

**ZÁPADOČESKÁ UNIVERZITA V PLZNI
FAKULTA ELEKTROTECHNICKÁ**

KATEDRA ELEKTROENERGETIKY A EKOLOGIE

DIPLOMOVÁ PRÁCE

**Tavení elektromagneticky průzařné vsázky
v indukční kelímkové peci**

**vedoucí práce: prof. Ing. Jiří Kožený, CSc.
autor: Bc. Matěj Kešner**

2012

Anotace

Předkládaná diplomová práce je zaměřena na tavení elektromagneticky průzařné vsázky pomocí indukční kelímkové pece. Nejprve je obecně rozebrána teorie teplotního a elektromagnetického pole a také problematika indukčního ohřevu. Praktická část této práce je zaměřena na určení optimálního množství „zbytku“ taveniny v indukční kelímkové peci pro usnadnění tavení průzařné vsázky.

.

Klíčová slova

Elektromagnetické pole, teplotní pole, indukční ohřev, Maxwellovy rovnice, bod Curieovy teploty, hloubka vniku, kelímková pec

Abstract

The submitted work is focused on the melting of electromagnetically “thin” body of the workpiece via induction crucible furnace. At the beginning there is briefly analyzed theory of thermal and electromagnetic field and also the issue of induction heating. The practical part of this work is focused on determining the optimal amount of the “rest” of the melt in the crucible furnace to facilitate melting of “thin” body of the workpiece.

Key words

Electromagnetic field, thermal field, induction heating, Maxwell's equations, Curie temperature point, penetration depth, crucible type (coreless) furnace

Prohlášení

Předkládám tímto k posouzení a obhajobě diplomovou práci, zpracovanou na závěr studia na Fakultě elektrotechnické Západočeské univerzity v Plzni.

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.

V Plzni dne 9.5.2012

Bc. Matěj Kešner

.....

Poděkování

Tímto bych rád poděkoval vedoucímu diplomové práce Prof. Ing. Jiřímu Koženému, CSc. za cenné profesionální rady, připomínky a metodické vedení práce.

1. OBSAH

1. OBSAH	6
2. ÚVOD	8
3. SEZNAM POUŽITÝCH ZNAČEK A KONSTANT	9
3.1 PRO ELEKTROMAGNETICKÉ POLE.....	9
3.2 PRO TEPLOTNÍ POLE.....	10
3.3 ROZLIŠENÍ CHARAKTERU VELIČIN TYPEM PÍSMO.....	10
4. TEPLOTNÍ POLE	11
4.1 ŠÍŘENÍ TEPLA [3].....	11
4.1.1 Vedení.....	11
4.1.2 Proudění.....	11
4.1.3 Záření.....	11
4.2 POČÁTEČNÍ PODMÍNKA [7].....	12
4.3 OKRAJOVÉ PODMÍNKY [7].....	12
4.3.1 I. druhu (Dirichletova).....	12
4.3.2 II. druhu (Neumannova).....	12
4.3.3 III. druhu (Newtonova).....	12
4.3.4 IV. druhu.....	12
4.4 PODMÍNKY NA ROZHRAŇÍ [7].....	13
5. ELEKTROMAGNETICKÉ POLE	14
5.1 MAXWELLOVY ROVNICE [6].....	14
5.1.1 Maxwellovy rovnice v integrálním tvaru.....	14
5.1.2 Maxwellovy rovnice v diferenciálním tvaru.....	14
5.1.3 Rovnice pro proudovou hustotu.....	14
5.1.4 Podmínky platné na rozhraní dvou různých oblastí.....	15
5.2 OBECNÉ ELEKTROMAGNETICKÉ VLNĚNÍ [1, 2].....	15
5.3 HARMONICKÉ ELEKTROMAGNETICKÉ VLNĚNÍ [8].....	16
5.4 NAINDUKOVANÝ PROUD [1].....	18
5.5 NAINDUKOVANÉ TEPLLO [1].....	19
5.5.1 Odvození přímé.....	19
5.5.2 Odvození nepřímé.....	19
5.6 ELEKTROMAGNETICKÁ „PRŮZAŘNOST“ [2].....	20
5.7 RELATIVNÍ PERMEABILITA [2, 5].....	21
5.8 POČÁTEČNÍ PODMÍNKA.....	22
5.9 OKRAJOVÉ PODMÍNKY.....	22
5.9.1 I. druhu (Dirichletova).....	22
5.9.2 II. druhu (Neumannova).....	22

6. INDUKČNÍ OHŘEV	23
6.1 TAVENÍ.....	23
6.2 METODA „TAVENÍ SE ZBYTKEM“	24
6.3 DĚLENÁ VSÁZKA [4].....	25
6.4 TEPELNÉ ZTRÁTY [4]	27
6.4.1 Stěnou kelímku	27
6.4.2 Dnem kelímku	27
6.4.3 Zářením povrchu.....	27
6.5 VÝROBNOST	28
7. URČENÍ OPTIMÁLNÍHO MNOŽSTVÍ „ZBYTKU“.....	29
8. ZÁVĚR.....	37
9. POUŽITÁ LITERATURA	38
10. PŘÍLOHY	1

2. ÚVOD

Tato diplomová práce se zabývá tavením elektromagneticky průzařné vsázky v indukční kelímkové peci. Začátek je věnován teoretické problematice teplotního a elektromagnetického pole a objasnění pojmu co to vlastně průzařná vsázka je, kde se s ní můžeme setkat, jaké má vlastnosti a také problematika jejího ohřevu pomocí indukční pece. Dále jsem se věnoval metodě tzv. „tavení se zbytkem“ v indukční kelímkové peci. Na několika stránkách je popsáno, jak kelímková pec vypadá, její výhody a nevýhody a její praktické použití a také jak probíhá již zmiňované tavení se zbytkem. Hlavní část této práce je věnována určení optimálního zbytku taveniny v peci pro získání požadovaného množství odlité taveniny za hodinu. Pro názorný příklad jsem si zvolil dvou a půl tunovou středofrekvenční pec napájenou proudem 1000 A o frekvenci 250 Hz. Jako požadované množství odlité taveniny jsem si stanovil 1825 kg/h a materiálem, který je potřeba roztavit, je šrot uhlíkaté oceli. Příklad je spočten pro několik způsobů odlévání (jedno, dvě a tři odlití za hodinu). Na závěr jsem uvedl, která z variant je pro takto zvolenou pec a materiál nejvhodnější a kterou bych doporučil pro praxi.

3. SEZNAM POUŽITÝCH ZNAČEK A KONSTANT

3.1 PRO ELEKTROMAGNETICKÉ POLE

a	hloubka vniku naindukovaných proudů	[m]
A	vektorový magnetický potenciál	[Wb·m ⁻¹]
B	magnetická indukce	[T]
D	elektrická indukce	[C·m ⁻²]
E	intenzita elektrického pole	[V·m ⁻¹]
f	frekvence	[Hz]
H	intenzita magnetického pole	[A·m ⁻¹]
I	elektrický proud	[A]
J	proudová hustota	[A·m ⁻²]
N	zářivý vektor (Poyntingův)	[W·m ⁻²]
P	výkon	[W]
Q	elektrický náboj	[C]
R	elektrický odpