\gamma\mu_0\mu_r \overline{\mathbf{H}} \quad (1.33)$$

Řešením této rovnice je vztah, který vyjadřuje postupnou a zpětnou vlnu elektromagnetické vlnění ve vodivém prostředí.

$$\mathbf{H} = \mathbf{A}e^{-\mathbf{p}x} + \mathbf{B}e^{\mathbf{p}x} \quad (1.34)$$

$\mathbf{p} = \frac{(1+j)}{a}$ , kde proměnná  $a$  značí hloubku vniku, přesněji řečeno relativní hloubku pronikání, elektromagnetického vlnění do elektricky vodivého prostředí. Odpovídá jí vztah (1.35). [2], [3]

$$a = \sqrt{\frac{2}{\omega\gamma\mu_0\mu_r}} \quad (1.35)$$

### 1.2.2 Magnetický povrchový jev

U magnetického povrchového jevu, neboli magnetického skinefektu, lze demonstrovat fakt, že se magnetická indukce nerozloží v průměru válce rovnoměrně. Je uvažován elektrický vodivý válec z feromagnetického materiálu, o permeabilitě  $\mu$  a o poloměru  $R$ , jímž bude procházet harmonický magnetický tok  $\phi$ .

$$\phi = \phi \sin(\omega t) \quad (1.36)$$

Teplo je do válce dopravováno pomocí střídavého elektromagnetického pole. Rozložení magnetického toku ve feromagnetickém válci bude nejprve rovnoměrné. Feromagnetický válec se může přirovnat k induktoru s nekonečně soustřednými závity, se kterými je spřažen magnetický tok  $\phi$ . Tento tok způsobí, že ve fiktivních závitech dochází k indukování vířivých proudů  $i_v(t)$ , jež vytvoří své vlastní magnetické pole o indukci  $\mathbf{B}_v(t)$ .

Vznik této magnetické indukce zapříčiní, že po superponování s rovnoměrně rozloženou magnetickou indukcí  $\mathbf{B}_p$  nebude již výsledné magnetické pole uvnitř válce rovnoměrně rozloženo. Z toho vyplývá, že výsledné magnetické pole se uvnitř válce mění s poloměrem

$r$  a s časem  $t$ , a to tak, že výsledná magnetická indukce  $\mathbf{B}$  své maximální hodnoty dosahuje na povrchu válce. Naopak v jeho ose je nejmenší.

$$\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{B}(\mathbf{r}) \sin(\omega t) + \varphi(\mathbf{r}) \quad (1.37)$$

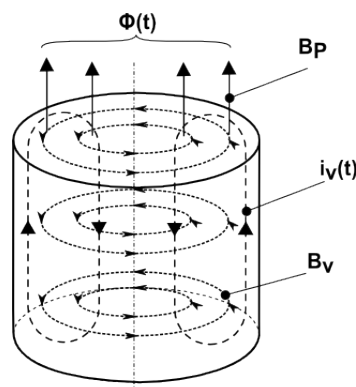
Důsledkem vzniku vířivých proudů jsou Jouleovy ztráty. Ty jsou považovány u elektrických strojů za nežádoucí. V případě indukčního ohřevu však hrají klíčovou roli.

Jak již bylo řečeno, vířivé proudy jsou způsobeny indukcí napětí, podobně jako u tenkého závitů, přičemž v tomto případě je tenký závit nahrazen masivním vodivým tělesem. Princip je jednoduchý. Těleso si lze představit jakoby složené z velkého množství vodivých smyček. Jelikož je elektricky vodivé, do každé smyčky se indukuje napětí, které způsobí, že každou smyčkou bude procházet elektrický proud o proudové hustotě  $J_i(x, y, z)$ .

Představu o rozložení vzniklého tepla ve vsázce ukazuje hloubka vniku  $a$ , která je definována vztahem (1.35). Na povrchu dosahuje proudová hustota vždy největší hodnoty a směrem do ohříváné vsázky klesá přibližně exponenciálně (1.38).

Hloubka vniku  $a$  je definována jako hloubka, při níž proudová hustota klesne na hodnotu 0,368 hustoty, která je na povrchu vsázky. V tloušťce, již odpovídá jedna hloubka vniku ( $d/a = 1$ ), vzniká asi 86,5 % veškerého tepla. Pro srovnání, pro vzdálenost od povrchu  $d$ , která odpovídá  $2a$ , vzniká 98% veškerého tepla. To dokazuje, že proudová hustota klesá opravdu exponenciálně.

$$\mathbf{J} = \mathbf{J} e^{-\frac{d}{a}} \quad (1.38)$$



Obrázek 1.2: Magnetický povrchový jev (převzato z [8])

Pro homogenní, lineární, izotropní, elektricky vodivé prostředí o permeabilitě  $\mu$  a konduktivitě  $\gamma$  popisuje magnetický povrchový jev diferenciální rovnice pro magnetickou indukci  $\mathbf{B}$ . Pro tento vektor  $\mathbf{B}(x, y, z, t)$  je vyjádřena rovnice (1.39).

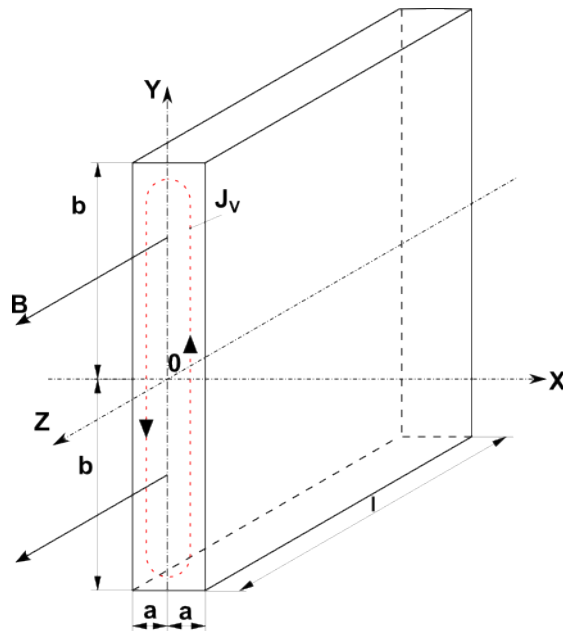
$$\Delta \mathbf{B} - \mu \gamma \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = 0 \quad (1.39)$$

Jelikož se jedná o časově harmonické průběhy, je rovnice(1.39) vyjádřena v komplexním tvaru. Tato rovnice se nazývá Helmholtzova.

$$\Delta \bar{\mathbf{B}} + k^2 \bar{\mathbf{B}} = 0 + \text{okrajové podmínky} \quad (1.40)$$

$$\text{kde } k^2 = -j\omega\mu\gamma \Rightarrow k = \pm\sqrt{-j}\sqrt{\omega\mu\gamma} = \pm(-1 + j)\sqrt{\frac{\omega\mu\gamma}{2}}$$

Pro stanovení rozložení amplitud magnetické indukce  $\mathbf{B}$  a hustoty vířivých proudů  $\mathbf{J}_v$  ve feromagnetické desce lze vyjít z Helmholtzovy rovnice (1.39), která se v případě desky změní v obyčejnou diferenciální rovnici(1.41).



Obrázek 1.3: Geometrie feromagnetické desky pro stanovení magnetického povrchového jevu (převzato z [8])

$$\frac{d^2 \bar{\mathbf{B}}}{dx^2} + k^2 \bar{\mathbf{B}} = 0 \quad (1.41)$$

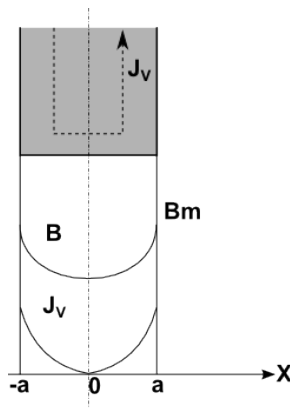
Řešením této rovnice je vztah (1.42).

$$\bar{\mathbf{B}} = \bar{\mathbf{B}}_m = \frac{\cosh(kx)}{\cosh(ka)} \quad (1.42)$$

Pomocí první Maxwellovy rovnice  $\text{rot} \bar{\mathbf{H}} = \bar{\mathbf{J}}$  se zjistí rozložení hustoty vířivých proudů  $\bar{\mathbf{J}}_v$ , které se indukují do vodivé desky a způsobují tepelné ztráty. Tomu odpovídá vztah (1.43)

$$\bar{J}_V = -\frac{d\bar{H}}{dx} = -\frac{1}{\mu} \frac{d\bar{B}}{dx} = -\frac{\bar{B}_m \sinh(kx)}{\mu \cosh(ka)} \quad (1.43)$$

Grafické znázornění odvozených průběhů  $B(x)$  a  $J_v(x)$  je zobrazeno na obrázku 1.4 [8]



Obrázek 1.4: Rozložení magnetické indukce a hustoty vířivých proudů ve feromagnetické desce (převzato z [8])

### 1.3 Poyntingův vektor

Poyntingův vektor nachází využití především u indukčních ohřevů, kde je vítanou pomůckou. Vychází se z energetické bilance. Jak je vidět ze vztahu (1.44), elektromagnetická energie se skládá ze složky elektrické a magnetické.

$$W = W_e + W_m = \frac{1}{2} \int_V \mathbf{E} \cdot \mathbf{D} dV + \frac{1}{2} \int_V \mathbf{H} \cdot \mathbf{B} dV \quad (1.44)$$

Za předpokladu, že elektromagnetická energie klesá s časem  $-\frac{\partial W}{\partial t}$ , pak v objemu o velikosti  $V$  za čas  $t$  vyvine výkon. Po derivování a následné úpravě vztahu pomocí Maxwellových rovnic a znalostí vektorového počtu se získá rovnice (1.45), která určuje všeobecnou energetickou bilanci. Tato rovnice nastiňuje, jaký bude úbytek energie za jednotkový čas. Její první část odpovídá ztrátovému výkonu. Druhá část bude po aplikování Gaussovy věty odpovídat Poyntingovu vektoru (1.46).

$$P = \int_V \gamma \mathbf{E}^2 dV + \int_V \operatorname{div}(\mathbf{E} \times \mathbf{H}) dV \quad (1.45)$$

Poyntingův vektor vyjadřuje směr a hustotu toku této energie elektromagnetického pole v daném prostoru a čase. Rovněž je vyjádřením zákona o zachování energie elektromagnetického pole v nevodivém prostředí a bez vnějšího zdroje. Poyntingův vektor se

značí  $\mathbf{S}$  a je dán vektorovým součinem vektorů intenzity elektrického a magnetického pole. Definován je jako tok zářivé energie s hustotou  $\mathbf{S}$  přes uzavřenou plochu  $A$  do nebo z objemu  $V$  ohraničeného touto plochou. Rovná se rychlosti nárůstu nebo úbytku rozptýlené a nashromážděné energie pole  $v_w$  v objemu.

$$\mathbf{S}_N = \mathbf{E} \times \mathbf{H} \quad (1.46)$$

Vektory intenzity magnetického pole  $\mathbf{H}$  a elektrického pole  $\mathbf{E}$  jsou k sobě kolmé a jejich vektorový součin pole, tedy směr Poyntingova vektoru, neboli směr elektromagnetické vlny, je vždy kolmý na rovinu, v níž se nacházejí tyto intenzity. Velikost Poyntingova vektoru je dána plochou obdelníku, který má strany složeny z těchto intenzit, a směr je dán pravidlem levé ruky.

Jelikož se jedná o časově harmonicky se měnící složky vektorů polí, je Poyntingův vektor komplexní číslo, určené vektorovým součinem fázoru  $\mathbf{E}$  a komplexně sdruženého fázoru  $\mathbf{H}^*$ . Je tedy složen z reálné a imaginární části. Reálná část odpovídá činné složce hustoty toku energie pole v čase, to znamená činnému výkonu na plochu. Imaginární část odpovídá jalové složce, neboli magnetizačnímu výkonu na plochu.

$$\mathbf{S}_N = \mathbf{E} \times \mathbf{H}^* = \text{Re}\mathbf{S}_N + j \cdot \text{Im}\mathbf{S}_N \quad (1.47)$$

Při působení induktoru na vodivý materiál vznikají dvě elektrická pole. Pole  $\mathbf{E}$ , jež je způsobené proudem protékajícím induktorem, se kterým má stejný směr, a elektrické pole  $\mathbf{E}_i$ , jež zapříčiňuje vznik vířivých proudů. Ze znalosti Lenzova zákona lze konstatovat, že intenzita  $\mathbf{E}$  má opačnou orientaci než intenzita indukovaného napětí  $\mathbf{E}_i$ .

Z tohoto faktu plyne, že existují dvě rozdílné hustoty toku energie, které určují Poyntingův vektor a to  $\mathbf{S}$  a  $\mathbf{S}_i$ . Vektor  $\mathbf{S}$  má směr ven z induktoru do prostoru a představuje elektrické ztráty, to znázorňuje vztah (1.45), a vektor  $\mathbf{S}_i$  má směr dovnitř do vsázky. Tato energie dopadá na vsázku, jež energii pohlcuje a spotřebovává jí na generování vířivých proudů. Absorbovaná energie se směrem dovnitř tlumí a způsobuje ohřev materiálu. [1], [2], [3], [4], [14]

$$\mathbf{S}_i = \mathbf{E}_i \times \mathbf{H} \quad (1.48)$$

## 1.4 Rovinné elektromagnetické vlnění

O rovinné elektromagnetické vlnění se jedná, pokud má induktor a vsázka plochý tvar. Lze si to představit jako dvě desky, které jsou k sobě rovnoběžné. V tomto případě je tok energie pole vyzařován z induktoru na základě Poyntingova vektoru ve dvou směrech. Energie je vyzařována směrem do vnitřku induktoru, což představuje elektrické ztráty, a směrem do deskové vsázky. Mezi deskami se nachází nevodivé prostředí. Elektromagnetické vlnění je vyzařováno v kolmém směru z desky a kolmo dopadá na deskovou vsázku.

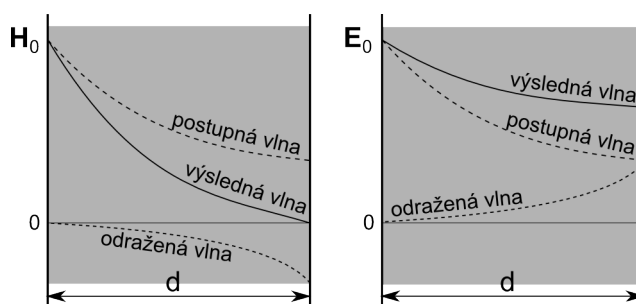
Mezi těmito deskami vzniká stojaté elektromagnetické vlnění z důvodu odražené vlny od deskové vsázky. Avšak část tohoto elektromagnetického vlnění do vsázky proniká. U jednostranného vlnění je výsledná elektrická a magnetická vlna složena z vlny postupné a odražené (1.34).

Pro tenkou stěnu to znamená, že parametr  $d/a$  je malý. V tom případě platí, že magnetická a elektrická vlna se ve stěně nestačí utlumit. Vzniká vlna odražená od zadního rozhraní. V prostředí dochází k současnému vlnění v obou směrech, proto se uvažují obě integrační konstanty. U stěny nekonečné tloušťky  $d \rightarrow \infty$  dochází k utlumení vlny postupné dříve, než narazí na zadní rozhraní. Odražená vlna tedy neexistuje, a proto se integrační konstanta  $\mathbf{B} = 0$ .

Platí, že magnetická vlna se odráží od zadního rozhraní s opačnou fází a elektrická vlna s fází stejnou. To vystihuje obrázek 1.5. Pro stěnu, která má tloušťku  $d$ , platí, že při  $x = 0$  je  $\mathbf{H} = \mathbf{H}_0$  a při  $x = d$  je  $\mathbf{H} = 0$ . Dosazením do rovnice (1.34) lze odvodit velikost a průběh vlny postupné a vlny odražené, které jsou definovány výslednými vztahy (1.49) a (1.50). [1], [2], [3]

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 \frac{1}{2 \sinh \mathbf{p}d} (e^{\mathbf{p}(d-x)} - e^{-\mathbf{p}(d-x)}) = \mathbf{H}_0 \frac{\sinh \mathbf{p}\zeta}{\sinh \mathbf{p}d} \quad (1.49)$$

$$\mathbf{E} = \frac{1 + j}{a\gamma} \mathbf{H}_0 \frac{\cosh \mathbf{p}\zeta}{\sinh \mathbf{p}d} \quad (1.50)$$



Obrázek 1.5: Průběhy vln  $H$  a  $E$  v tenké stěně (převzato z [2])



## 1.5 Volba správných parametrů pro indukční ohřev

Pro ohřev daného materiálu se většinou klade požadavek, aby indukční ohřev byl rovnoměrný a co nejvíce účinný. Tento požadavek se dá optimalizovat pomocí vztahu pro hloubku vniku. Z tohoto vztahu je zřejmé, že hloubku vniku lze ovlivnit frekvencí, elektrickou vodivostí a relativní permeabilitou.

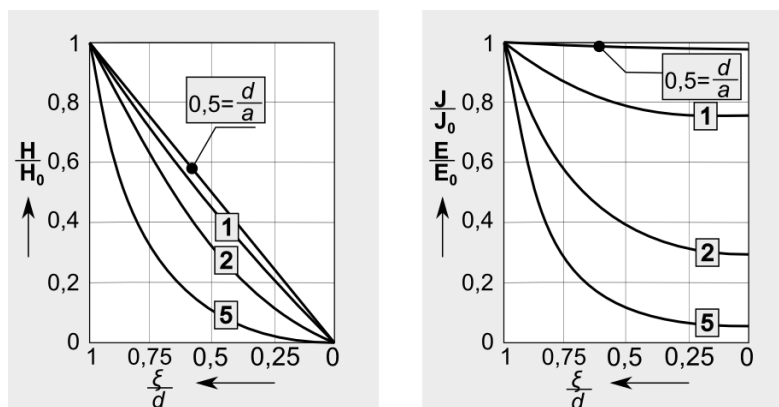
### 1.5.1 Závislost indukčního ohřevu na volbě frekvence

Pro jakýkoliv indukční ohřev je důležité zvolit správnou frekvenci. Pro správnou volbu frekvence se vychází ze vztahu pro hloubku vniku (1.35). Pro lepší představu je praktičtější použít vztah pro hloubku vniku v centimetrech (1.51). Vztah pro hloubku vniku dává představu o rozložení vytvořeného tepla v prohřívaném materiálu.

$$a = 5,033 \cdot 10^3 \sqrt{\frac{1}{f\gamma\mu_r}} \quad (1.51)$$

Z tohoto vztahu je zřetelné, že při použití příliš vysoké frekvence se dosáhne velmi malé hloubky vniku. To má za následek vývoj tepla pouze na povrchu daného tělesa. Teplo uvnitř se bude šířit pouze vedením.

Naopak při velmi nízké frekvenci je hloubka vniku velká. Materiál se stane průzařným, proto jeho ohřev bude velmi špatný a jeho energetická účinnost velmi malá. Z toho plyne, že doba pro ohřev bude delší. Dojde k nárůstu tepelných ztrát do okolí. Problematika průzařnosti materiálu je více rozebrána v kapitole 1.6.



Obrázek 1.6: Průběhy H, E, J v tenké stěně v závislosti na hloubce vniku (převzato z [2])

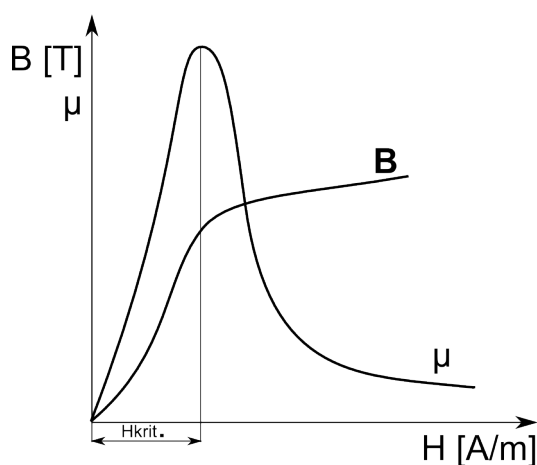
## 1.5.2 Závislost indukčního ohřevu na relativní permeabilitě

Relativní magnetická permeabilita  $\mu_r$  je označována jako schopnost materiálu vést magnetický tok lépe než vakuum nebo vzduch. Jedná se o bezrozměrné parametry. Má výrazný vliv na elektrické jevy, mezi které patří především skin efekt, proximity efekt a ring efekt. Podle relativní permeability jsou materiály rozděleny do několika skupin. Dělí se na materiály paramagnetické ( $\mu_r \geq 1$ ), diamagnetické ( $\mu_r \leq 1$ ), a feromagnetické ( $\mu_r \gg 1$ ).

První dva uvedené typy materiálů jsou považovány za nemagnetické. Patří sem například o hliník, měď, titan a wolfram. Pro tyto látky se může uvažovat konstantní  $\mu_r$ , protože není závislé na intenzitě magnetického pole. Za magnetické látky jsou považovány materiály feromagnetické, které dosahují různých hodnot relativní permeability. Záleží především na chemickém složení, předchozí úpravě, velikosti zrna, frekvenci, intenzitě magnetického pole a teplotě.

Magnetické vlastnosti jsou látkami vykazovány až do tzv. Curieho bodu. Curieho bod, je bod při kterém vlivem zvyšování teploty dochází ke změně magnetických vlastností. Přesněji řečeno z magnetických látek se stávají nemagnetické a platí pro ně  $\mu_r = 1$ . Každý materiál má tento bod při jiné teplotě. U uhlíkatých ocelí se tento bod liší v závislosti na obsahu uhlíku. Většinou se pro oceli udává Curieho bod okolo teploty 750 °C.

Maximální hodnota relativní permeability je značně ovlivněna chemickým složením a strukturou. Například  $\mu_{rmax}$  uhlíkové oceli s 1,2 % uhlíku je více než trojnásobně nižší, než  $\mu_{rmax}$  nízkouhlíkové oceli s obsahem 0,1 % uhlíku. To znamená, že  $\mu_r$  není již konstantní a magnetická indukce  $B$  již nezávisí na magnetické intenzitě  $H$  lineárně. Například  $\mu_r$  stejné uhlíkové oceli při stejné teplotě a frekvenci může nabýt jiné hodnoty  $\mu_r$  vzhledem k rozdílům v intenzitě magnetického pole. Nelineární vztah mezi magnetickým tokem, neboli indukci  $B$  a intenzitou magnetického pole  $H$ , popisuje magnetizační charakteristika, která je zobrazena na obrázku 1.7.

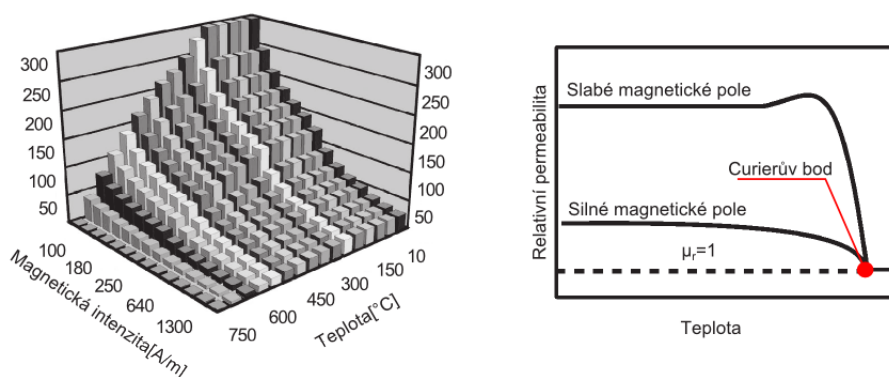


Obrázek 1.7: Magnetizační křivka a závislost relativní permeability na magnetické intenzitě (převzato z [2])

Maximální  $\mu_r$  se vyskytuje v koleně křivky, kritické intenzity  $\mathbf{H}_{krit}$ . Intenzita magnetického pole má maximální hodnotu na povrchu homogenního obrobku a směrem k jádru klesá exponenciálně. To se děje vlivem reakčních vířivých proudů, které mají demagnetizační účinek.

$$\mathbf{H} = \mathbf{H}_0 e^{-x/a} \quad (1.52)$$

V důsledku toho se hodnota  $\mu_r$  v obrobku mění. Na povrchu  $\mu_{povrch}$  odpovídá intenzitě magnetického pole  $\mathbf{H}_{povrch}$ . Komplexní povaha  $\mu_r$ , jako komplexní funkce teploty a intenzity magnetického pole, je znázorněna na obrázku 1.8. Lze říci, že  $\mu_r$  s teplotou klesá ve většině aplikací tepelného zpracování. Nicméně v poměrně "slabém" magnetickém poli by se relativní permeabilita mohla s teplotou nejprve zvýšit a pouze v blízkosti Curieho bodu by magnetická permeabilita začala prudce klesat. To ukazuje obrázek 1.8.



Obrázek 1.8: Závislost relativní permeability na teplotě a magnetické intenzitě (převzato z [4])

Lze definovat vztah, při němž je relativní permeabilita  $\mu_r$  konstantní. Za konstantu lze  $\mu_r$  považovat, pokud se pro jeho zjištění zvolí nekonečně malý interval  $d\mathbf{H}$ . Pro tento interval lze napsat vztah (1.53)

$$\mu_r = \frac{1}{\mu_0} \frac{d\mathbf{B}}{d\mathbf{H}} \quad (1.53)$$

Magnetická intenzita  $H$  je funkcí vzdálenosti, tedy souřadnice  $x$ , a funkcí času  $t$ . Jelikož induktor je napájen střídavým proudem a protože magnetická indukce  $\mathbf{B}$  je funkcí  $\mathbf{H}$   $\mathbf{B} = f(\mathbf{H})$ , je možné napsat vztah (1.54). Ten vyjadřuje časovou a prostorovou závislost  $\mu_r$ . [4], [6], [2]

$$\mu_r = \frac{1}{\mu_0} \frac{d\{f[F_1(t; x)]\}}{dF_1(t; x)} \quad (1.54)$$

## 1.6 Elektromagnetická průzařnost

Elektromagnetická průzařnost je jev, který může nastat při využívání indukčních ohřevů. Platí, že pokud je materiál průzařný, neabsorbuje téměř žádné teplo. Z toho vyplývá, že průzařnost materiálu není pro indukční ohřev výhodná.

Elektromagnetická průzařnost závisí na hloubce vniku a tloušťce vsázky. Může nastat jak při rovinném elektromagnetickém vlnění, tak při válcovém elektromagnetickém vlnění. U rovinného elektromagnetického vlnění může průzařnost vzniknout při dopadu vlnění na materiál z jedné strany nebo ze stran obou, přičemž vlnění může působit na druhé straně téže fáze nebo fáze opačné.

Princip vzniku je jednoduchý. Pokud nabývá hloubka vniku větší hodnoty než je tloušťka vsázky, to znamená  $a > d$ , stává se vsázka průzařnou.

Množství vyvinutého tepla ve stěně tedy určuje rozdíl dopadajícího a odraženého elektromagnetického vlnění. Jestliže je odražená magnetická vlna stejná jako vlna přicházející, obě složky elektrické intenzity jsou rovněž stejně velké, avšak s opačnou polaritou. Z toho vyplývá, že i Poyntingův vektor bude stejně velký, ale opačného směru. V závěru do stěny nevstupuje žádné elektromagnetické vlnění, protože veškeré toto vlnění je odraženo.

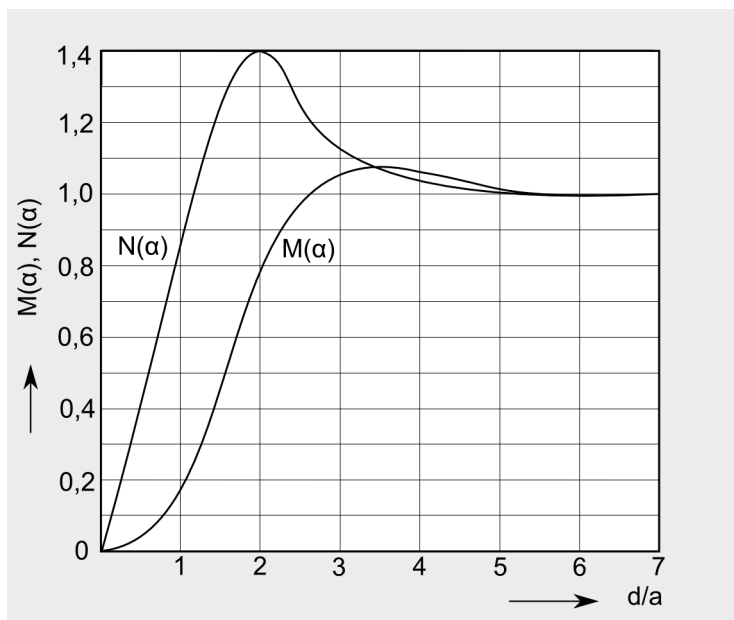
Jestliže je uvažováno rovinné vlnění, jež dopadá na stěnu konečné tloušťky zleva i zprava, platí tytéž vztahy jako pro vlnění z jedné strany. Znamená to, že rozložení elektromagnetického pole ve vodivé stěně při dopadu vlnění z obou stran téže fáze je stejné v každé polovině stěny, jako v případě, kdyby na ni dopadalo vlnění jen z jedné strany a jednalo se o stěnu malé tloušťky. Předpoklad je, že postupné vlnění se zcela odrazí od zadního rozhraní a vrátí se zpět, kde již k opětovnému odrazu nedojde.

Zleva na stěnu dopadá elektromagnetické vlnění  $\mathbf{H}_{x1}, \mathbf{E}_{x1}$  a zprava  $\mathbf{H}_{x2}, \mathbf{E}_{x2}$ . Může se jednat o vlnění stejné fáze nebo fáze opačné. Záleží na aplikaci. Hodnoty těchto veličin jsou dány vztahy (1.49) a (1.50).

Jestliže na vsázku z každé strany dopadá vlnění opačné fáze, vznikají ve stěně proudy stejné velikosti, ale opačné fáze. Proudů jsou vůči sobě posunuty o  $\pi$ . Tomu odpovídají i vektory intenzit  $\mathbf{E}$  a  $\mathbf{H}$ . Pro tento případ má magnetická intenzita  $\mathbf{H}$  stejný smysl zleva i zprava a vyvolává opačný smysl elektrické intenzity  $\mathbf{E}$ , protože se vyvinou reakční vířivé proudy. Naopak pro případ, kdy magnetické intezity  $\mathbf{H}_{x1}$  a  $\mathbf{H}_{x2}$  mají na stranách různý smysl, tak  $\mathbf{E}_{x1}$  a  $\mathbf{E}_{x2}$ , mají smysl naopak stejný. Konečný výsledek vlnění se získá sečtením těchto průběhů zleva a zprava v hloubce  $x$ .

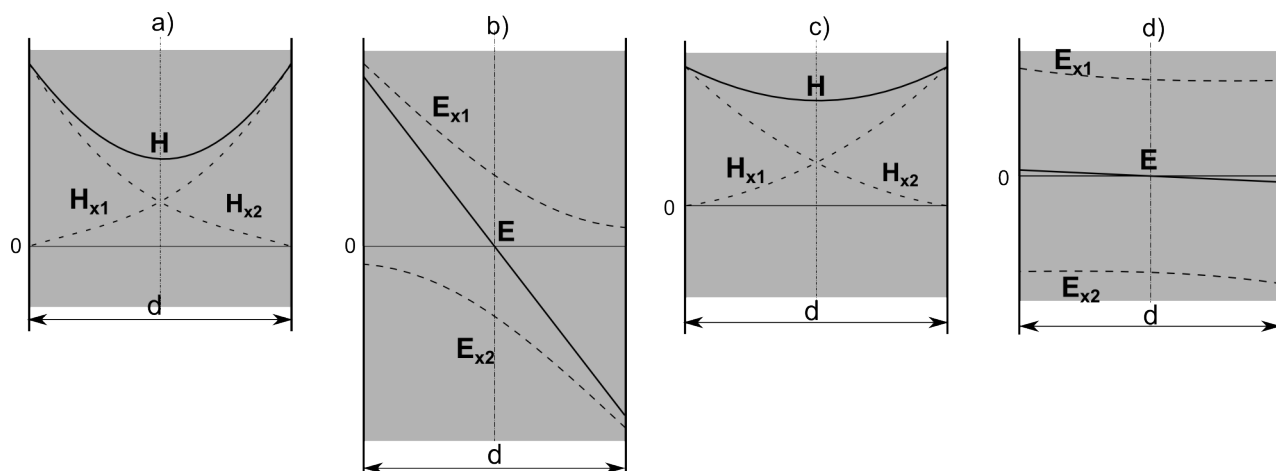
Nejdůležitější je však průběh elektrických intenzit. Průběh elektrické intenzity udává rozložení proudové hustoty  $\mathbf{J} = \gamma \mathbf{E}_X$ , která určuje rozložení tepla v objemu. Pro indukční ohřevy, které mají plochý tvar, je proto velmi důležitá rovnice (1.55). Tu znázorňuje graf 1.9, kde  $M(\alpha) = \frac{P_{ef}}{P_{0ef \text{ inf}}}$  a  $N(\alpha) = \frac{Q_{ef}}{Q_{0ef \text{ inf}}}$ .

$$\mathbf{E}_0 = \frac{\mathbf{H}_0}{a\gamma} M(\alpha) + j \frac{\mathbf{H}_0}{a\gamma} N(\alpha) \tag{1.55}$$



Obrázek 1.9: Funkce M a N (převzato z [2])

Funkce  $M(\alpha)$  a  $N(\alpha)$  určují činný a jalový výkon, jenž je absorbován do stěny konečné tloušťky, oproti výkonu, který by se absorboval do stěny nekonečně tlusté. Graf 1.9 naznačuje, že pokud je  $d/a < 1, d < a$ , stěna absorbuje minimální výkon. To znamená, že disponuje průzařností a složky  $\mathbf{E}_{x1}$  a  $\mathbf{E}_{x2}$  se odečtou. To ukazuje obrázek 1.10. Vztah  $d/a$  ukazuje, že pokud se sníží hloubka vniku, zvýší se  $\alpha$ , a tím i absorbovaný výkon, přičemž hloubka vniku se sníží navýšením frekvence. [1], [2], [3]



Obrázek 1.10: a) Neprůzařná stěna - magnetické vlny, b) Neprůzařná stěna - elektrické vlny, c) Průzařná stěna - magnetické vlny, d) Průzařná stěna - elektrické vlny (převzato z [2])

## 2 Laserové svařování

### 2.1 Úvod do laserového svařování

V průmyslu stále dochází ke zvyšování nároků na technické parametry nových mechanismů, pro jejichž realizaci se používají nové konstrukční materiály, které zajišťují větší životnost, spolehlivost a bezpečnost zařízení v provozu. Tyto materiály mají specifické fyzikální vlastnosti, vysokou chemickou odolnost nebo vysokou tepelnou odolnost. Rovněž u nich mohou být kladeny vysoké nároky z hlediska tloušťek materiálů od tenkostěnných fólií až po silnostěnné materiály. Těmto požadavkům již nemusí vyhovovat některé starší technologie svařování. Cílem je vytvořit nové technologie, jež zvládnou splnit tyto vysoké požadavky pro svařování materiálů se speciálními vlastnostmi. Vzhledem k tomu dochází k rozvoji nových technologií, které jsou postupně zaváděny do průmyslu. Zejména se dbá na to, aby minimálně tenzometricky ovlivňovaly svařovaný materiál z hlediska vnitřního pnutí a následných deformací svaru. Tohoto požadavku se docílí dvěma způsoby.

Za prvé minimálním přívodem tepla do svarového spoje, za druhé vysokou koncentrací tepelné energie. V našem případě nám vysokou koncentraci tepelné energie dodá právě laser.

První laser byl vynalezen již v 60-tých letech. Vzápětí se uskutečnily první laboratorní pokusy svařování. Větší rozmach laserového svařování začal probíhat po vynalezení Nd:YAG laseru v roce 1964. Za současného zvyšování výkonů  $CO_2$  laserů došlo koncem 60-tých let k aplikování laserového svařování do průmyslu. V současné době se laserové svařování stalo ve vyspělých průmyslových zemích nedílnou součástí automatizované výroby. Má mnoho předností, mezi které zejména patří kvalita svaru, rychlost, vyšší hloubka průvaru, podstatně nižší tepelně ovlivněná zóna, vysoká produktivita a především snadnější možnost automatizace. [5], [9], [10]

### 2.2 Princip laseru

LASER (Light Amplification Stimulated Emission of Radiation) je zařízení, které vytváří silné světelné záření. Jedná se o koherentní, optické, monochromatické, homogenní záření, které s minimálním rozptylem dopadá na materiál. Paprsek je usměrněn optickým systémem na velmi malou oblast. Například plochu o  $10^{-8}$  cm<sup>2</sup> dokáže paprsek o hustotě energie 10<sup>9</sup> W/cm<sup>2</sup> ohřát na teplotu kolem 15 000 °C.

Mezi hlavní části laseru patří tzv. rezonátor a optické soustavy. V rezonátoru se nacházejí vyzařované fotony, tyto fotony. Jsou bez vzájemné kolerace, směru a fáze. Pokud se část vyzářených fotonů, které se šíří v rezonátoru vrátí z aktivního prostředí zpátky k následnému zesílení, jsou pomocí stimulované emise zesilovány. Tyto fotony se stávají

fázově a směrově vázanými.

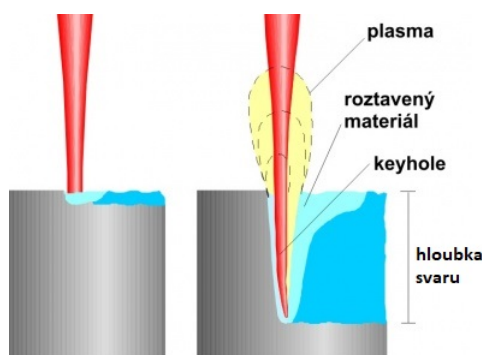
K tomu se používá zrcadlo, které disponuje téměř dokonalou odrazivostí. Na protilehlé straně aktivního prostředí je umístěno polopropustné zrcadlo. Část fotonů se tedy odrazí zpět do aktivní zóny rezonátoru, část vstoupí do optické soustavy v podobě svazku s minimálním rozptylem.

Lasery se dělí na pevnolátkové, kapalinové a plynové. U pevnolátkových laserů se pro jejich aktivní prostředí používají krystalické a amorfni látky, které jsou dotované příměsmi s vhodnými ionty. Používá se nejčastěji rubínový krystal, sklo a pro svařování zejména ittrito-hlinitý granát (YAG). S výjimkou YAG laseru se jedná o poměrně málo výkonné lasery.

U plynových laserů je pro vytvoření aktivního prostředí použit plyn nebo jeho směs. Buzení se nejčastěji provádí pomocí doutnavého výboje, elektronového paprsku nebo adiabatické expanze. Mezi plynové lasery patří například helium - neonový, argonový iontový, helium - kadmiový, dusíkový a  $\text{CO}_2$ . Za nejvýkonnější laser je považován laser  $\text{CO}_2$ . Ten se nejčastěji používá pro svařování a řezání. Záření těchto laserů není doprovázeno světelným paprskem, jelikož jeho záření se vyskytuje v infračervené oblasti o vlnové délce  $10 \mu\text{m}$ . [5], [4], [13]

## 2.3 Princip laserového svařování

Při laserovém svařování dochází k absorpci světelného toku materiálem, přičemž nastává přeměna světelné energie na energii tepelnou. To způsobí ohřev daného materiálu. Existují dvě metody laserového svařování. Svařování pomocí vedení tepla, tzv. povrchové, a svařování pomocí metody keyhole. Tyto metody jsou zobrazeny na obrázku 2.1.



Obrázek 2.1: Metody svařování (převzato z [13])

Pro první metodu jsou charakteristické malé hloubky průvaru a vyšší rychlost svařování. Tato metoda je vhodná pro aplikace, kde se upřednostňuje rychlost svařování před hlubokým a úzkým průvarem.

U druhé metody dochází vlivem dosažení vysoké plošné hustoty výkonu laseru k vytvoření par kovů nad povrchem svařovaného materiálu. Působením laserového paprsku o vysoké plošné hustotě energie se tvoří plasma, čímž nastává hluboké provařování. Vznikne

kapilára, ze které vystupují plyny. V důsledku pak tlak těchto plynů brání uzavření kapiláry. Plasma, která vznikne nad povrchem svařovaného materiálu, má zpětný vliv na tvar kapiláry. Tepelná energie laserového paprsku se dostává pomocí vedení ze stěn kapiláry do roztaveného a následně do pevného materiálu. Při tomto procesu má paprsek hluboký průnik a vytváří tzv. keyhole. U této metody je svár relativně úzký a hluboký. [13]

## 2.4 Účinnost laserového svařování

Existují dvě účinnosti, které mohou být změřeny jako funkce kontrolovaných procesních proměných. Jedná se o efektivitu přenosu energie laserem  $\eta_a$  a účinnost tavení  $\eta_m$ . Účinnost přenosu energie laserem je dána poměrem energie, která je absorbována ku energii která na povrch materiálu dopadá. Tato účinnost musí být vždy menší než 1, protože ne všechna energie je laserem absorbována.

$$\eta_a = \frac{E_a}{P_L \cdot t} \quad (2.1)$$

Druhou měřitelnou účinností procesu je účinnost tavení. Tato účinnost je stanovena jako poměr energie, která je zapotřebí k vytvoření roztavené lázně ku energii pohlcené materiálem.

$$\eta_m = \frac{V_w \cdot d \cdot \omega_0 \cdot \Delta H_m}{P_L \cdot t} \quad (2.2)$$

Na účinnosti laserového svařovacího procesu má vliv mnoho dalších faktorů, mezi které patří výkon laseru, velikost laserového spotu, rychlost svařování, poloha ohniska, fyzikální vlastnosti materiálu, odrazivost laserového paprsku, tepelná difuzivita, povrchové napětí, drsnost povrchu, atmosferický tlak, typ stínícího plynu a plazma indukovaná laserem.[11]

## 2.5 Vliv ohřevu na svařovaný materiál

### 2.5.1 Předehřev při svařování

Při svařování se dbá na to, aby materiál měl co nejlepší fyzikální a mechanické vlastnosti s eliminací trhlin. Proto je před samotným svařováním, ale i po něm, velmi důležitý předehřev svařovaného materiálu. Použitím předehřevu se docílí snížení teplotního spádu, neboli gradientu teploty způsobené laserem. Snížení tohoto gradientu způsobí omezení výskytu změn struktury, které mají zákalný charakter. Struktura zákalného charakteru se vyznačuje velkým vnitřním napětím. Toto velké vnitřní pnutí pak může nepříznivě ovlivnit například provozní bezpečnost svařované konstrukce.



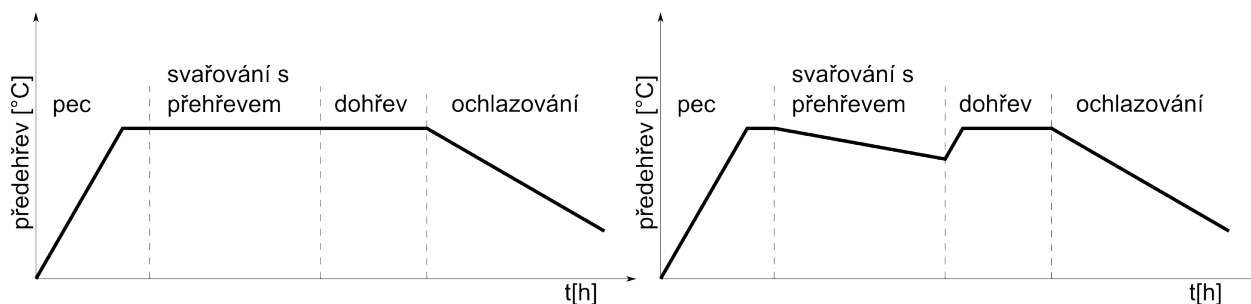
Teploty předehřevu se volí na základě typu oceli, podle obsahu uhlíku. Pro stanovení teploty předehřevu a dohřevu se využívají anizotermické a izotermické diagramy 2.3. Teploty pro uhlíkové oceli se pohybují kolem počátku vzniku martenzitu, což je teplota 100 °C až 250 °C. Teplota ohřevu pro legované oceli se pohybuje v rozsahu 100 °C až 450 °C. Materiál se tedy předehřeje na teplotu, kdy nastává izotermický rozpad austenitu, těsně pod hodnotu teploty  $M_f$ , která je uvedena na obrázku 2.3.

Při samotném svařování se dále kontroluje teplota daného předmětu a je snahou ji přihríváním udržet konstatní. Ke kontrole teploty dochází i na tzv. interpassu. Jedná se o mezihousenkovou teplotu. Požadavek je, aby byl minimální rozdíl mezi teplotami svařovaných předmětů. Na obrázku 2.2 je vidět, že po svařování je teplota stále konstatní. Dochází tedy k dohřevu na teplotě předehřevu. Při tomto postupu dochází ke změně poslední navařené housenky na rozpadové produkty. Tyto produkty odpovídají teplotě dohřevu podle diagramu izotermního rozpadu austenitu.

Tyto ohřevy se v praxi provádějí, resp. prováděly, zejména hořáky a širokou škálou pecí. Tepelné zpracování však není nutné pro všechny svarové spoje, naopak z ekonomických a technických důvodů je snaha jej omezit na nejmenší míru. To však neplatí pro indukční lokální předehřev, kde jsou ekonomické a technologické požadavky minimální.

Lokální indukční předehřev při svařování je ve světě čím dál více rozšířený a používá se zejména tam, kde se používá svařování pomocí laseru. To je dáno tím, že při natavování materiálu laserem a jeho následném chladnutí je velmi vysoký teplotní gradient. Proto je zde předehřev velice důležitý. V praxi se například uvádí, že svařovaný předmět se rovnoměrně zahřeje během 30 s na teplotu 450 °C. Ochlazování trvá déle a to zabraňuje negativním vlivům na materiálovou strukturu.

Indukční ohřev má spoustu kladných vlastností. Celkově je zřejmé, že indukční předehřev je přesnější, jelikož dochází pouze k lokálnímu zahřívání, čistější, má rychlý vstup teploty do svařovaného předmětu, vysokou opakovatelnost, je spolehlivější, energeticky účinnější než alternativní metody a dobře regulovatelný. V neposlední řadě avizuje daleko menší investiční a provozní náklady.



Obrázek 2.2: Předehřev při svařování pomocí pece (překresleno [9])

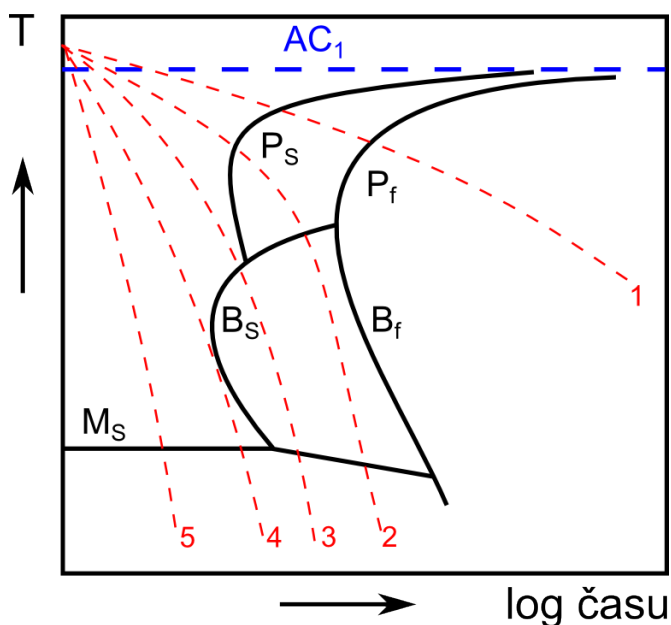
Při aplikování laserového svařování ve výrobním procesu má předehřátí svařovaného materiálu také vliv na účinnost svařovacího procesu. Předehřátí obrobku zlepšuje efektivitu procesu úpravou charakteristik vedení tepla uvnitř kovu.

Vzhledem k tomu, že teplota kovu stoupá, dojde ke zvýšení fotonové populace. To způsobí větší výměnu fotonových elektronů, jelikož elektrony pravděpodobněji interagují s materiálem, než oscilují a znovu vyzařují. Tento jev způsobuje pokles odrazivosti a zvýšení absorptivity s nárůstem teploty v kovu, a tím i zvýšení šířky a hloubky svaru. [9], [6], [5], [10]

## 2.5.2 Struktura oceli při tepelném zpracování

Rovnovážnost struktury závisí na teplotě ohřevu při ochlazování materiálu po tepelném zpracování. Struktura materiálu může být rovnovážná, nebo naopak nerovnovážná, vše záleží na rychlosti ochlazování. O rovnovážnou soustavu se jedná, pokud je rychlost chlazení nižší než kritická. Struktura, ze které se vychází, je austenitická. Teplota ohřátí se pohybuje kolem 900 °C. Nerovnovážné struktury může být dosaženo, pokud ochlazování probíhá z teploty, při které má celý materiál austenitickou strukturu. Následná rychlost ochlazování může vyvolat nerovnovážnou strukturu, jejíž vznik je ještě závislý na chemickém složení oceli, to znamená na obsahu legujících prvků (C, Cm, Ni, Mn).

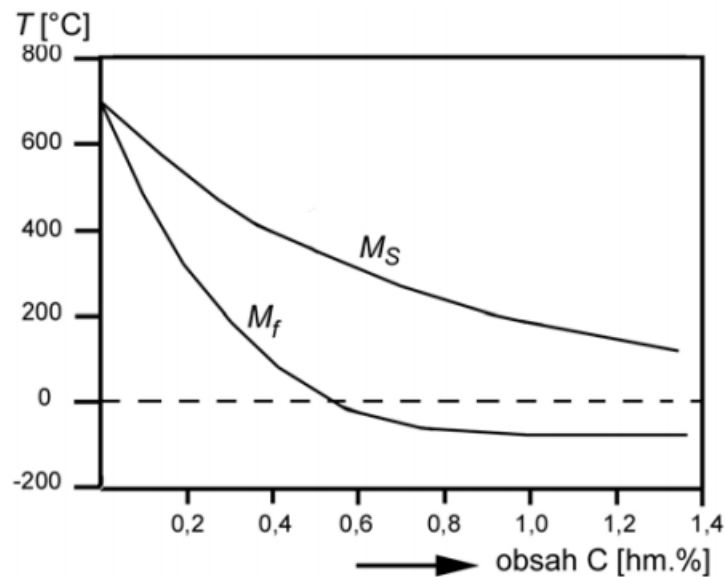
Rychlé ochlazování materiálu způsobí, že atomy se nestihnou přemístit zpět a zůstanou ztuhlé na místě. Výsledná struktura materiálu, je tedy dána rychlostí ochlazování. Tyto strukturální změny popisuje tzv. diagram anizotermického rozpadu austenitu. Jak je vidět z diagramu na obrázku 2.3, pokud bude ochlazování materiálu velice rychlé, atomy se nestihnou přemístit (jen v rámci mezi atomové vzdálenosti), vzniká struktura martenzitická.



Obrázek 2.3: Diagram rozpadu austenitu (převzato z [17])

Jedná se o tuhý roztok uhlíku v železe alfa, který je přesycený. Obsahuje tedy, více uhlíku než ferit. Mřížka martenzitu je deformovaná a obsahuje spoustu poruch, které způsobují vnitřní pnutí. Martenzit vykazuje vysokou pevnost a tvrdost, která je daleko vyšší než v případě rovnovážné struktury.

Když bude ochlazování probíhat o něco pomaleji, atomy se stihnou částečně přemístit a dochází ke vzniku struktury, které se říká bainitická. Tato struktura je oproti martenzitu měkkí, ale stále tvrdší než perlit. Perlit je struktura, která následuje po struktuře bainitické, to znamená, že nastává ještě při pomalejším ochlazování. Martenzitická přeměna probíhá v intervalu teplot  $M_s$ , která značí začátek přeměny, a  $M_f$ , která značí naopak konec přeměny. [15], [9]



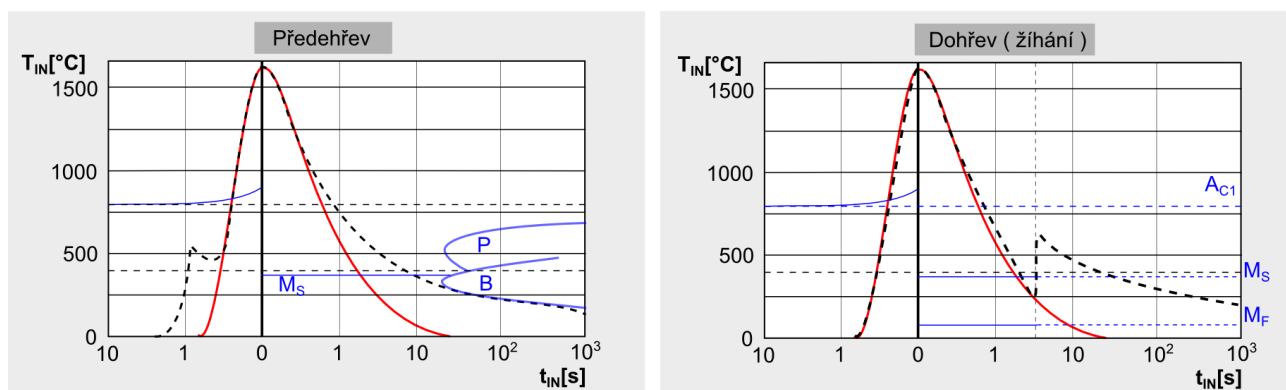
Obrázek 2.4: Závislost martenzitické struktury na obsahu uhlíku (převzato z [17])

## 2.6 Kombinace indukčního ohřevu s laserovým paprskem

Jako jedna z nejlepších variant pro automatizovaný průmysl se jeví kombinace indukčního předehřevu, popř. dohřevu, s laserovým paprskem. Byly již zkoumány různé procesní strategie hybridního svařování na metalurgické účinky několika materiálových variant plechů a jejich tloušťky. Jednalo se o několik druhů konstrukčních ocelí. Různé charakteristiky materiálu vedly ke zvláštním vlastnostem svařitelnosti. Zvláště v případě svařování materiálů s vyšším obsahem uhlíku způsobovalo čisté svařování laserovým paprskem výrazné zvýšení tvrdosti svarového spoje a ztrátu jeho tažnosti a houževnatosti. Aby se předešlo těmto špatným vlastnostem svaru, byl vyvinut postup svařování pomocí laseru v kombinaci s induktivním ohřevem.

Hlavním cílem bylo vytvoření materiálu přizpůsobeného teplotně - časovému cyklu svařovacího postupu, tzv.  $T - t$  diagramu anizotermického rozpadu austenitu. S ohledem na metalurgické vlastnosti materiálu je možné využít různé procesní strategie, předehřev, dohřev a žíhání nebo jejich kombinaci. Jak je vidět na obrázku 2.5, pro svařování pomocí čistého laserového paprsku je charakteristické extrémně rychlé chladnutí a následné ztuhnutí (červená křivka). Použitím indukčního předehřevu nebo žíhání může být dosaženo efektivního zvýšení doby chlazení a tím zabránění tvorbě martenzitu.

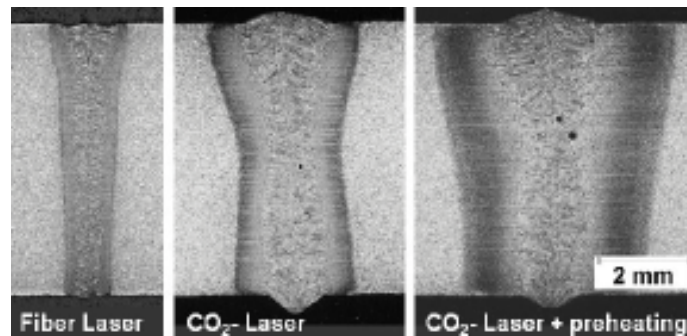
Během procesu svařování laserovým paprskem a induktivním ohřevem musí být ochlazován svar pod počáteční teplotou tvoření martenzitu  $M_S$ . Poté začíná indukční krátkodobé žíhání oblasti svaru. Beztrhlinové ochlazování struktury svaru po ztuhnutí je nezbytnou podmínkou této strategie. Aby se zabránilo další transformaci struktury během indukčního ohřevu a aby se minimalizoval celkový přívod tepla, je maximální indukční teplota obecně omezena na hodnoty pod teplotou austenitu  $AC_1$ .



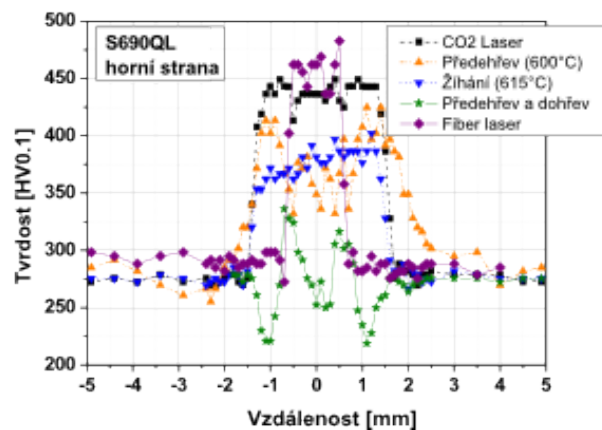
Obrázek 2.5: Vývoj teploty při předehřevu a žíhání (převzato z [12])

Indukční cívky jsou nejčastěji navrhovány jako lineární induktory. Různé procesní strategie mohou být realizovány úpravou polohy indukční cívky ve vztahu k laserovému paprsku. Maximální teplota během ohřevu se nastavuje pomocí indukčního výkonu. Doba zpracování a rychlost chlazení jsou definovány především délkou indukční cívky. Platí, čím delší cívka, tím delší je doba chlazení. Induktivní ohřev by měl být aplikován na

stranu zatíženou svarem. Použitím předehřevu nebo žihání vede k výraznému zvýšení doby chlazení (např. z 1 s až na 6 s). Pomocí indukčního předehřívání lze dosáhnout výrazného zvýšení rychlosti svařování. Například v případě svařování 6 mm spoje, je rychlost procesu zvýšena o 30 % oproti čistému svařováním laserovým paprskem. Aplikováním indukčního předehřevu se docílí větší pevnosti, tažnosti, houževnatosti a sníženého pnutí svaru. Jak je vidět na obrázku 2.6 , geometrie svaru je závislá na svařovací technologii. Na obrázku 2.6, lze také vidět, očekávané rozložení tvrdosti ve svaru. Nejtvrdší svary jsou ty, které jsou provedeny jen pomocí samostatného laseru. [11], [12]



(a) Šířka svaru v závislosti na použitém laseru a procesu



(b) Tvrdość svaru v závislosti na použitém laseru a procesu

Obrázek 2.6: Rozložení tvrdosti svaru při různých kombinacích předehřevu (převzato z [12])

## 3 Legislativa

### 3.1 Normy pro svařovací proces

Pro svařovací proces existuje nespočet norem, které definují jednotlivé metody svařování, stanovují jejich postupy a limity, dále pak definují jednotlivé materiály a v neposlední řadě stanovují kontroly svaru a posuzují jeho kvalitu z mnoha hledisek. V této kapitole jsou některé důležité normy uvedeny a stručně popsány.

#### 3.1.1 Norma EN ISO 4063

Tato norma poskytuje přehled způsobů svařování a základní dělení. Podle této normy jsou metody svařování rozděleny podle druhu energie, která je zapotřebí k vytvoření svarového spoje (mechanické, tepelné, radiační - záření). K realizaci svarového spoje může vést i kombinace těchto energií. Mezi radiační a tepelné zpracování patří svařování tavné, které zahrnuje svařování el. obloukem, plamenem, laserem nebo jejich kombinací. Pro představu, norma popisuje ještě svařování tlakové či třecí. Vzhledem k nárůstu významu laserového svařování je tato metoda uvedena pod samostatným číselným značením.

#### 3.1.2 Norma ČSN EN ISO 17663

Tato mezinárodní norma uvádí požadavky na kvalitu tepelného zpracování souvisejícího se svařováním a tvářením, prováděného na vzduchu nebo v řízených atmosférách, v dílnách nebo na montážích. Platí především pro feritické oceli, ale může být též využita pro jiné vhodné materiály. Tato mezinárodní norma informuje výrobce, jak provádět tepelné zpracování nebo vyrábět tepelně zpracované výrobky nebo součásti. Norma může také být využita jako základ k hodnocení výrobce s ohledem na jeho schopnost provádět tepelné zpracování.

#### 3.1.3 Norma ČSN 05 1309

V této normě jsou uvedeno vysvětlení pojmů jako jsou - svařitelnost, vhodnost kovu ke svařování, technologická možnost sváření kovů, konstrukční spolehlivost svarového spoje a jejich zabezpečení základními faktory.

**Svařitelnost** je uvedena jako komplexní charakteristika vyjadřující vhodnost kovu na zhotovení svařence s požadovaným účelem, při určitých technologických možnostech svařování a konstrukční spolehlivosti spoje.

**Vhodnost kovu** na svařování vyjadřuje změnu jeho vlastností v důsledku svařování. Vhodnost kovu na svařování se zabezpečuje těmito základními faktory:

- chemické složení,
- volba metody svařování,
- způsob lití a tavení,
- tepelné zpracování.

**Technologická možnost** svařování kovu slouží k vyjádření vlivu použité metody svařování na vlastnosti svarového spoje. K zabezpečení této možnosti slouží následující faktory:

- metodou svařování,
- přídatným materiálem,
- tepelným příkonem,
- postupem kladení vrstev svaru,
- tepelným režimem svařování,
- tepelným zpracováním svarového spoje.

### 3.1.4 Norma ČSN 05 1310

Tato norma navazuje na předchozí normy. Norma rozděluje jednotlivé ocele podle svařitelnosti a vyhodnocení svařitelnosti. Svařitelnost je rozdělována zejména podle chemického složení a tloušťky materiálu. Podle těchto faktorů se dělí svařitelnost na:

- zaručenou – stupeň 1a,
- zaručenou podmíněnou – stupeň 1b,
- dobrou – stupeň 2,
- obtížnou – stupeň 3u.

### 3.1.5 Norma ČSN EN ISO 1011

V této normě je svařitelnost také částečně řešena. Tato norma udává doporučení pro vyhovující svařovací proces a následnou kontrolu. Jsou zde uvedeny škodlivé jevy a vhodné postupy pro jejich eliminaci.

V této normě je taktéž uveden tzv. uhlíkový ekvivalent. Obsah uhlíku v oceli ovlivňuje dobu potřebnou pro ochlazování. Je nutné jej zvolit pro stanovení dohřevu či předeřevu. V normě je uveden výpočet, jenž zahrnuje i další legující prvky.

### Uhlíkový ekvivalent Ce

Předehřev není nutný pro ocel jejíž obsah legujících prvků je menší než se uvádí, nebo v případě, že uhlíkový ekvivalent dosahuje nižší hodnoty než  $C_e < 0,5$  hm% nebo platí  $C < 0,2$  a  $s < 25$  mm. Mezní hranice legujících prvků pro předehřev je:

$C = 0,22$  hm. %,  $Mn = 1,6$  hm. %,  $Cr = 1$  hm. %,  $Ni = 3$  hm. %,  $V = 0,14$  hm. %,  $Cu = 0,3$  hm. %.

$$C_e = C + \frac{Mn}{6} + \frac{Cr}{5} + \frac{Ni}{15} + \frac{Mo}{4} + \frac{Cu}{13} + \frac{P}{2} + 0,0024 \cdot t \quad (3.1)$$

### Uhlíkový ekvivalent CEV

Pro oceli nelegované či nízkolegované, kde hranice legujících prvků dosahují hodnot:

$C = 0,05 \div 0,25$  hm. %,  $Si < 0,80$  hm. %,  $Mn < 1,70$  hm. %,  $Cr < 0,90$  hm. %,  $Cu < 1,00$  hm. %,  $Ni < 2,50$  hm. %,  $Mo < 0,75$  hm. %,  $V < 0,20$  hm. %, platí:

$$CEV = C + \frac{Mn}{6} + \frac{Cr + V + Mo}{5} + \frac{Ni + Cu}{15} \quad (3.2)$$

### Uhlíkový ekvivalent CET

Tento uhlíkový ekvivalent se stanovuje pro nízkolegované oceli s vysokou pevností. Hranice legujících prvků je:

$C = 0,05 \div 0,25$  hm. %,  $Si < 0,80$  hm. %,  $Mn = 0,50 \div 1,90$  hm. %,  $Cr < 1,50$  hm. %,  $Cu < 0,70$  hm. %,  $Ni < 2,50$  hm. %,  $Mo < 0,75$  hm. %,  $V < 0,18$  hm. %,  $Ti < 0,12$  hm. %,  $B < 0,005$  hm. %,  $Nb < 0,06$  hm. %,

$$CET = C + \frac{Mn+Mo}{10} + \frac{Cr + Cu}{20} + \frac{Ni}{40} \quad (3.3)$$

Pokud tedy nejsou splněny následující podmínky a platí  $C > 0,2$   $C_{ekv} > 0,45$  a  $s > 25$  mm, je nutný předehřev.

Norma ČSN EN 1011-2 uvádí pro stanovení teploty předehřevu při svařování nelegovaných, jemnozrnných a nízkolegovaných ocelí dvě metody, A a B.

Stanovení teploty u metody A je založeno na dlouholetých praktických zkušenostech a informacích převážně o uhlíko - manganových typech ocelí. Metoda B se uvádí pro nízkolegované vysokopevnostní oceli a provádí se pomocí výpočtů. Mezi tyto metody patří tzv. Hardness method (HM). Ta slouží k vypočítání tepelného příkonu pro svařování, který eliminuje praskání za studena. Hydrogen Control Method (HCM) pak zastupuje model, u něhož výpočet předehřevu vychází z chemického složení a obsahu difusního vodíku ve svaru.



## 3.2 Distribuce tepla v tělese

Ohřev a ochlazování tělesa patří mezi cykly, kterými se podrobuje materiál při zpracování. Pro zpracovávaný materiál je správná rychlost ohřevu a chladnutí velmi důležitá, neboť má vliv na výsledné vlastnosti a jakost materiálu. Touto problematikou se zabývá norma ČSN EN ISO 4885. Rychlost ohřevu nebo ochlazování je definována jako změna teploty za čas, přičemž se oba tyto děje řídí stejnými fyzikálními zákony, ovšem s opačným znaménkem. Mezi těmito ději se často provádí tzv. prodleva. Jedná se o dobu, při níž se předmět udržuje na určité teplotě, která zaručí její vyrovnání v požadovaném průřezu, průběh difúzních pochodů a snížení vnitřního pnutí. Rozložení teploty v tělese záleží především na tepelných vlastnostech materiálu. Jedná se především o měrnou tepelnou kapacitu  $C_p$ , tepelnou vodivost  $\lambda$  a teplotní vodivost.

### 3.2.1 Měrná tepelná kapacita

Měrná tepelná kapacita je definována jako množství tepla, které je nutné dodat do jednoho kilogramu látky tak, aby došlo k navýšení teploty o jeden stupeň Celsia, resp. o jeden Kelvin. Měrná tepelná kapacita se mění s teplotou. Měrnou tepelnou kapacitu lze však uvažovat pro některé kovy, jako měď a hliník, lineárně až do teploty tavení. Obecně platí, že tepelná kapacita se s rostoucí teplotou zvyšuje. Pokud se jedná o slitiny nebo intermetalické fáze, měrná tepelná kapacita je dána Neumannovým-Koppovým empirickým pravidlem.

### 3.2.2 Tepelná vodivost

Teplotní gradient způsobuje vedení tepla, jež je způsobem jeho přenosu. Přenos tepla v kovových materiálech je zapříčiněn pohybem elektronového plynu. V kovech je teplo přenášeno pomocí volných elektronů. Tepelná vodivost v závislosti na teplotě nemá monotónní charakter, to je z důvodu, že tepelná vodivost je dále závislá na rychlosti pohybu elektronů, tepelné kapacitě a střední volné dráze, přičemž všechny tyto veličiny jsou rovněž závislé na teplotě.

### 3.2.3 Teplotní vodivost

Přímo úměrná tepelné vodivosti  $\lambda$  je teplotní vodivost  $a_T$ . Naopak tepelné kapacitě  $C_p$  a hustotě materiálu  $\rho$  je teplotní vodivost nepřímo úměrná. Je zaveden součinitel teplotní vodivosti, který charakterizuje rychlost teplotních změn při chladnutí a ohřevu v předmětu. To znázorňuje vztah (3.4).

$$a_T = \frac{\lambda}{c_p \cdot \rho} \quad (3.4)$$

### 3.2.4 Zásady při ohřevu materiálu

Jak již bylo řečeno, na kvalitním ohřevu a rozložení teploty závisí kvalita tepelného zpracování, tudíž kvalita svaru. Pokud je teplotní pole nerovnoměrně rozloženo, dochází ke vzniku tepelných pnutí, která jsou omezujícím faktorem pro rychlost ohřevu. Dovolená rychlost ohřevu je taková rychlost, při které nevznikají tepelná pnutí. Z ekonomického hlediska bývá však výhodnější volit větší rychlost ohřevu. Rychlost ohřevu je tedy dána kompromisním řešením těchto opačných požadavků. Vztah pro dovolenou rychlost ohřevu vychází z Hookova zákona a má následující tvar (3.5). [20], [19], [18], [6]

$$v_{dov} = \frac{2,1 \cdot \alpha \cdot \sigma_{max}}{\beta \cdot E \cdot l^2} \quad (3.5)$$

## 4 Numerický model

### 4.1 Úvod do numerického modelování

Dříve se v technice používaly analytické metody, populární především v šedesátých a sedmdesátých letech. Tyto metody již přestaly vyhovovat dnešním požadavkům. Důvod je prostý. V mnoha aplikacích, lze při použití těchto metod získat chybné a nedostatečné výsledky. Tyto metody mohou být užitečné pouze pro získání přibližných výsledků v dostatečně jednoduchých případech, jako je klasická geometrie.

Z toho důvodu přišly na řadu vysoce efektivní numerické metody, jako jsou konečný rozdíl, konečné objemy, konečný prvek, okrajové prvky, vzájemná impedance, metody hraničních prvků a další.

Tyto metody se široce a úspěšně používají při výpočtu elektromagnetických a tepelných procesů. Každá z těchto metod má určité výhody, ať je použita samostatně nebo v kombinaci s jinými.

Důležité je zmínit, že všechny numerické metody poskytují přibližná řešení modelovaného problému. Proto existuje vždy nebezpečí získání nevhodných výsledků při použití těchto metod. Pro každý problém nebo skupinu podobných problémů jsou preferovány určité numerické metody nebo software. Neexistuje ani jedna univerzální výpočetní metoda, která by vyhovovala všem případům. Proto je třeba si uvědomit, že správné aplikování numerické metody poskytne přibližné, ale dostatečně přesné technické řešení, které bude z praktického hlediska uspokojovat požadavky moderní technologie.

Práce v této oblasti probíhají na univerzitách a výzkumných ústavech, ve velkých společnostech, jako je Inductoheat Inc. a specializovaných softwarových společnostech, jakými jsou Magsoft Corp., Integrated Engineering Software Inc., Infolytica Inc., ANSYS, COMSOL, SYSWELD, Vector Fields Inc., QuickField a další. [4]

### 4.2 COMSOL Multiphysics

COMSOL je univerzální simulační software pro tvoření modelů různých zařízení a procesů v mnoha odvětvích. Software zahrnuje všechny kroky pro postup modelování, od definování samotné geometrie, vlastnosti materiálů a fyziky, které popisují specifické jevy až po řešení. Lze tedy vytvořit přesný a důvěryhodný model. Elektromagnetické pole, mechanika, akustika, proudění tekutin, přenos tepla a chemické jevy jsou modelovány pomocí parciálních diferenciálních rovnic. Fyzikální jevy mohou být také z těchto oblastí kombinovány do jediného modelu. K řešení vytvořených modelů jsou použity různé numerické metody v závislosti na typu fyziky nebo na kombinaci fyziky. Převažují diskretizační metody, které jsou založené na metodě konečných prvků. Pro problémy závislé na prostoru

a čase se používá metoda čar, kde je prostor diskretizován pomocí FEM (nebo BEM), čímž se vytváří systém obyčejných diferenciálních rovnic ODE. Pro řešení numerického modelu se může dále používat Newtonova metoda, pro nelineární systémy a iterativní metody pro systémy lineární. Ve srovnání s experimentálními metodami nebo testováním prototypů umožňuje modelování rychlejší a často efektivnější a přesnější optimalizaci procesů a zařízení. [16]

## 4.3 Numerický model indukčního ohřevu

V této kapitole je řešen numerický model laserového svařování v kombinaci s lokálním indukčním předehřevem, popř. dohřevem. V mnoha případech stačí realizovat jen jednu z variant. Induktor se pohybuje malou rychlostí nad svařovaným materiálem a ohřívá ho přibližně na 150 - 300 °C. Vzápětí se místo svaru zahřeje laserem na potřebnou teplotu pro svařování. V předchozí kapitole již bylo uvedeno, že cílem této kombinace je snížit zbytkové vnitřní pnutí, které je závislé na tvrdosti svaru a je způsobeno velkými teplotními gradienty při ohřevu laserem. Tento model uvažuje jak nelinearitu teplotního pole, tak nelinearitu fyzikálních vlastností materiálů, jako jsou permeabilita, tepelná a elektrická vodivost a tepelná kapacita.

Tento numerický model je tvořen kombinací tří fyzikálních polí. Jedná se o kombinaci elektromagnetického pole, teplotního pole indukčního ohřevu a teplotní pole laseru. Každé z těchto fyzikálních polí je popsáno svou parciální diferenciální rovnicí, jež zahrnuje fyzikální parametry uvažovaných materiálů a prostředí, která jsou závislá na teplotě.

### 4.3.1 Numerický model elektromagnetického pole

Pro stanovení numerického modelu se vychází z Maxwellových rovnic v diferenciálním tvaru (1.12), (1.13) (1.14), (1.15), které jsou uvedeny v první kapitole a rovnic s materiálovými konstantami. Do řešení modelu lze zahrnout respektování pohybu aktivních částí nebo přítomnost permanentních magnetů, kde pohyb může být určen proměnnou rychlostí  $v(t)$  nebo rotační rychlostí  $\omega(t)$ .

Maxwellovy rovnice lze aplikovat jen v bodech, ve kterých jsou vektory spojitě se spojitou derivací, v tzv. regulárních bodech. Naopak tam, kde tato podmínka není splněna, v tzv. singulárních bodech, musí být použity okrajové podmínky. Pro více dimenzionální úlohy (2D, 3D) se namísto stavových vektorů jeví jako lepší varianta pracovat s potenciály. Výhodné je to především proto, že potenciály lze definovat jako spojitě funkce polohy. Výběr potenciálů probíhá v závislosti na kmitočtu indukčního ohřevu. Pro indukční ohřev se používají kmitočty do 1MHz, proto lze uplatnit vektorový elektrický potenciál  $\mathbf{T}$ , skalární elektrický potenciál  $\varphi$ , magnetický vektorový potenciál  $\mathbf{A}$  nebo skalární magnetický potenciál  $\psi$ . Tyto potenciály jsou dány vztahy (4.1) (4.2), (4.3), (4.4).

$$\mathbf{E} = -\text{grad}\varphi \quad (4.1)$$

$$\mathbf{B} = \text{rot}\mathbf{A} \quad (4.2)$$

$$\mathbf{H} = -\text{grad}\psi \quad (4.3)$$

$$\text{rot}\mathbf{T} = \mathbf{J} \quad (4.4)$$

Platí, že skalární elektrický potenciál musí být normován nebo definován vhodnými okrajovými podmínkami pro větší jednoznačnost. Totéž platí i pro vektorový elektrický potenciál, který se používá v polích, kde protéká proud.

K definování magnetického pole se využívá magnetický vektorový potenciál  $\mathbf{A}$ . Zde se pro větší jednoznačnost musí uplatnit Coulombovská podmínka  $\text{div}\mathbf{A} = 0$ . Díky své kolmosti k elektromagnetickému poli, tento potenciál lze považovat za skalární veličinu.

Další možností pro definování magnetické pole je zavést skalární magnetický potenciál  $\psi$ . Lze ho uplatnit tam, kde neprotéká žádný proud a platí  $\text{rot}\mathbf{H} = 0$

### Stanovení rovnice pro magnetický vektorový potenciál

Pro odvození základní rovnice elektromagnetického pole se vychází z 1. a 2. Maxwellovy rovnice (1.12) a (1.13). Po dosazení potenciálů do Maxwellových rovnic a jejich následnou úpravou se získá rovnice, která respektuje pohyb a výskyt permanentních magnetů v systému. Pro tento indukční ohřev je však uvažován pouze statický systém. Rychlost posuvu svařovaného materiálu se pohybuje v řádu milimetrů nebo maximálně centimetrů za sekundu, může být proto zanedbána. Permanentní magnety se rovněž v zařízení nevyskytují. Těmto úvahám odpovídá výsledný vztah (4.5).

$$\text{rot}\left(\frac{1}{\mu}\text{rot}\mathbf{A}\right) + \gamma\frac{\partial\mathbf{A}}{\partial t} = \mathbf{J}_{ext} \quad (4.5)$$

### Okrajové podmínky

Pro stanovení jednoznačnosti této rovnice je důležité doplnit okrajové podmínky. Existují tři typy podmínek. Jedná se o Dirichletovu, Neumanovu a smíšenou okrajovou pod-

mínku.

- Dirichletova podmínka se používá na hranici  $\Gamma$ , kde je známý vektorový potenciál magnetického pole. Pro tuto podmínku platí vztah  $\mathbf{A}|_{\Gamma} = a$ .
- Pro Neumannovu podmínku platí vztah  $\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial n}|_{\Gamma} = b$ , který říká, že na hranici rozhraní  $\Gamma$ , existuje hodnota derivace  $b$ , vektorového potenciálu  $\mathbf{A}$ , ve směru normálového vektoru  $n$ .
- Jak již název napovídá, smíšená podmínka je právě kombinací těchto dvou předchozích podmínek. To znamená, že hranici nelze definovat jednou z nich. Část je definována Neumannovo podmínkou a část Dirichletovou podmínkou.

Dirichletova podmínka je použita pro popsání umělé hranice. Na této hranici platí  $\mathbf{A} = 0$ . Numerické řešení této parciální diferenciální rovnice (4.5) v trojrozměrném prostoru je prakticky nemožné. I na špičkovém počítači by řešení zabralo několik dní. Z tohoto důvodu se řešení zjednodušuje. Uvažuje se, že magnetické pole je harmonické. To umožňuje řešit pole ve frekvenční oblasti.

$$\mathbf{J}_{ind} = -j\omega\gamma\mathbf{A} \quad (4.6)$$

Ze vztahu (4.6) lze vidět, že magnetické pole vytváří indukované vířivé proudy s proudovou hustotou  $\mathbf{J}_{ind}$ . Tyto proudy způsobují lokální objemové ztráty  $w_j$ , jejichž rozložení, lze brát jako rozložení teplotního pole. Tento způsob vede ke značné úspoře času při výpočtu numerického modelu. [4], [21]

$$w_j = \frac{1}{2} \frac{|\mathbf{J}_{ind}|^2}{\gamma} \quad (4.7)$$

### 4.3.2 Numerický model teplotního pole

U teploty  $T$  platí, že se mění s polohou a časem, tedy platí vztah  $T = T(\mathbf{r}, t)$ , kde  $t$  je čas a  $\mathbf{r}$  je polohový vektor. Rozložení teploty je relativně hladké a nepodléhá rychlým změnám. Veličinou, která popisuje teplotní pole, je tepelný tok  $q$ . Ten je definován, jako množství tepla, jež projde během jedné sekundy přes jednotkovou plochu a je definován vztahem (4.8).

$$\mathbf{q}(\mathbf{r}, t) = -\lambda \text{grad}T \quad (4.8)$$

Tento vztah (4.8) vychází z Fourierova zákona. Veličina  $\lambda$  značí tepelnou vodivost materiálu v určitém bodě s polohovým vektorem  $\mathbf{r}$ . Tepelná vodivost vyjadřuje schopnost materiálu vést teplo a je závislá na poloze a teplotě.

Rovnici přenosu tepla lze určit z rovnováhy tepelných výkonů. Tomu odpovídá vztah (4.9).

$$P_T = P + Q \quad (4.9)$$

Tento vztah říká, že celkový tepelný výkon  $P_T$  je dán součtem tepelného výkonu  $Q$ , jenž v tělese vznikl z jiné formy energie, a tepelného výkonu  $P$ , který do tělesa prošel přes jeho hranici. Po odvození jednotlivých částí a následného dosazení do vztahu (4.9) vznikl nový vztah (4.10)

$$\frac{d}{dt} \left( \int_{V(t)} \rho \left( \int_{T_0} T c_p dT \right) dV \right) = \int_{V(t)} p dV + \oint_S (\lambda \text{grad} T) dS \quad (4.10)$$

Po upravení výše uvedeného vztahu, to znamená po časové derivaci prvního členu a aplikaci Gaussovy věty na člen třetí, je odvozen výsledný vztah pro přenos tepla v pohybujícím se prostředí (4.11). Na rozdíl od magnetického pole, v tomto vztahu již nelze rychlost posuvu zanedbat ani pro velmi malou rychlost

$$\rho c_p \left( \frac{\partial T}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \text{grad} T \right) = w_j + \text{div}(\lambda \text{grad} T) \quad (4.11)$$

### Okrajové podmínky

Opět platí, že pro jednoznačnost řešení je třeba určit okrajové podmínky. Pro teplotní pole existují čtyři okrajové podmínky. Jedná se opět o Dirichletovu a Neumannovu podmínku, které jsou doplněny okrajovými podmínkami respektující konvenci a sálání.

- Dirichletova podmínka se používá tam, kde je na hranici známa teplota  $T$ . Je definována vztahem  $T_\Gamma = u$ .
- Neumannova podmínka definuje existenci hodnoty derivace teploty na hranici ve směru vnější normály. Podmínka je definována vztahem  $\frac{\partial T_\Gamma}{\partial n} = v$ .

Mezi další okrajové podmínky patří podmínky respektující přenos tepla. Přenos tepla může být pomocí konvekce nebo radiace. Při konvekci dochází k přenosu tepla z tuhého tělesa do kapalného nebo plynného a to přirozenou či nucenou konvekci.

U přirozené konvekce dochází k přenosu tepla takovým způsobem, že teplo je vázáno na přenos hmoty, která má určitou vnitřní energii. Pohyb je pak dán gradientem teploty.

To je demonstrováno vztahem (4.12), který vychází Newtonova zákona. Naopak, nucená konvekce vzniká vlivem působení vnějších sil, což způsobují například čerpadla či ventilátory.

$$\mathbf{q}_{1-2} = -\lambda_1 \text{grad} T_1 = -\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial n_{1,2}} = \alpha_{1,2} (T_1 - T_2) \quad (4.12)$$

Teplotní rozdíl mezi povrchem a tekutinou přímo udává tepelný tok. Ze vztahu (4.12) je vidět, že hustotu tepelného toku dále ovlivňuje součinitel přestupu tepla prouděním  $\alpha$ . Tento součinitel je závislý především na teplotě, rychlosti proudění, jeho druhu, tlaku a na fyzikálních vlastnostech kapaliny. Součinitel přestupu tepla je těžké určit. V některých případech je nejvhodnější si tento součinitel určit experimentálně a to měřením na modelu, který odpovídá co nejvíce modelu zjišťovanému.

Poslední, okrajová podmínka, respektuje sálání. Tepelná energie je přeměněna na energii tepelného záření. Přenos tepla probíhá prostřednictvím elektromagnetických vln. Platí, že elektromagnetické vlnění je vyzářováno každým neprůzařným tělesem, které má vyšší teplotu než 0 K. Těleso mimo jiné pohlcuje i okolní záření.

Pomocí elektromagnetických vln o vlnové délce  $10^{-7} - 10^{-3}$  je tepelná energie přenášena ze zdroje o teplotě  $T_1$  a tepelném součiniteli  $\varepsilon_1$  do plynného prostředí o teplotě  $T_2$  a tepelném součiniteli  $\varepsilon_2$ , které tepelnou energii absorbuje. Tuto skutečnost popisují Kirchhoffův a Stefan-Boltzmannův fyzikální zákon. [4], [21]

### Stefan-Boltzmannův fyzikální zákon

Stefan-Boltzmannův fyzikální zákon říká, že intenzita vyzářování roste se čtvrtou mocninou termodynamické teploty. Tomuto tvrzení odpovídá vztah (4.13)

$$M = \sigma T^4 \quad (4.13)$$

kde  $\sigma$  je Stefan-Boltzmannova konstanta pro absolutně čené těleso s hodnotou  $\sigma = 5,6704 \times 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$ .

### Kirchohoffův zákon

Kirchohoffův zákon říká, že čím větší je pohltivost tělesa, tím je větší i jeho sálavost. Vychází ze zářivosti šedých těles vůči tělesům absolutně černým. Tuto skutečnost ukazuje vztah (4.14), který odpovídá zářivému výkonu šedého tělesa.

$$P_s = \varepsilon_s \sigma_c T^4 \quad (4.14)$$



kde  $\varepsilon_s$  je stupeň černosti. Z tohoto vztahu vyplývá, že černé plochy silně sálají, ale i silně pohlcují. Naopak bílé a lesklé špatně sálají a špatně pohlcují. [1], [2]

V případě indukčního přehřevu platí na povrchu ohřívaného tělesa okrajová podmínka, která respektuje konvekční přestup tepla do okolí. Tato podmínka má tvar (4.15).

$$-\lambda_1 \frac{\partial T_1}{\partial n} = \alpha(T_1 - T_2) + \sigma\varepsilon(T_1^4 - T_3^4) \quad (4.15)$$

kde  $T_1$  je teplota povrchu tělesa,  $T_2$  je teplota okolí a  $T_3$  je teplota povrchu, na který je teplo vyzařováno. [21]

### 4.3.3 Teplotní pole laserového paprsku

Pro rozložení teplotního pole laserového paprsku se taktéž používá vztah (4.11). S tím rozdílem, že zmizí vnitřní zdroj tepla, tedy odpadne člen  $w_j$ , který je způsoben vířivými proudy. Teplo je dodáváno tepelným tokem  $q_{in}$ . Pro jednoznačnost je stavena Neumannova podmínka, jež má následující tvar:

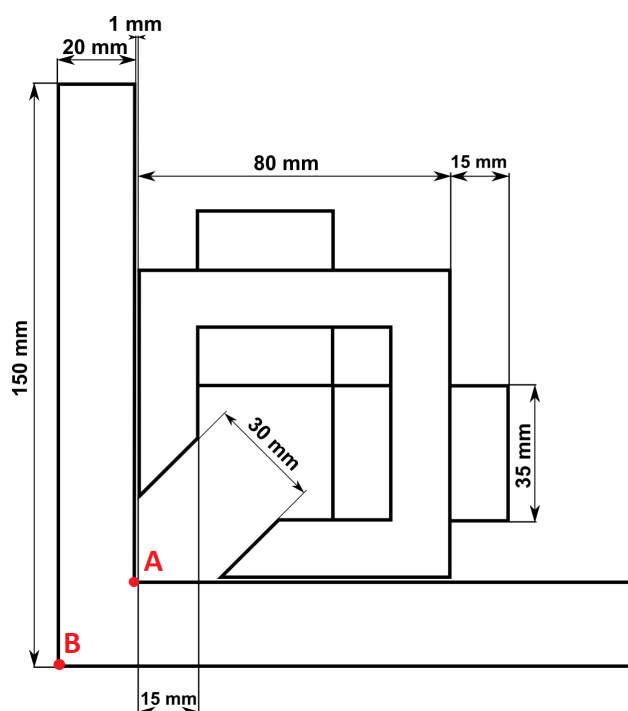
$$\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = -|q_{in}| \quad (4.16)$$

## 4.4 Numerické řešení modelu

Numerické řešení matematického modelu, který sestává z rovnic pro magnetické pole (4.10) a teplotní pole induktoru a laseru (4.12), je doplněno odpovídajícími okrajovými podmínkami. Tento model byl řešen programem COMSOL Multiphysics 5.3.

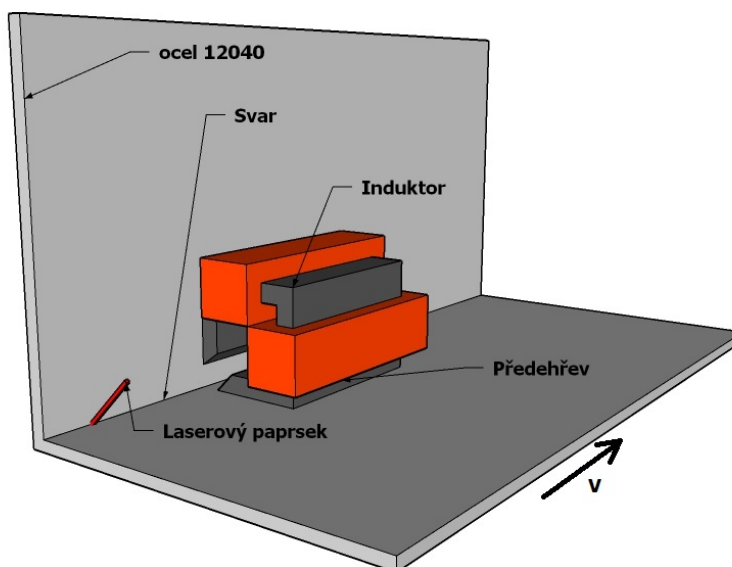
### 4.4.1 Geometrie modelu

Zkoumané uspořádání je znázorněno na obrázku 4.1. Jedná se o dvě desky z oceli, které jsou na sebe kolmé. Jejich rozměry jsou  $150 \times 20 \times 100$  mm.



Obrázek 4.1: Rozměry indukčního předehřevu

Desky jsou zahřívány induktorem, jehož geometrie je přizpůsobena pro předehřev (dohřev) koutového svaru. To znamená, že vzniklé teplo je soustředěno zejména do místa svaru. Svařování probíhá laserovým paprskem vysoce výkonového laseru bez svařovacího drátu. Průměr laserového paprsku v místě svaru je 3 mm. Vzdálenost mezi laserovým paprskem a předním koncem pláště induktoru činí 30 mm. V tomto případě zůstávají laserová hlava a induktor nepohyblivé, zatímco svařovaný materiál se pohybuje v obou směrech rychlostí  $v$ . Vzájemné umístění laserové hlavy a induktoru lze spatřit na obrázku 4.2. Jádru induktoru je umístěno 1 mm nad povrchem svařovaného materiálu. Celou geometrii induktoru znázorňuje obrázek 4.1.



Obrázek 4.2: Proces hybridního svařování

#### 4.4.2 Materiály modelu

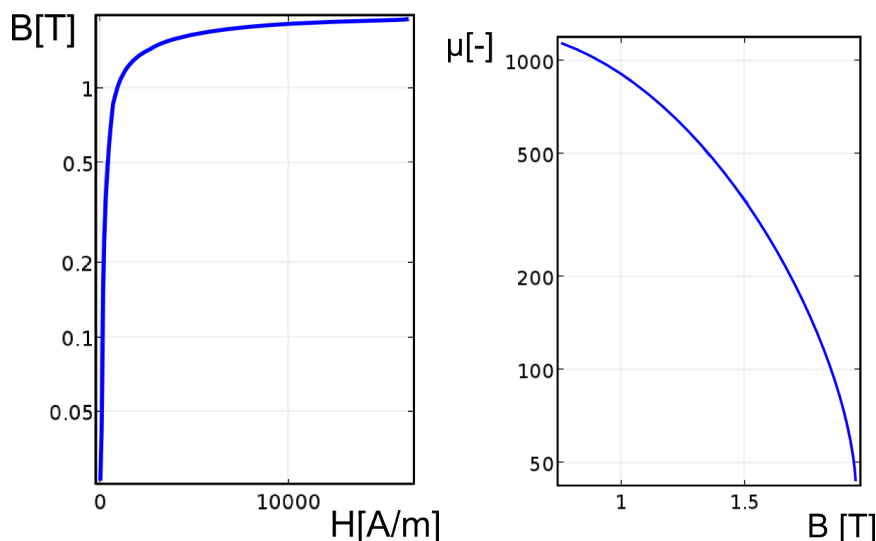
Induktor, který ukazuje obrázek 4.2, je složen z feritového jádra a dvou měděných vinutí. Pro výpočet magnetického pole má feritové jádro následující fyzikální vlastnosti: měrná elektrická vodivost  $\gamma = 1 \text{ S/m}$  a relativní permeabilita  $\mu_r = 1000$ .

Jako svařovaný materiál v modelu je uvažována ocel s označením 12040. Toto označení oceli odpovídá dřívější normě ČSN. Nyní se tato ocel značí jako C35 podle evropské normy ČSN EN 10083-1. Tato ocel disponuje nelineárními fyzikálními vlastnostmi, což se do modelu musí zahrnout. Saturační křivka oceli při pokojové teplotě je znázorňuje obrázek 4.3(b).

Z tohoto průběhu vyplývá i tzv. Beffova křivka, jež je zobrazena na obrázku č. 4.3(a). Tato křivka je použita k vytvoření nelineární permeability. V teoretické části diplomové práce, konkrétně v kapitole 4.4.2, je uvedeno, že ke změně permeability dochází i vlivem teploty. Pro relativní permeabilitu je tedy uvažován tvar  $\mu_r(B, T)$ . Courierův bod pro ocel 12040 dosahuje hodnoty  $768 \text{ }^\circ\text{C}$ .

C	Mn	Si	P	S	Cr	Ni	Cu
0,32 - 0,4	0,5 - 0,8	0,15 - 0,4	max. 0,04	max. 0,04	max. 0,25	max. 0,3	max. 0,3

Tabulka 4.1: Chemické složení oceli 12040



(a) Závislost indukce na intenzitě  $B(H)$  (b) Závislost relativní permeability na indukci  $\mu(B)$

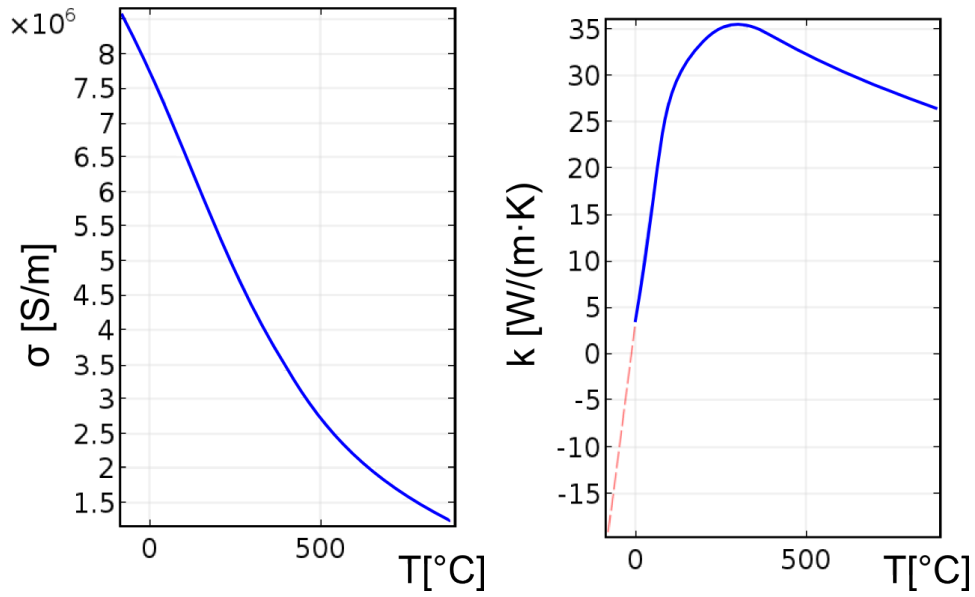
Obrázek 4.3: Interpolační křivky znázorňující nelineárnost oceli 12040

Chemické složení této oceli je uvedeno v tabulce 4.1. V závislosti na chemickém složení oceli se volí teplota předehřevu, popřípadě dohřevu či žihání. Teploty těchto procesů uvádí norma ČSN EN 10083-2 . Konkrétně pro ocel 12040 se uvadějí hraniční teploty, což demonstruje obrázek 4.4. Volba této teploty vychází z anizotermického či izotermického diagramu, který je uveden na obrázku 2.3 v kapitole 2.5.2.

Temperature °C					
<b>Hot-forming</b>	<b>Normalizing</b>	<b>Quenching</b>	<b>Quenching</b>	<b>Tempering</b>	<b>Stress-relieving</b>
1100-850	880 air	850 water	880 oil or polymer	540-680 air	50° under the temperature of tempering
<b>Soft annealing</b>	<b>Isothermal annealing</b>	<b>Natural state</b>	<b>End quench hardenability test</b>	<b>Pre-heating welding</b>	<b>Stress-relieving after welding</b>
700 air (HB max 210)	840 furnace cooling to 650, then air (HB 140-195)	(HB max 220)	870	100	slow cooling
				<b>Ac1</b>	<b>Ac3</b>
				730	795
				<b>Ms</b>	<b>Mf</b>
				380	160

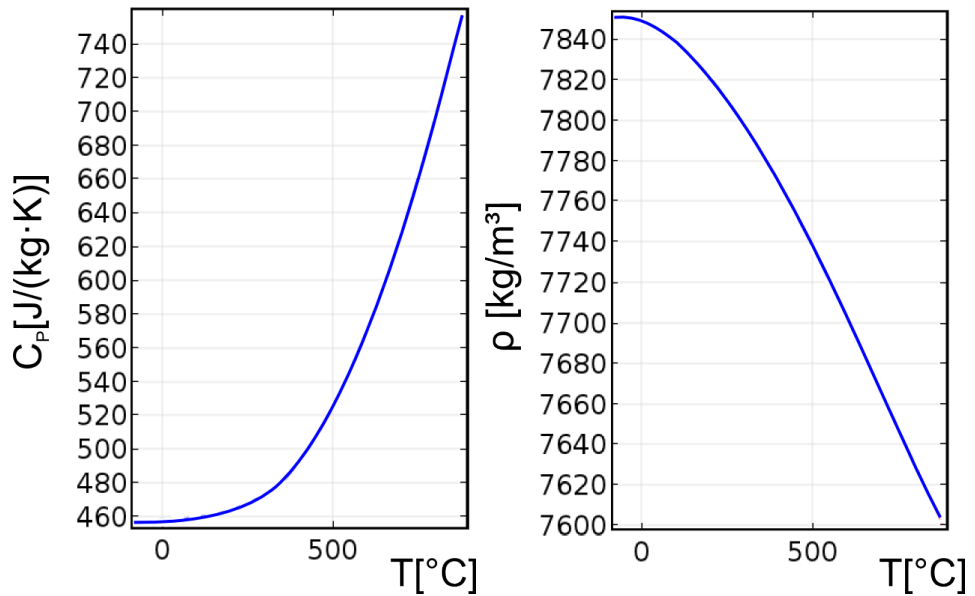
Obrázek 4.4: Teploty tepelných procesů pro ocel 12040(C35E) (převzato z [22])

Obrázky č. 4.5(a), 4.5(b), 4.6(a), 4.6(b) ukazují nelineární teplotní závislost měrné elektrické vodivosti, měrné tepelné vodivosti, měrné tepelné kapacity a hustoty. Tyto grafy jsou vytvořeny jako interpolační funkce ze známých naměřených hodnot, které slouží pro definování materiálu.



(a) Závislost elektrické vodivosti na teplotě  $\sigma(T)$  (b) Závislost tepelné vodivosti na teplotě  $k(T)$

Obrázek 4.5: Interpolační funkce nelineární oceli 12040



(a) Závislost tepelné kapacity na teplotě  $C_p(T)$  (b) Závislost hustoty na teplotě  $\rho(T)$

Obrázek 4.6: Interpolační funkce nelineární oceli 12040

### 4.4.3 Parametry modelu

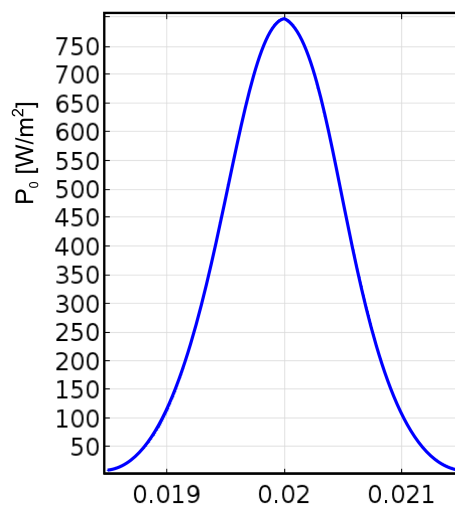
Pro dosažení ohřevu svaru, jenž musí mít v době působení laserového svařování teplotu alespoň  $250\text{ }^{\circ}\text{C}$ , je třeba, aby induktorem, který má 15 závitů, protékal proud o amplitudě  $60\text{ A}$  a frekvenci  $15\text{ kHz}$ , přičemž tomuto proudu odpovídá proudová hustota  $J = 1,71 \cdot 10^6\text{ A/m}^2$ . Koeficient plnění induktoru dosahuje v tomto případě přibližně hodnoty  $0,8$ .

Pro svařování je použit  $\text{CO}_2$  laser s výstupním výkonem  $P_{tot} = 3,2\text{ kW}$ . Výkon, který dopadá na místo svaru činí asi jen  $25\%$  této hodnoty, což je  $0,8\text{ kW}$ . Je známo, že průměr laserového paprsku je  $3\text{ mm}$ . Tomuto průměru odpovídá plocha, na kterou paprsek dopadá, což je  $7,065 \cdot 10^{-6}\text{ m}^2$ . Podílem těchto hodnot je získán tepelný tok  $q_{tot}$ , který činí  $1,13 \cdot 10^8\text{ W/m}^2$ .

Pro rovnoměrný přehřev a svařování je stanovena rychlost pohybu svařovaného materiálu vůči svařovacímu zařízení na  $v = 4\text{ mm/s}$ .

### 4.4.4 Řešení modelu

Model je vytvořen ve 2D prostředí, což znamená, že při řešení dojde ke značné úspoře času. Tato úloha se řeší jako sdružená. V modelu je tedy nejprve použito řešení pole magnetického, jehož výsledky jsou následně použity pro výpočet pole teplotního. V rámci teplotního pole dochází také k ohřevu laserem, jenž je soustředěn do místa svaru. Tato oblast je v modelu definována okrajovými podmínkami pro tepelný tok *Heat flux*. V tomto případě se musí brát v úvahu, že tepelný tok laseru, který dopadá do koutu, je rozdělen do osy  $x$  a  $y$ . Tím vznikne oblast pro aplikování uvedené okrajové podmínky. Poloměr laserového paprsku činí  $1,5\text{ mm}$ . Plochu o takovém poloměru by ale laser zahříval, pokud by nedocházelo k pohybu desek.



Obrázek 4.7: Tvar laserového paprsku

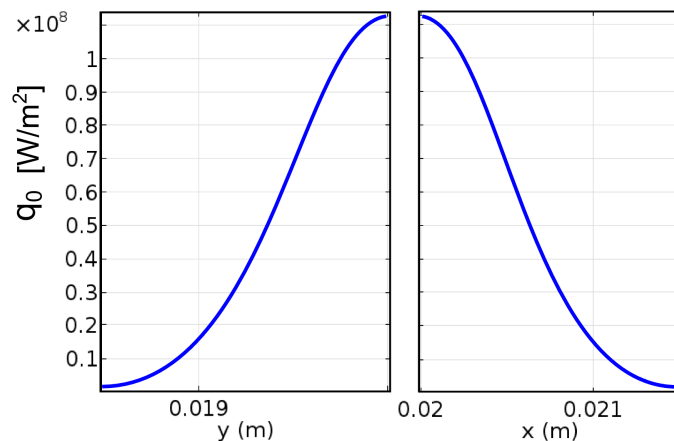
Laserový paprsek je modelován jako Gaussův paprsek. Hustota tepelného toku má

tedy Gaussovo rozložení. Nejvyšší hustota existuje ve středu laserového paprsku a od středu se snižuje. Rozložení hustoty tepelného toku laseru podél vzdálenosti laserového paprsku od centra popisuje obrázek 4.8.

V tomto modelu slouží pro definování laserového paprsku funkce *GaussianPulse*. Tato funkce je zobrazena na obrázku 4.7. Matematickému předpisu této funkce odpovídá rovnice (4.18), kde  $a$  určuje velikost tepelného výkonu  $P_{tot}$ , který je dodán do místa svaru. Proměnná  $\mu$  definuje polohu vrcholu a proměnná  $\sigma$  charakterizuje rozložení gaussovského pulzu.

$$f(x) = ae^{-\frac{x-\mu^2}{2\sigma^2}} \quad (4.17)$$

$$f(x) = \frac{P \cdot \eta}{S} e^{-\frac{x-0.02^2}{2\sigma^2}} \quad (4.18)$$



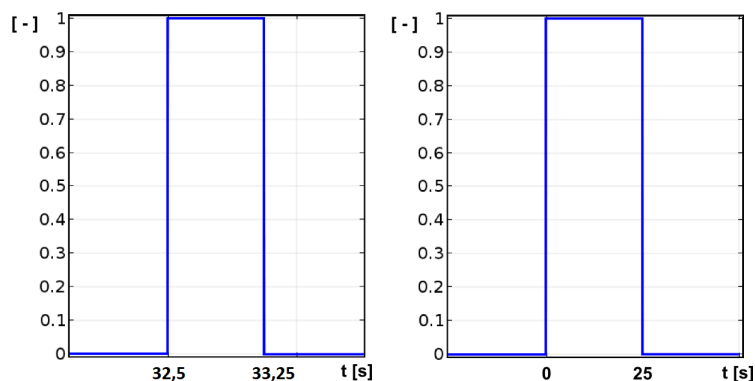
Obrázek 4.8: Matematická funkce pro tepelný tok aplikovaná na hrany  $x$  a  $y$

Pro získání funkce hustoty tepelného toku, jež dopadá na plochu o poloměru 1,5 mm, se funkce *GaussianPulse* touto plochou vydělí. Následná křivka pak dosahuje hodnot, které jsou uvedeny v grafu 4.8, a tepelnému výkonu  $P_{tot} = 800$  W odpovídá hustota tepelného toku  $q_{tot} = 1,13 \cdot 10^8$  W/m<sup>2</sup>.

Pro aplikování funkce, jež dopadá na dvě kolmé hrany a v koutu, neboli v bodě  $A$ , má svoji maximální hodnotu, je nutno ji rozdělit na dvě poloviny. Na funkci *laserbeam–svisky* a *laserbeam – vodorovny*, kde první z nich využívá pro změnu tepelného toku  $q_{tot}$  osu  $y$  a druhá pak osu  $x$ . To zajistí správné rozložení této funkce na hranách. Její hodnota dosahuje maxima ve svařovaném koutu.

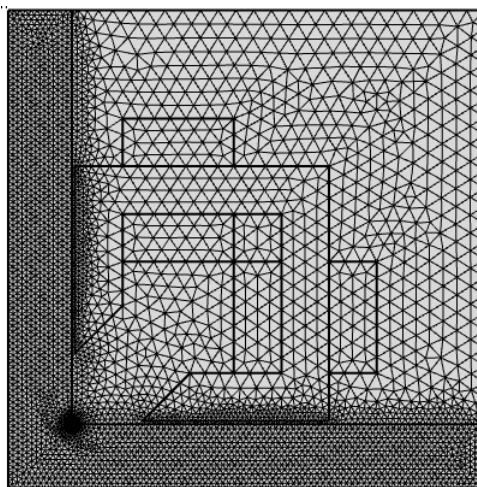
U modelu se uvažuje pohyb svařovaného ocelového materiálu vůči laserové hlavě a induktoru. Jelikož se jedná o model, který je řešen ve 2D geometrii, tento pohyb nelze vytvořit. Je možno však pohyb laserové hlavy a induktoru přetransformovat na časové

funkce. Z průměru laserového paprsku, mezery mezi laserovým paprskem a induktorem a délky induktoru, lze snadno dopočítat čas působení jednotlivých procesů, jelikož je známa rychlost posuvu desek  $v$ . K vytvoření časového odstupňování slouží časové funkce *rectangle*, kterými se definuje doba působení laseru a induktoru. V programu jsou časové funkce nazvány jako *tcivka* a *tlaser*. Tyto funkce jsou zobrazeny na obrázku č. 4.9, kde je vidět, že laser působí 0,75 vteřin a induktor 25 vteřin, přičemž mezera mezi procesy je 7,5 vteřin.



Obrázek 4.9: Funkce pro transformaci pohybu do časové oblasti

Pro takovýto numerický model, který je definován ve frekvenční a časové oblasti, je použita studie *Frequency–Transient*, kde vyhodnocení probíhá v čase 0 - 40 s. Pro přímé řešení je v modelu užito metoda MUMPS, která slouží k řešení velkých lineárních systémů. Pro řešení nelineárních problémů je využívána iterační Newtonova metoda s maximálním číslem iterací 25 a tolerančním faktorem 0,1. Pro řešení obyčejných diferenciálních rovnic je v modelu nastavena metoda BDF. Řešení tedy probíhá na uživatelem definované síti, která je složena ze 40597 elementů. Pro vytvoření sítě byly použity trojúhelníkové elementy. Sít' je zjemněna pro sledovanou doménu, zvláště pro oblast kolem laseru.



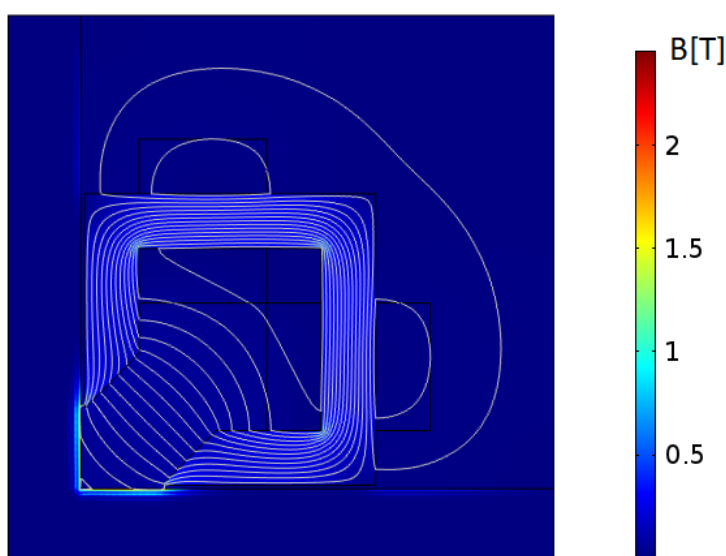
Obrázek 4.10: Sít' pro řešení numerického modelu



#### 4.4.5 Zhodnocení modelu bez přídavného drátu - předeřev

Induktor má 15 závitů a protéká jím proud 60 A o frekvenci 15 kHz. Měděný drát má poloměru 6 mm. Těmto parametrům odpovídá proudová hustota  $1,71 \cdot 10^6 \text{ A/m}^2$ , která je dána vztahem  $NI/S$ . Při této proudové hustotě činí koeficient plnění cívky 0,8.

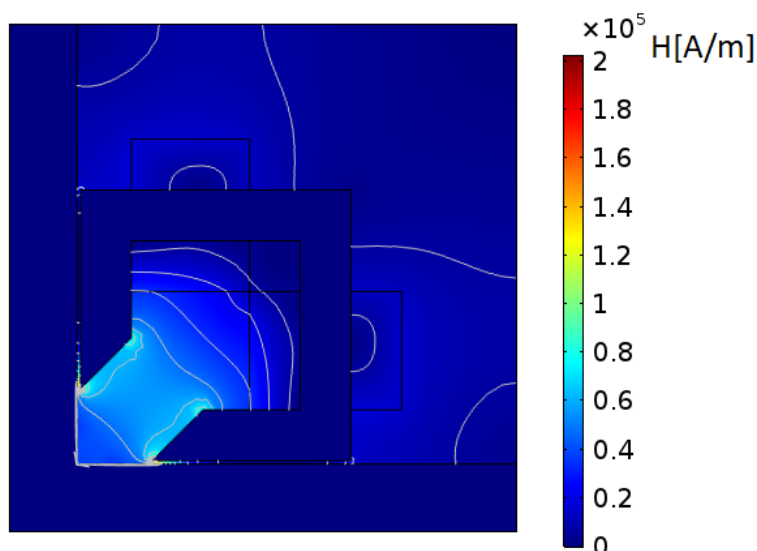
Tyto indukty vytvoří při reletivní permeabilitě jádra  $\mu_r = 1000$ , na němž jsou navinuty, magnetický tok, který prochází jádrem, a uzavírá se přes místo svaru. To nastiňuje graf 4.11, kde je magnetické pole znázorněno siločarami. Graf též popisuje rozložení magnetické indukce. Největších hodnot je dosaženo na povrchu oceli. Tam se magnetická indukce pohybuje okolo  $B = 2 \text{ T}$ . Této indukci přibližně odpovídají hodnoty intenzity magnetického pole 50 000 A/m.



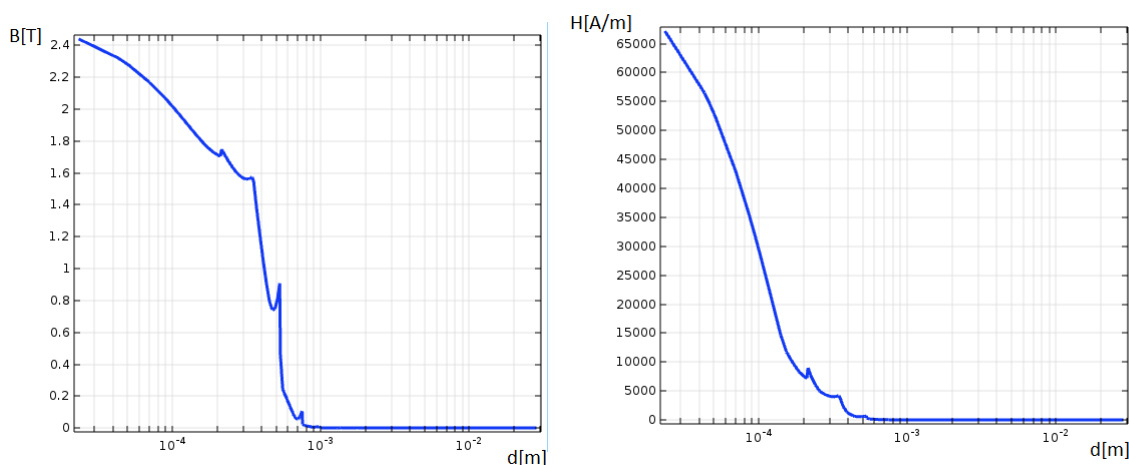
Obrázek 4.11: Rozložení indukce magnetického pole ( $t = 24,5 \text{ s}$ )

Jak ukazuje graf 4.12, intezita magnetického pole v modelu dosahuje hodnot až  $2 \cdot 10^5 \text{ A/m}$ . Takto vysoká hodnota magnetické intezity však vzniká pouze v ostrých hranách přerušného jádra a ve vzduchové mezeře. To dokládají vykreslené siločáry v tomto grafu.

Na povrchu oceli dosahuje intenzita magnetického pole hodnot přibližně  $5 \cdot 10^3 \text{ A/m}$ . Tato intenzita se směrem dovnitř oceli snižuje. To dokládá graf 4.17(a).

Obrázek 4.12: Rozložení intenzity magnetického pole ( $t = 24,5$  s)

Cílem přehřevu je zajistit, aby v místě svaru dosahovaly intenzita a indukce magnetického pole co nejvyšších hodnot. To zajišťuje velikost vzduchové mezery jádra, která ovlivňuje oblast prohřátí. Hodnoty intenzity a indukce magnetického pole v místě svaru dosahují přibližně 65 000 A/m a 2,4 T. Tuto situaci znázorňují grafy 4.17(a) a 4.13(b), jež jsou vytvořeny pro úsečku, která vede z bodu A do bodu B. Tyto body jsou zakresleny v obrázku 4.1. Lze také vidět, že rozložení intenzity magnetického pole definuje hloubku elektromagnetického záření. Hloubka vniku je díky své vysoké frekvenci přibližně milimetr. Teplo je pak kondukcí šířeno dovnitř materiálu.

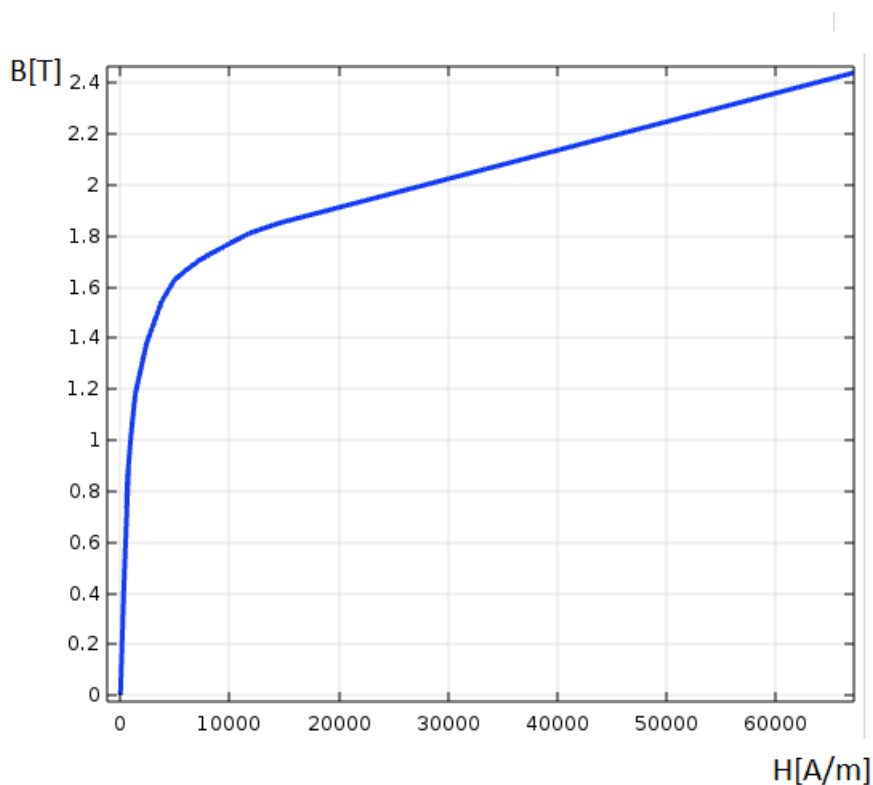


(a) Rozložení indukce magnetického pole z bodu A do B  
 (b) Rozložení intenzity magnetického pole z bodu A do B

Obrázek 4.13: Hodnoty intenzity a indukce magnetického pole v místě svaru

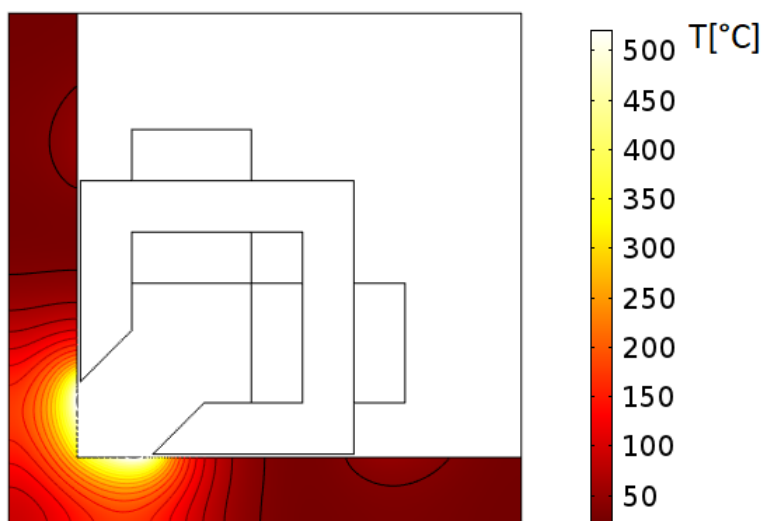
Tyto grafy dokládají, že je ocel opravdu nelineární. Relativní permeabilita se tedy mění s intenzitou magnetického pole, a tudíž magnetická indukce je nelineárně závislá na intenzitě magnetického pole. Tato skutečnost je znázorněna v grafu 4.14. Křivka odpovídá

interpolační funkci, která je uvedena v podkapitole materiály 4.4.2.

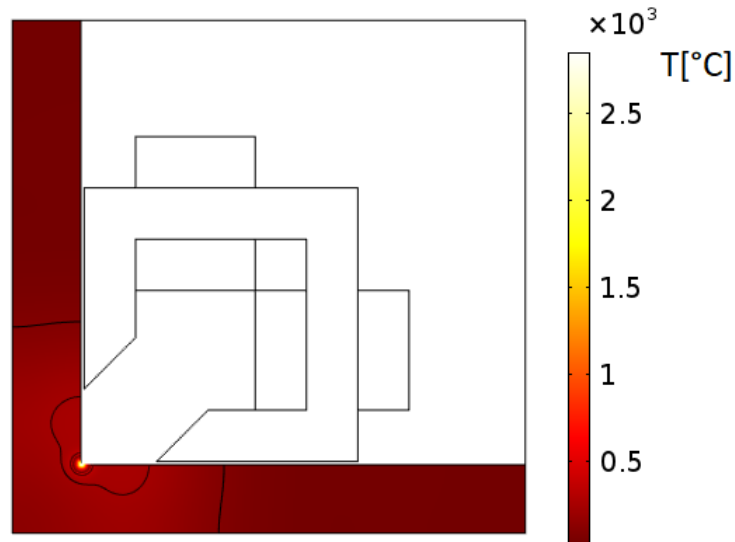


Obrázek 4.14: Béffova křivka pro ocel 12040

Magnetické pole o takovýchto parametrech způsobí ohřev oceli (především v místě svaru) díky přizpůsobené geometrii. Hodnoty teplot v daném místě a jeho okolí dosahují až 500 °C. Z grafu 4.18, jenž zobrazje rozložení teploty, popřípadě z jeho detailu grafu 4.17(b), je vidět, že teplota v místě svaru, v bodě A, je sice vysoká, ale není v modelu nejvyšší.

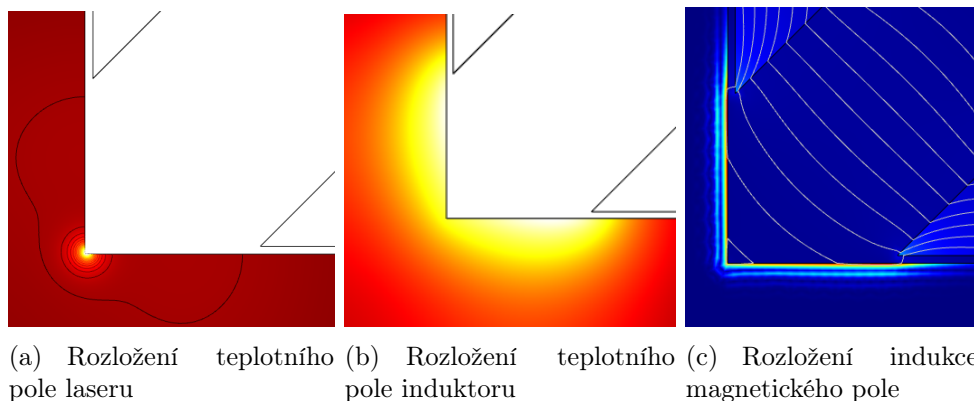


Obrázek 4.15: Rozložení teploty způsobené induktorem ( $t = 24,5$  s)



Obrázek 4.16: Rozložení teploty způsobené laserovým paprskem

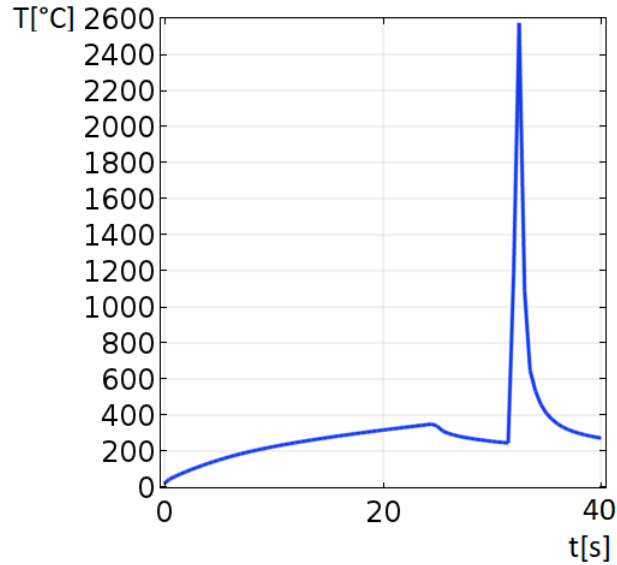
Z grafu 4.18 vyplývá, že nárůst teploty je exponenciální a v době, kdy se induktor nad místem svaru vyskytuje již 25 vteřin, dosahuje teplota na povrchu svaru (v bodě *A*) 380 °C. Z této hodnoty pak teplota exponenciálně klesá. To je dáno uplatněním konvekce a radiace do okolí, které jsou v modelu také uvažovány. Teplota tedy klesne na hodnotu přibližně 220 °C, tedy na potřebnou teplotu pro následné laserové svařování.



Obrázek 4.17: Přiblížení okolí svaru

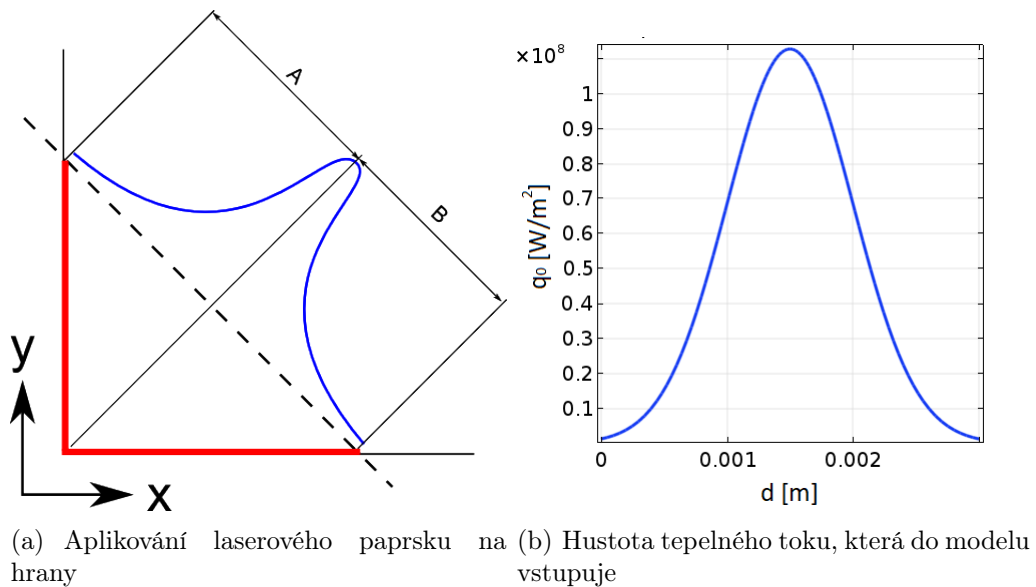
V čase  $t = 32,5$  s, nad místem svaru začne působit laserový paprsek. Pro rychlost 4 mm/s platí, že na toto místo laser působí 0,75 vteřin. Z grafu 4.18 možno vyčíst, že za tuto dobu se svar ohřeje až na teplotu 2600 °C. Nárůst a pokles teploty ve svaru je velmi strmý. Teplota má tedy vysoký teplotní gradient. Přestože vysoká teplota ve svaru způsobená laserovým paprskem rychle klesá, lze pozorovat, že vlivem předehřevu dochází k pomalejšímu ochlazování. Teplota pro martenzitickou strukturu oceli 12040 (C35) činí přibližně 160 - 380 °C. Touto strukturu by svar tedy neměl disponovat a neměla by v něm vznikat pnutí.

Pro laserový paprsek se uvažuje Gaussovské rozložení. Hustota tepelného toku  $q_0$  tedy dosahuje nejvyšší hodnoty ve středu paprsku a ke krajům se exponenciálně snižuje.



Obrázek 4.18: Rozložení teploty způsobené indukčním ohřevem a laserovým svařováním

Pro aplikování na koutový svar bylo nutné tento laserový paprsek rozdělit a aplikovat na každou hranu zvlášť tak, aby v bodě *A* vznikla nejvyšší hustota tepelného toku. V grafu 4.19(b) je vykreslen průběh hustoty tepelného toku, který vstupuje do oceli červenými hranami, jež jsou zakresleny na obrázku 4.19(a). Je tedy patrné, že model laserového paprsku je proveden správně.

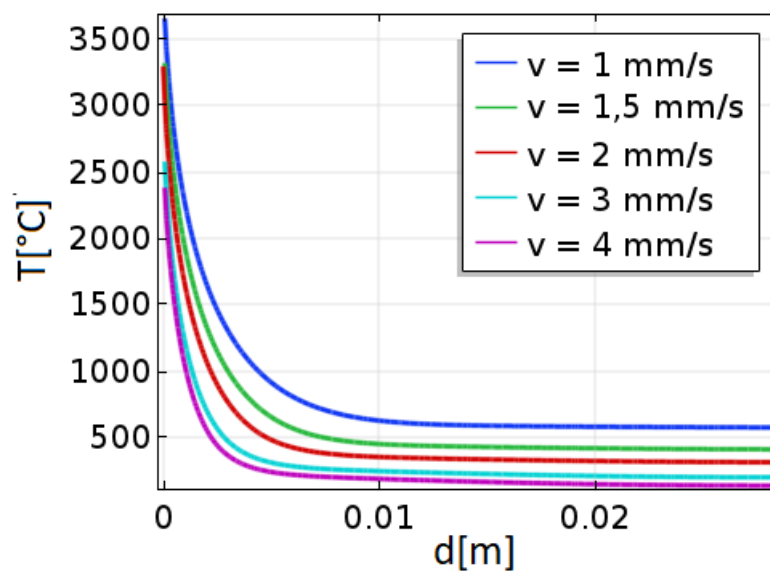


(a) Aplikování laserového paprsku na hrany (b) Hustota tepelného toku, která do modelu vstupuje

Obrázek 4.19: Hustota tepelného toku

## Distribuce tepla ve svaru v závislosti na rychlosti pohybu svařovaného materiálu

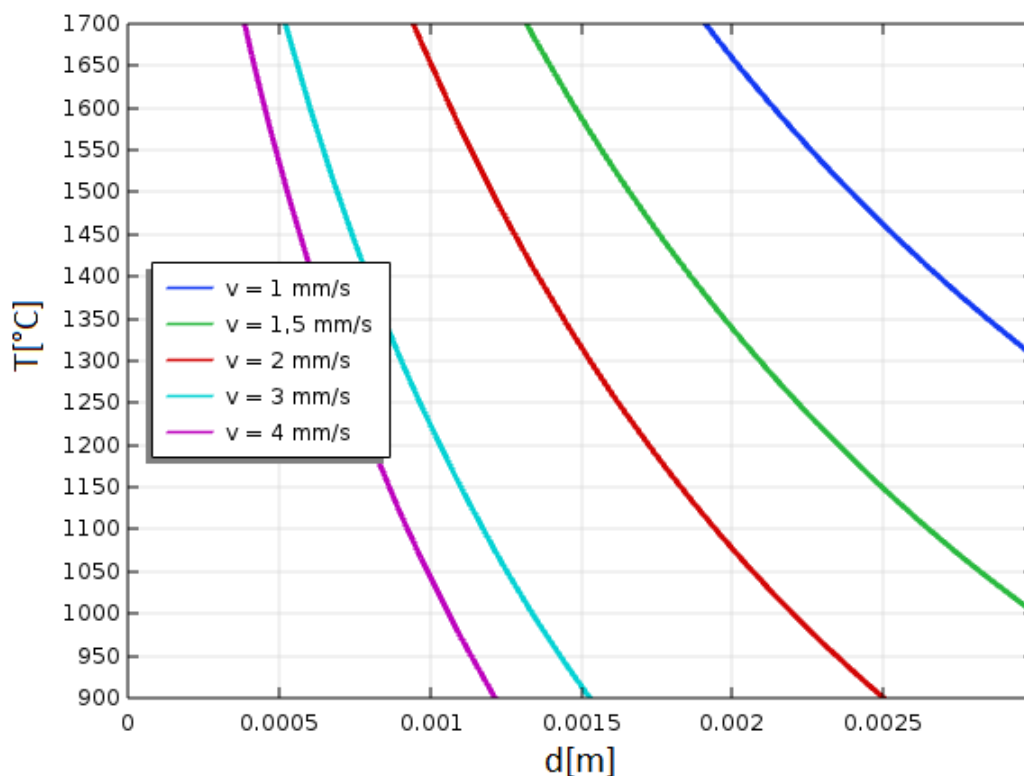
V modelu je sledováno šíření teploty v koutovém svaru v závislosti na rychlosti posunu desek. Teploty ve svaru byly porovnávány v čase, kdy ve svaru dosahovaly nejvyšších hodnot, tedy při působení laserového paprsku. Teploty jsou sledovány na úsečce mezi bodem *A* a *B*. Tyto body jsou vyznačeny na obrázku 4.1. Graf 4.20 naznačuje, že teploty ve svaru při nižší rychlosti posunu desek dosahují vyšších hodnot. V modelu však není uvažováno tavení kovu a jeho následné odpařování. Pro takovýto reálný model by teploty ve svaru dosahovaly nižších hodnot, jelikož by se energie spotřebovávala právě na tyto děje.



Obrázek 4.20: Distribuce teploty ve svaru v závislosti na rychlosti pohybu svařovaného materiálu (A - B)

V tomto modelu je sledováno pouze šíření tepla ve svaru. Při neuvažování tavení a odpařování kovu se teplo uvnitř svaru šíří jen kondukcí, proto dosahuje hloubka svaru jen řádu desetin milimetru až 1 milimetru. Jeho hloubku omezuje pouze tepelná vodivost. V reálném případě by teplo, které nemůže být dostatečně rychle odváděno způsobilo, že by teplota při svařování vzrostla nad odpařovací teplotu. Došlo by ke vzniku kovové páry a hloubka svaru by skokově narostla. V tomto případě by se jednalo o hloubkové svařování.

Teplota tavení oceli, která je použita v modelu činí  $T_m = 1450$  °C. Z grafu 4.21 lze vidět, že tato teplota pro rychlosti  $v = 4$  mm/s a  $v = 3$  mm/s proniká do hloubky svaru necelého milimetru. Pro zbylé rychlosti se hloubka svaru pohybuje již nad 1 mm. Rychlosti  $v = 2$  mm/s odpovídá hloubka 1,25 mm, pro  $v = 1,5$  mm/s je to 1,75 mm. Při rychlosti  $v = 1$  mm/s dosahuje hloubka této teploty dokonce 2 mm.

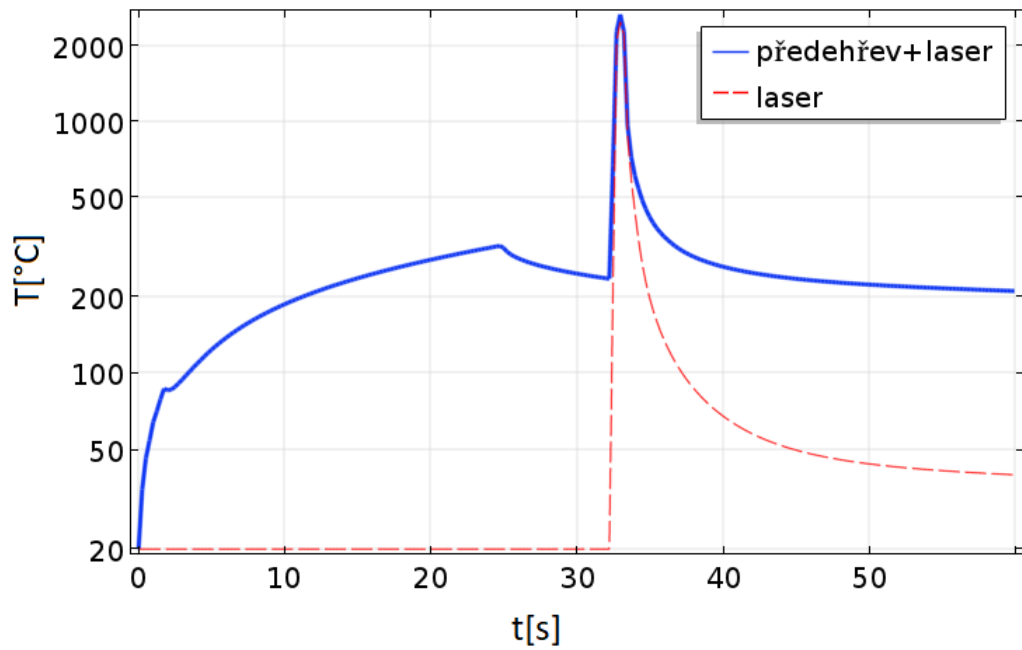


Obrázek 4.21: Distribuce teploty ve svaru v závislosti na rychlosti pohybu svařovaného materiálu - detail (A - B)

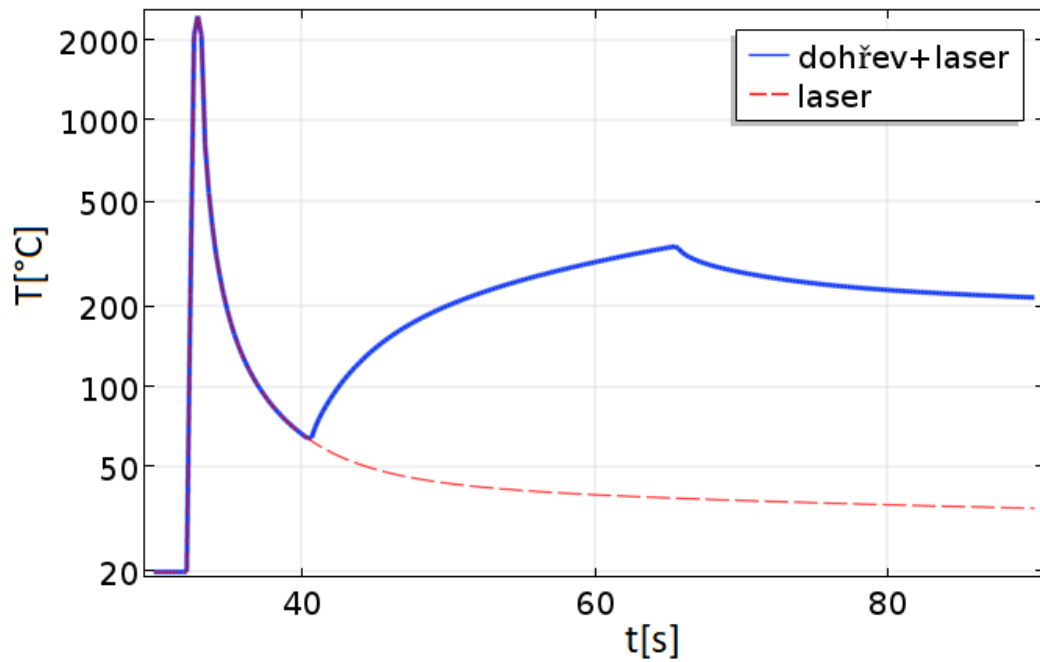
#### 4.4.6 Porovnání procesních strategií

U hybridního svařování se pro zlepšení vlastností svaru využívají tři procesní strategie. Jedná se o předehřev, dohřev a jejich kombinaci. V grafu 4.22 je provedeno porovnání laserového svařování s indukčním předehřevem vůči samotnému laserovému svařování. Teplota je sledována v bodě A, který je vyznačen na obrázku 4.1. Z grafu je patrné, že teplota přehřevu při začátku působení laseru dosahuje téměř teploty 300 °C. Předehřev tedy způsobí, že po skončení procesu laserového svařování klesá teplota ve svaru značně pomaleji, než kdyby svařování probíhalo jen pomocí samotného laseru. To je dáno tím, že při tak krátké době, působení laseru na svar se materiál nestačí dostatečně prohřát, a tak ihned poté teplota ve svaru prudce klesá. Správným nastavením parametrů se zajistí, že svar se bude z teploty, která je vyšší než počáteční teplota tvoření martenzitu ochlazovat pomaleji. Tím se svar vyhne martenzitické struktuře a bude vykazovat lepší mechanické vlastnosti. Nebude tedy křehký a eliminuje se vznik vnitřního pnutí, které způsobuje praskání svaru.

Z grafu 4.23 pro dohřev lze pozorovat, že je velmi důležitá vzdálenost mezi induktorem a laserovým paprskem. Teplota během několika vteřin po svařování prudce klesne z 2600 °C na téměř 75 °C. Pro tento případ by byla vhodnější nižší vzdálenost, avšak je patrné, že po aplikaci induktoru teplota ve svaru vzroste a pak opět klesá velice pomalu.



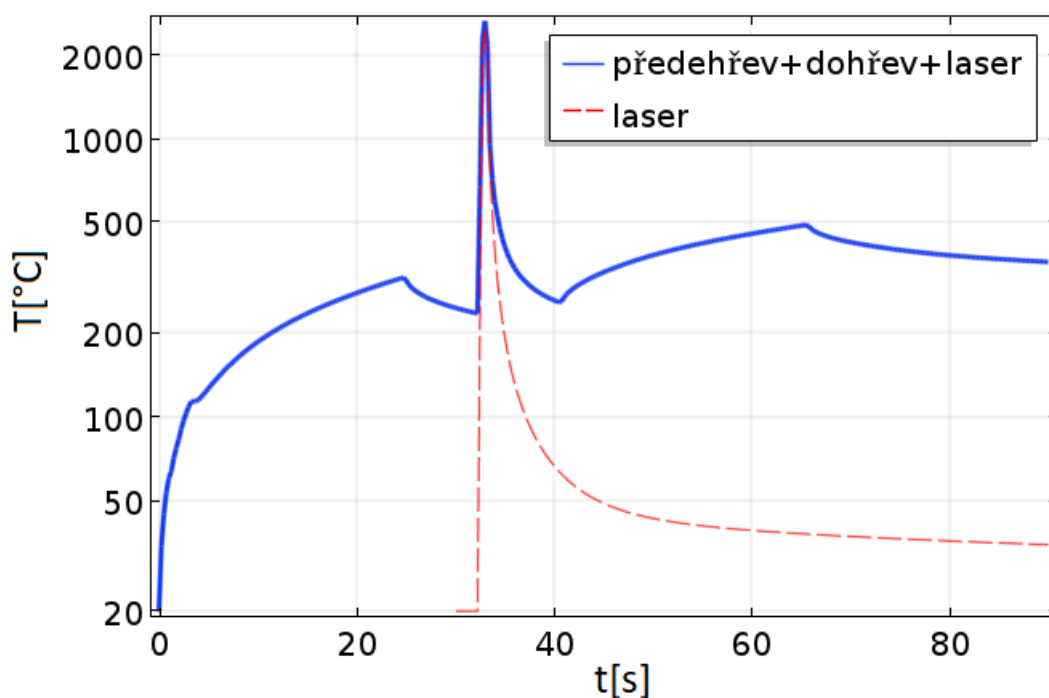
Obrázek 4.22: Porovnání svařování bez předehřevu a s předehřevem



Obrázek 4.23: Porovnání svařování bez dohřevu a s dohřevem



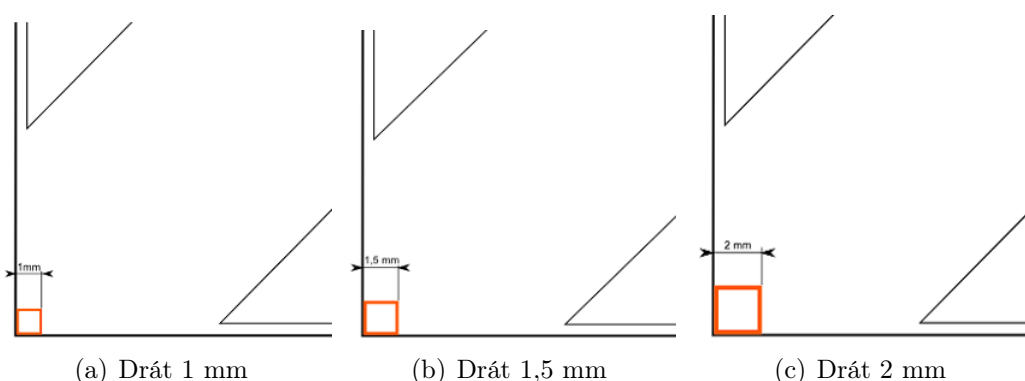
Jako nejlepší varianta se jeví kombinace těchto procesů. Tomuto procesu odpovídá graf 4.24. Nejenže přehřev sníží rychlost chladnutí, dohřev teplotu ve svaru ještě zvýší na téměř 500 °C, ze které poté velice pomalu chladne. Tento proces zcela jistě zajistí velmi kvalitní svar. Lze předpokládat, že jelikož teplota tvoření martenzitu této oceli začíná přibližně kolem 370 °C, tak svým pomalým chladnutím se této struktuře zcela vyhne, to vyplývá z anizotermického diagramu rozpadu austenitu. Svar by měl tedy disponovat menší tvrdostí a neměl by být křehký. Jelikož model není ověřen měřeními, odkazují se na práci uvedenou ve zdroji [12], kde je ukázáno srovnání tvrdosti svaru způsobené jednotlivými procesy. Tato kombinace potvrzuje teoretické předpoklady, které jsou uvedeny v kapitole 2.6 na obrázku 2.6. Jelikož ale není přesně znám anizotermický diagram této oceli, lze jen domnívat, že tato rychlost bude vyhovovat. Pro případ že by nevyhovovala musí dojít ke zvýšení teploty resp. dohřevu nebo předehřevu a to platí pro všechny tyto varianty.



Obrázek 4.24: Porovnání kombinace předehřevu s dohřevem se samotným laserem

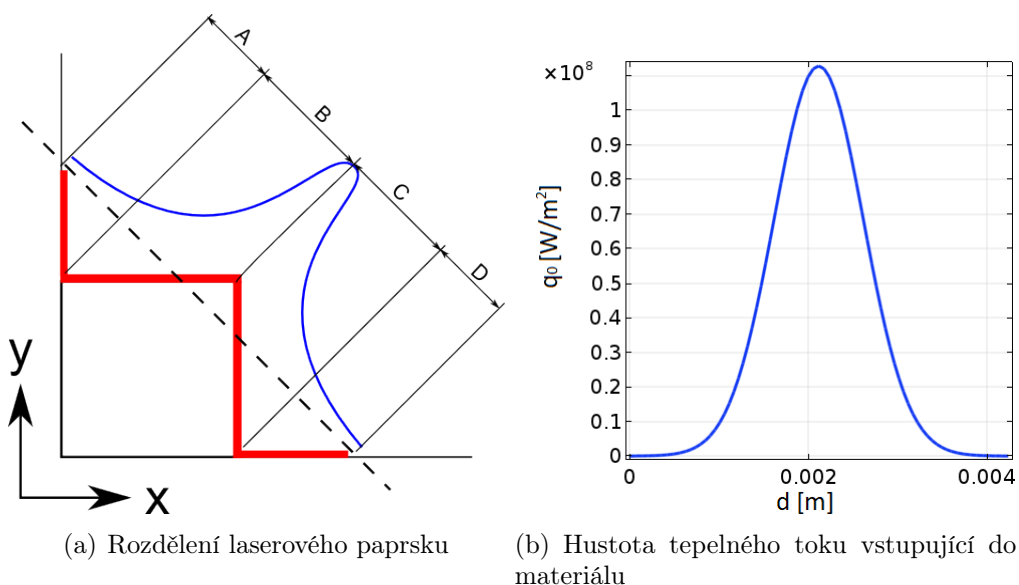
#### 4.4.7 Zhodnocení modelu s přídatným drátem - předeřev

Geometrie ani použité materiály se u tohoto modelu nikterak neliší od předešlého. V tomto modelu je však při svařování uvažován přídatný měděný drát, který slouží ke zkvalitnění svaru. V modelu je průřez tohoto drátu uvažován jako čtvercový. Tato geometrie, narozdíl od kruhového průřezu dovoluje aplikování laserového paprsku stejnou metodou jako v modelu bez drátu. Pro laserové svařování jsou uvažovány 3 varianty drátů, a to s velikostí hrany 1 mm, 1,5 mm a 2 mm. Umístění měděného drátu lze vidět na obrázcích 4.32(a), 4.32(a), 4.32(a).



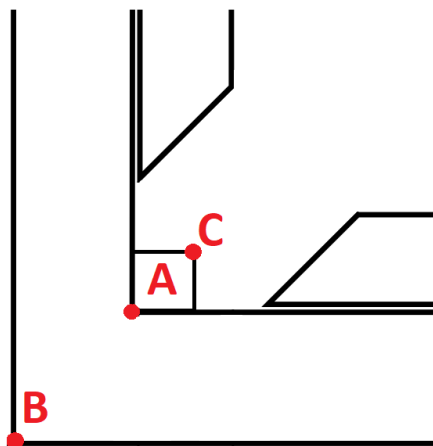
Obrázek 4.25: Varianty měděných drátů pro laserové svařování

Aby měl laserový paprsek na hranách správné rozložení, je nutné jej tentokrát rozdělit na čtyři části  $A - D$ , to ukazuje obrázek 4.26(a). Každá tato část je přiřazena odpovídající hraně a definována jako okrajová podmínka *Heatflux*. Graf 4.26(b) slouží k ověření a ukazuje, že rozložení hustoty tepelného toku laseru, která do místa svaru vstupuje, je nastavena správně.



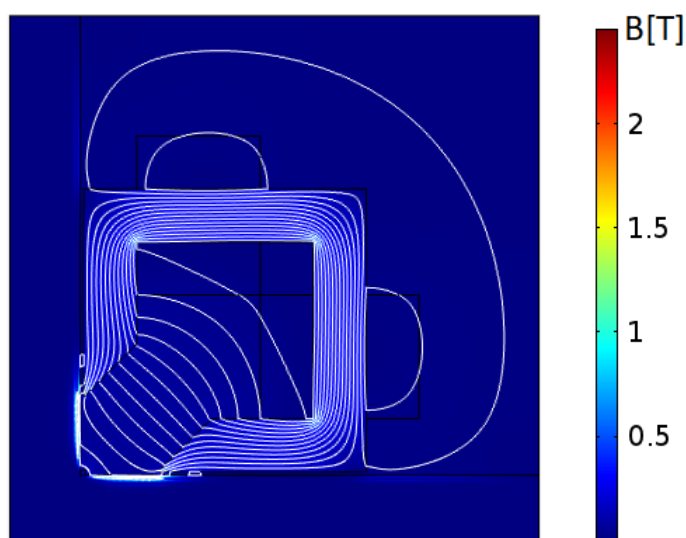
Obrázek 4.26: Model laserového paprsku

Jsou případy, kdy je měděný drát je přiložen až po indukčním předehřevu a je tažen společně s laserovou hlavou. V tomto modelu se však měděný drát uvažuje v místě svaru již před působením předehřevu. To znamená, že takovéto uspořádání značně ovlivňuje vlastnosti magnetického pole v místě svaru.



Obrázek 4.27: Vyznačení bodů pro vyhodnocení

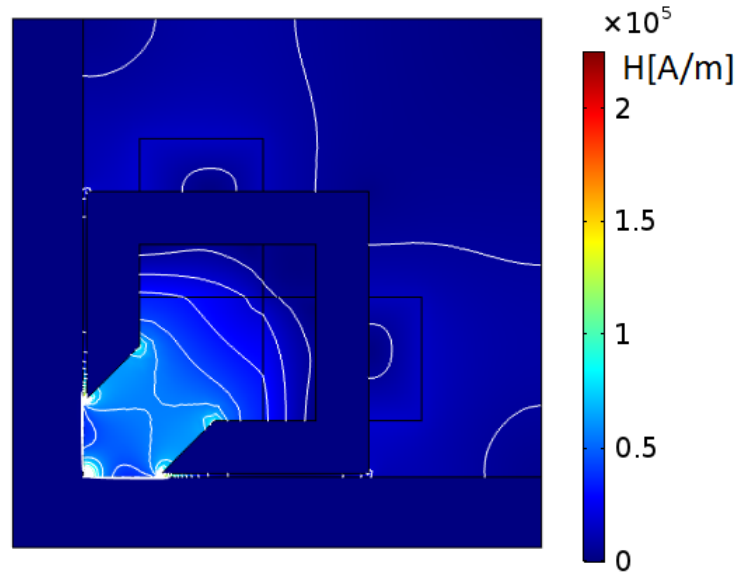
Indukce a intenzita magnetického pole v okolí svaru dosahují v tomto modelu podobných hodnot jako u modelu předešlého. Ovšem v místě svaru, v bodě *A*, se tyto hodnoty liší. Intenzity magnetického pole na povrchu měděného drátu dosahují hodnot až  $2 \cdot 10^5$  A/m a v místě svaru již dojde k poklesu této hodnoty přibližně na 200 A/m při indukci magnetického pole 0,69 T. Pro srovnání, v modelu bez drátu v místě svaru dosahuje intenzita magnetického pole přibližně 65000 A/m, čemuž odpovídá indukce magnetického pole 2,4 T. Tyto hodnoty odpovídají nelineární charakteristice relativní permeability, která je definována pomocí interpolační funkce.



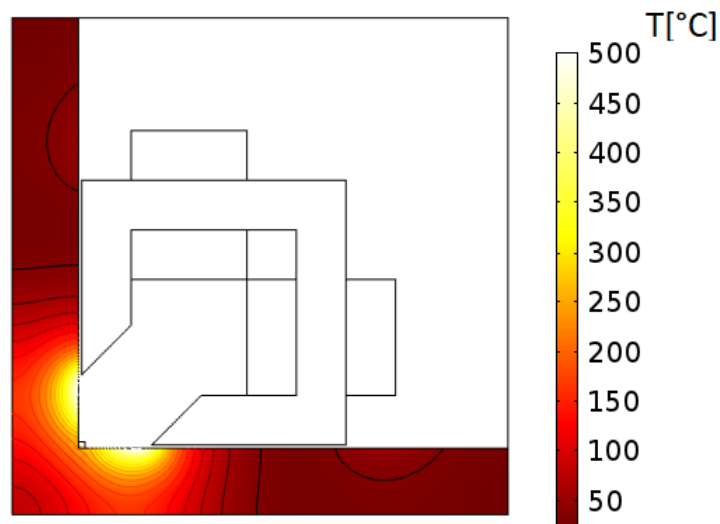
Obrázek 4.28: Rozložení indukce magnetického pole ( $t = 24,5$  s)

Takto vysoká hodnota na povrchu měděného drátu je dána především tím, že se jedná o diamagnetický materiál, u něhož je hodnota relativní permeability menší než jedna. Přesněji řečeno, mědi odpovídá relativní permeabilita  $\mu_r = 0,999$ .

Protože geometrie induktoru zůstala zachována, tak i prohřívání oblasti zůstane nezměněna. Vlivem měděného drátu však dojde ke snížení teploty v místě svaru.

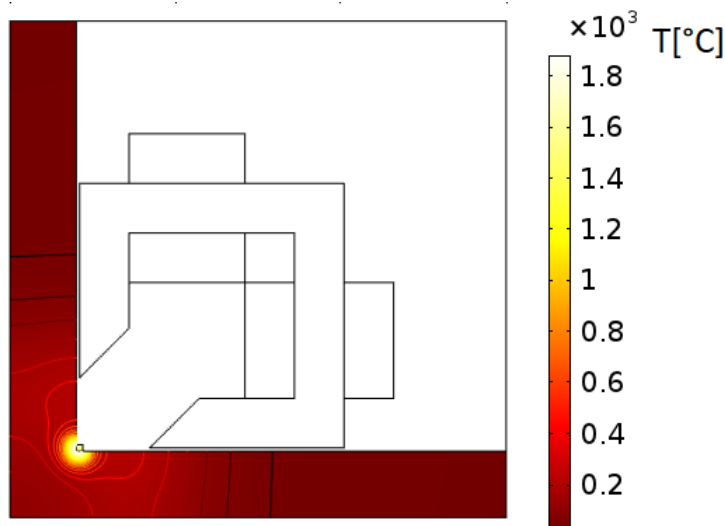


Obrázek 4.29: Rozložení intenzity magnetického pole

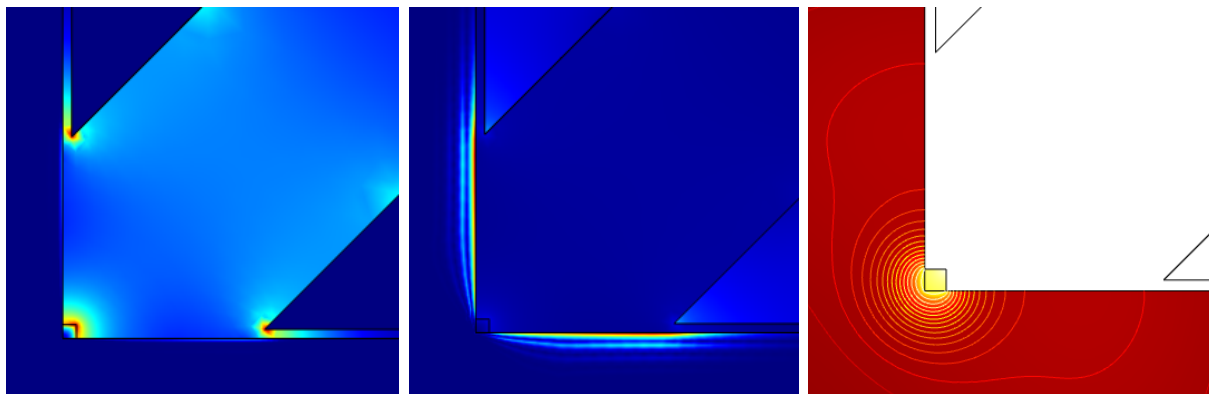


Obrázek 4.30: Rozložení teploty způsobené induktorem ( $t = 24,5$  s)

V grafu 4.31 je zobrazeno rozložení teploty v čase, kdy dochází k působení laserového paprsku na místo svaru. S tímto grafem souvisí graf 4.36, který ukazuje hodnoty teplot mezi body *C* a *B* pro různé velikosti drátů, kde bod *C* bere v úvahu drát s největším průřezem. Tyto body jsou vyznačeny na obrázku 4.27.



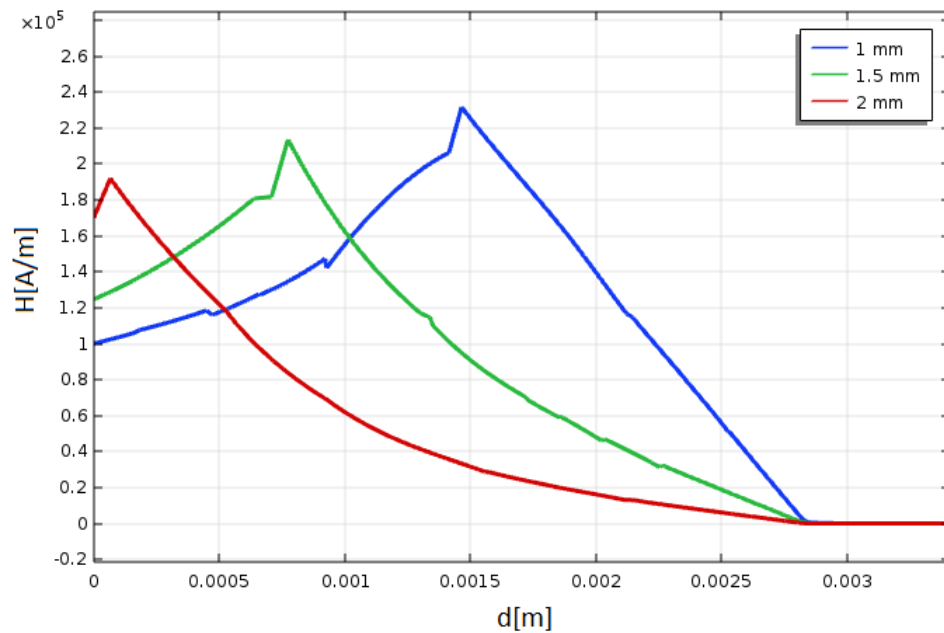
Obrázek 4.31: Rozložení teploty způsobené laserovým paprskem



(a) Rozložení intenzity mag. pole (b) Rozložení indukce mag. pole (c) Rozložení teplotního pole laseru

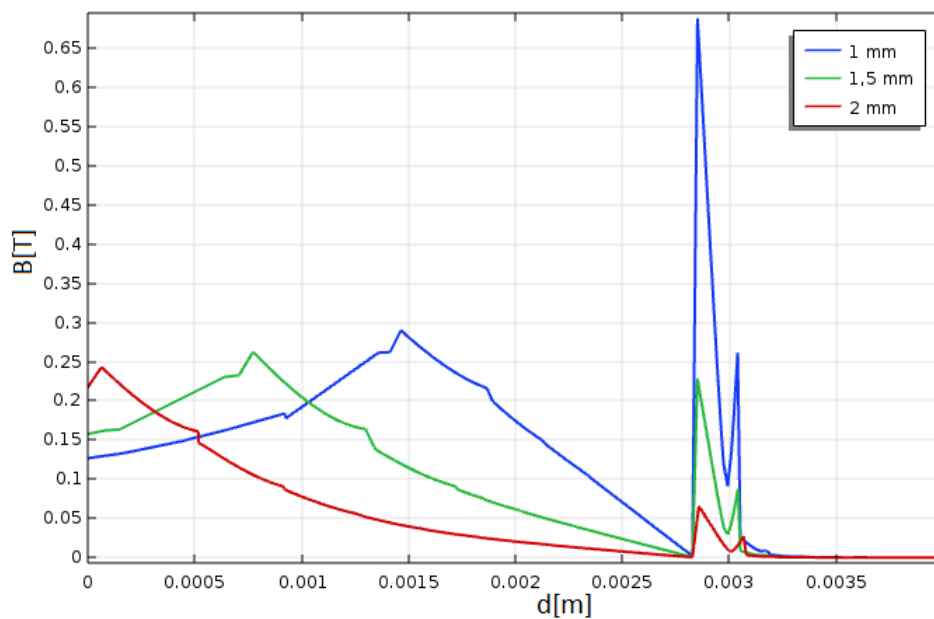
Obrázek 4.32: Přiblížení okolí svaru

Grafy 4.33 a 4.34 vykreslují hodnoty, které jsou zjišťovány na úsečce, jež je tažena z bodu *C* do bodu *B*, tak jak je to zakresleno na obrázku 4.27. Tato úsečka je uvažována pro drát s délkou hrany 2 mm. Úsečka je pro všechny varianty stejná. U modelů s menším průřezem drátu lze proto sledovat i vývoj indukce a intenzity magnetického pole na vzduchu kolem drátu před tím, než tyto hodnoty dosáhnou vrcholu. Vrchol odpovídá povrchu měděného drátu. Graf 4.33, do něhož jsou vyneseny průběhy intenzit, opět naznačuje hloubku pronikání elektromagnetického záření, která činí přibližně 3 mm. Tato hloubka bere v úvahu i měděný drát.



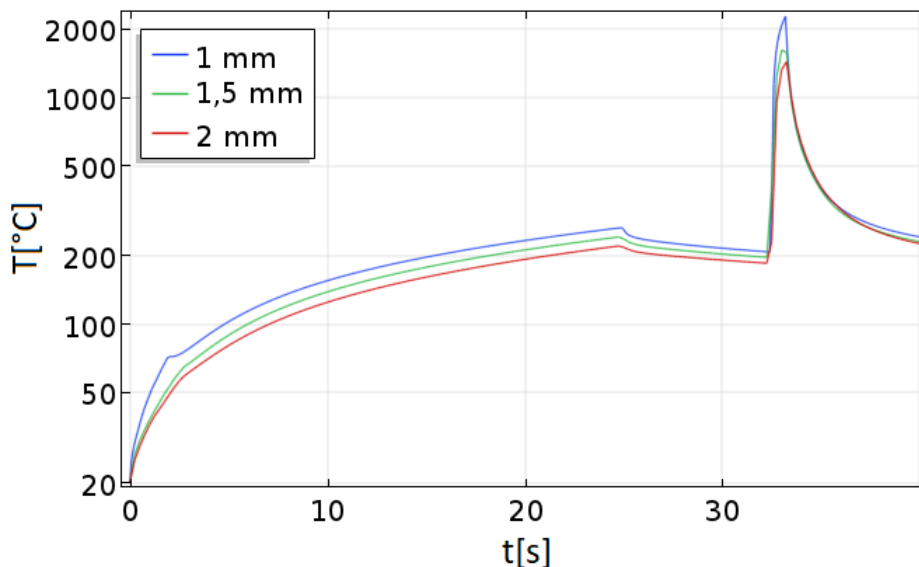
Obrázek 4.33: Rozložení intenzity magnetického pole v místě svaru mezi body C - B

Z grafu 4.34, ve kterém jsou vykresleny indukce magnetického pole pro různé varianty drátu, lze pak nepřímě vidět vývoj permeability, kde první část odpovídá průběhu intenzity na vzduchu a v mědi, u kterých je relativní permeabilita přibližně stejná. Skoková změna indukce odpovídá prudkému nárůstu permeability v oceli. Z grafů lze tedy vidět, že v místě svaru pro drát s nejmenším průřezem dosahuje intenzita magnetického pole poměrně nízkých hodnot, a to přibližně 200 A/m čemuž odpovídá indukce magnetického pole přibližně 0,69 T. Je vidět, že tyto hodnoty se razantně snižují s rostoucím průřezem přiloženého drátu.

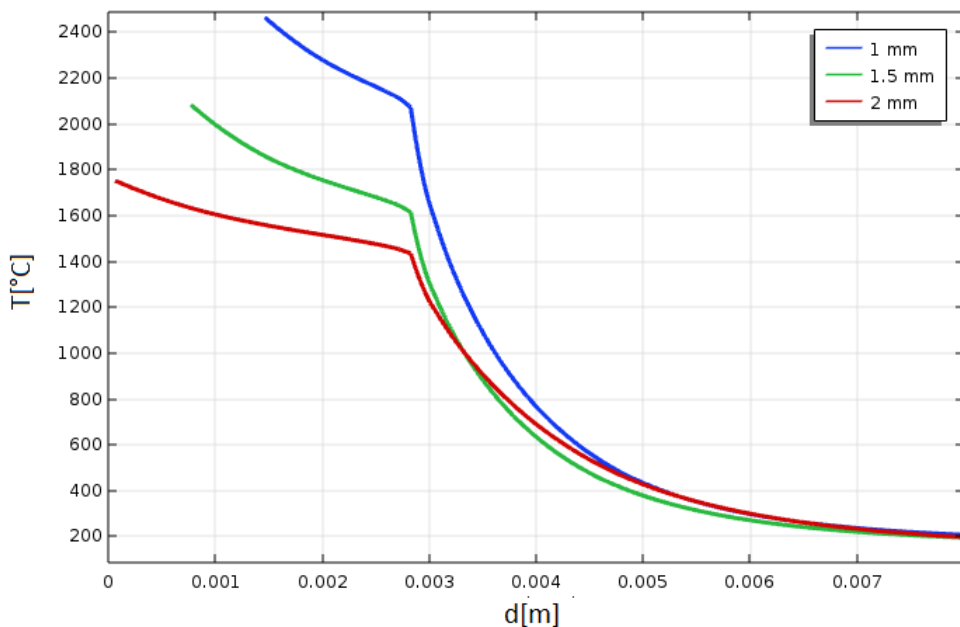


Obrázek 4.34: Rozložení indukce magnetického pole v místě svaru mezi body C - B

Grafy 4.35 a 4.36 ukazují průběh teplot, které odpovídají magnetickým zřátám v oceli  $w_j$ , a tedy i dosaženým hodnotám indukce a intenzity magnetického pole v těchto místech. Teplota v místě svařování způsobená laserovým paprskem, dosahuje nižších hodnot se zvětšujícím se průřezem drátu. To je dáno tím, že do tohoto modelu není zahrnuto tavení kovu.



Obrázek 4.35: Teplota v čase na povrchu svaru v bodě A



Obrázek 4.36: Rozložení teploty v místě svaru mezi body C - B

#### 4.4.8 Zhodnocení kvality svaru

Kvalitu svaru je možné hodnotit z mnoha hledisek. Za nekvalitní svar je považován takový svar, který obsahuje vady. Vady jsou hodnoceny podle normy ČSN EN ISO 6520-1 a jsou za ně považovány každé odchylky od uvedených parametrů. Mezi nejrůznější vady patří trhliny, neprůvary, studené spoje, póry a bubliny, vměstky, zápaly, vnitřní pnutí atp. V této práci je řešen svarový spoj z hlediska rozložení teploty. To ovlivňuje zejména vnitřní pnutí, trhliny, neprůvary a studené spoje. Správné rozložení teploty a správná rychlost chladnutí má proto velmi velký vliv na kvalitu svaru. Laserové svařování vytváří velice kvalitní svary, je však ale specifické svou rychlostí ochlazování.

Hloubku průvaru nelze v těchto uvedených numerických modelech zkoumat, protože není uvažováno tavení materiálu, lze sledovat ale izotermu této teploty, která je pro ocel v modelu přibližně 1450 °C. Je patrné, že čím pomaleji se desky budou pohybovat, tím se tato teplota dostane hlouběji. Z toho vyplývá, že i průvar bude hlubší.

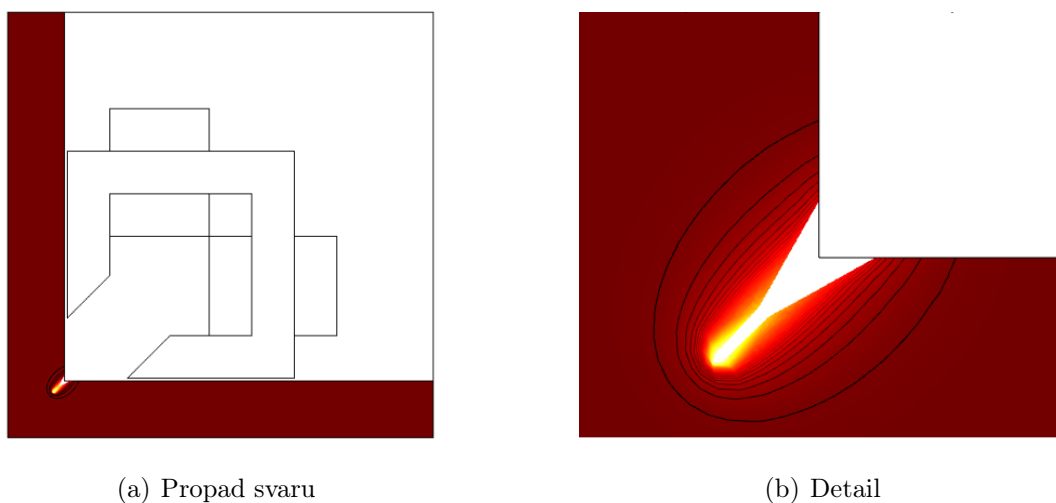
Naopak v těchto modelech lze dobře posoudit rychlost chladnutí místa svaru. V předchozích kapitolách již bylo uvedeno, že velmi rychlým chladnutím bude svar vykazovat martenzitickou strukturu, která je sice velice tvrdá, ale vlivem vnitřního pnutí i velice křehká, proto dochází k praskání a trhlinkám, což je samozřejmě nežádoucí. Zpomalení rychlosti chladnutí svaru je docíleno pomocí předehřevu, dohřevu nebo jejich kombinací. Nejlepší svar by měl být proveden kombinací dohřevu a předehřevu, v tomto případě by měl svar vykazovat nejmenší tvrdost. Pro případ dohřevu by bylo vhodnější zvýšit teplotu alespoň na 600 °C. V tomto případě lze dohřev přirovnat k žihání. Z předehřevu lze taky jasně vidět, že značně zpomalí chladnutí. Tyto modely nejsou ověřeny měřením, ale v kapitole 2.6 v grafu 2.6, který ukazuje tvrdost v závislosti na těchto procesech, je vidět, že ve srovnání s numerickým modelem vytvořeným v této práci se tato hypotéza potvrzuje.



#### 4.4.9 Model uvažující změnu sítě a geometrie

V tomto modelu je řešeno rozložení teploty ve svaru. To znamená, že tento model neuvažuje deformaci sítě a geometrie, ke kterým dochází při vývinu vysoké teploty. Při takto vysoké teplotě by docházelo k tavení a následnému odpařování materiálu, proto by tento model musel uvažovat změnu skupenství. Musely by se pak brát v úvahu tři fáze hmoty: odpařený kov, kapalná fáze a pevná fáze. Model by zahrnoval šíření tepla v pevné látce, též i šíření tepla pro kapalný stav, přičemž by bylo třeba vzít v potaz i laminární proudění kapaliny. Všechny tyto děje by musely být spřaženy s deformací sítě. Pro tyto děje by bylo velmi těžké stanovit parametry oceli v takovýchto skupenstvích. Jednalo by se například o viskozitu, tavné latentní teplo, odpařovací latentní teplo, koeficient tepelné hustoty, povrchové napětí atd. Pro vytvoření takového modelu by byl zapotřebí velmi vysoký výpočetní výkon, kde by výpočet mohl trvat i několik dní. Toto však nebylo cílem předkládané diplomové práce.

Pro představu rozložení izoterm při laserovém svařování je vytvořen model, kde je propad svaru vytvořen uměle. Propad je vymodelován pomocí deformace sítě, pro níž se musí stanovit příslušné okrajové podmínky. Tento model má za cíl přiblížení k fyzikální realitě.



Obrázek 4.37: Propad svaru

## 5 Závěr

Cílem diplomové práce bylo navrhnout různé druhy hybridního svařování, jako jsou varianty bez přídavného drátu, s přídavným drátem, s předehřevem či dohřevem materiálu. Pro tyto varianty byly definovány numerické modely, které byly řešeny pomocí COMSOL Multiphysic 5.3. a na základě výsledků zhodnoceny.

Úvodní část práce slouží k vytvoření teoretického podkladu a nastínění dané problematiky hybridního svařování. Také by měla ukázat motivaci, proč je třeba se tímto tématem zabývat. Proto zde byly postupně rozepsány problematiky indukčního ohřevu, laserového svařování, tepelné a mechanické vlastnosti materiálů, tepelné zpracování materiálu a numerické modelování. Po přečtení uvedené části by měl čtenář získat představu o daném tématu a lépe porozumět výsledkům jednotlivých numerických modelů v následujících kapitolách.

V praktické části je vytvořen numerický model hybridního svařování, který sestává z kombinace indukčního ohřevu s laserovým svařováním. V teoretické části je uvedeno, že tato kombinace je velice efektivní z ekonomického i výrobního hlediska. Hlavním cílem této kombinace je zvýšit dobu ochlazování koutového svaru tak, aby ve svaru nevznikala nežádoucí vnitřní pnutí, která jsou charakteristická pro martenzitickou strukturu oceli.

V této části jsou proto definovány numerické modely pro předehřev, dohřev bez přídavného materiálu a jejich kombinaci a numerický model s přídavným drátem o různých velikostech. Modely jsou řešeny ve 2D prostředí v časové a frekvenční oblasti. Pro simulaci pohybu jsou aplikovány časové funkce, jejichž čas odpovídá době, v níž se nad daným elementem svaru vyskytuje induktor a laserový paprsek.

Vhodná geometrie induktoru, a zejména pak feromagnetického jádra se vzduchovou mezerou, zajišťuje, aby bylo co nejvíce magnetického toku soustředěno do místa svaru tak, aby v něm vznikala nejvyšší teplota. Parametry induktoru zajišťují, že se místo svaru prohřeje za dobu  $t = 25$  s na teplotu téměř  $500$  °C. Z této hodnoty pak teplota exponenciálně klesá až na teplotu kolem  $250$  °C. V tom okamžiku začíná působit laserový paprsek. Laserový paprsek je modelován jako Gaussovský pulz, který má podle tvaru křivky nejvyšší hustotu tepelného toku v jejím středu a ke krajům se exponenciálně snižuje. Tato funkce byla rozdělena na několik částí a aplikována na správné hrany koutového svaru. Takto vytvořený laser způsobí, že se v místě svaru vyvine teplota téměř  $2500$  °C

V těchto modelech je sledována teplota tavení oceli, která je  $1450$  °C. Tato teplota je sledována v závislosti na rychlosti posunu desek. Z výsledků lze vidět, že tato teplota se dostane do hloubky maximálně  $2,5$  mm. Takto malá hloubka je dána tím, že je zde sledováno pouze šíření tepla. To znamená, že modely neuvažují tavení a následné odpařování kovu, proto se teplo uvnitř oceli šíří pouze kondukcí a hloubku omezuje pouze tepelná vodivost.

V těchto modelech je tedy sledováno rozložení teploty ve svaru a rychlost ohřevu. Tyto modely neuvažují propad svaru, jehož následkem je změna geometrie modelu. Také by zde musela být uvažována změna skupenství, šíření tepla v jednotlivých fázích a jejich pohyb. V takovém modelu by bylo velice těžké stanovit vstupní parametry a pro jeho simulaci by byl nutný vysoký výpočetní výkon. Vytvoření takového modelu však nebylo cílem diplomové práce.

Jak již bylo uvedeno, na kvalitu svaru má velký vliv rychlost chladnutí svařovaného místa. V numerických modelech, které jsou v práci uvedeny, lze tuto dobu velice dobře sledovat. Zpomalení chladnutí svaru je dosaženo pomocí předehřevu, dohřevu nebo jejich kombinací. Z grafů v kapitole 4.4.6 je jasně vidět, že předehřev značně zpomalí chladnutí, což jistě zajistí kvalitnější svar. Pro případ dohřevu by bylo vhodnější teplotu zvýšit alespoň na 600 °C. V tom případě lze pak dohřev přirovnat k žhání. Nejvyššího svaru by mělo být dosaženo kombinací těchto procesů. Svar by měl vykazovat nejmenší tvrdost a tím pádem by neměl být křehký a nemělo by docházet ke vnitřním pnutím. Správná doba chladnutí vychází z anizotermického diagramu rozpadu austenitu, který udává strukturu oceli v závislosti na době chladnutí. Tyto modely nejsou ověřeny měřením, proto se odkazují na akademickou práci [12], kde tato měření byla provedena a graf z těchto měření je uveden v kapitole 2.6 na obrázku 2.6. Dále jsou modely zhodnoceny na základě rozložení indukce a intenzity magnetického pole.

V závěru práce je vytvořen model, který uměle simuluje propad svaru proto, aby bylo možné sledovat vývin tepla ve svaru, ve kterém dochází ke změně geometrie. Propad je vymodelován pomocí deformace sítě, pro kterou se musely stanovit správné okrajové podmínky. Tento model má sloužit jako přiblížení k fyzikální realitě.

# Seznam použité literatury

- [1] HRADÍLEK, Zdeněk, LÁZNIČKOVÁ, Ilona, KRÁL, Vladimír. Elektrotepelná technika. Praha: ČVUT, 2011, ISBN 978-80-01-04938-9.
- [2] RADA Josef, a kolektiv. Elektrotepelná technika. Praha: SNTL, 1985.
- [3] LANGER, Emil. Teorie indukčního a dielektrického tepla. Praha: Academia, 1979.
- [4] Handbook of induction heating. Second edition. Boca Raton, FL: CRC Press, [2017]. Manufacturing engineering and materials processing, 61. ISBN 14-665-5395-2.
- [5] KOVAŘÍK, Rudolf a František ČERNÝ. Technologie svařování. 2. vyd. Plzeň: Západočeská univerzita, 2000. ISBN 978-80-7082-697-3.
- [6] KRAUS, Václav. Tepelné zpracování a slinování. 3. vyd. Plzeň: Západočeská univerzita, 2013. ISBN 978-80-261-0260-1.
- [7] LUPI, Sergio a Aleksandr ALIFEROV. Induction and direct resistance heating: Theory and Numerical Modeling. New York: Springer, 2015. ISBN 978-3-319-35493-4.
- [8] MAYER, Daniel. Aplikovaný elektromagnetismus: úvod do makroskopické teorie elektromagnetického pole pro elektrotechnické inženýry. 2. vyd. České Budějovice: Kopp, 2012. ISBN 978-80-7232-436-1.
- [9] PILOUS, Václav a Jan VÁCLAV. Nové metalurgické postupy svařování ocelí. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1985. Knižnice technických aktualit.
- [10] KUNCIPÁL, Josef, Václav PILOUS a Jiří DUNOVSKÝ. Nové technologie ve svařování. Praha: Státní nakladatelství technické literatury, 1984.
- [11] SOKOLOV, M. and SALMINEN, A. (2014) Improving Laser Beam Welding Efficiency. Engineering, 6, 559-571. <http://dx.doi.org/10.4236/eng.2014.69057>
- [12] JAHN, A., M. KRÄTZSC a B. BRENNER. Induction assisted laser beam welding of HSLA steel sheets. Hannover, 2008. International Scientific Colloquium.
- [13] Seriál na téma lasery. Lao [online]. 2015 [vid. 2015-04-14]. Dostupné z: <http://http://www.lao.cz/lao-info-49/serial-na-tema-lasery-laserove-svarovani-i-laser-welding-134>
- [14] NOVÁK, Pavel. Základy teórie elektrických ohrevov a aplikácie. Equilibria, 2010. ISBN 978-80-89284-48-1.

- [15] KOLEKTIV AUTORŮ. Ocelový svět: Tepelné zpracování oceli [online]. COMTES FHT [cit. 2019-03-17]. Dostupné z: <http://ebook.veda-hrou.cz/cms/14-kapitola-4-tepelne-zpracovani-oceli.html>
- [16] COMSOL Multiphysics® Software - Understand, Predict, and Optimize. COMSOL Multiphysics® Modeling Software [online]. Copyright © 2019 by COMSOL Inc. All rights reserved [cit. 20.03.2019]. Dostupné z: <https://www.comsol.com/comsol-multiphysics>
- [17] VOJTĚCH D.: Kovové materiály. 1. vyd. Vysoká škola chemicko-technologická v Praze, Praha 2006. Str. 102. ISBN 80-7080-600-1
- [18] DEBS, Martin. Studium vlastností laserových svarů materiálu HARDOX 450 při využití obloukového předehřevu. Brno, 2017. Diplomová práce. Vysoké učení technické v Brně: Fakulta strojního inženýrství. Vedoucí práce Doc. RNDr. Libor Mrňa, Ph.D.
- [19] Technicke-normy-csn.cz: kategorie: 05 - SVAŘOVÁNÍ, PÁJENÍ, ŘEZÁNÍ KOVŮ A PLASTŮ 0500 - Svařování, všeobecně [online]. [cit. 2019-05-19]. Dostupné z: <http://www.technicke-normy-csn.cz/technicke-normy/svarovani-pajeni-rezani-kovu-a-plastu-5/svarovani-vseobecne-500>
- [20] Přehled způsobů svařování, svařitelnost | Svařování Plzeň. Svařování svářečské práce Plzeň výroba svařovaných konsrukci [online]. Dostupné z: <http://svarox.cz/prehled-zpusobu-svarovani-a-zakladni-deleni-metod-dle-en-iso-4063/>
- [21] KOTLAN, Václav. Modelování a využití vybraných termoelastických jevů vyvolaných tepelnými účinky elektromagnetického pole. Plzeň, 2014. Habilitační práce. Západočeská univerzita v Plzni.
- [22] METALLURGICA VENETA : Benvenuti [online]. Copyright [cit. 28.05.2019]. Dostupné z: <http://metallurgicaveneta.it/pdf-eng/acciai-al-carbonio-da-bonifica/C35E.pdf>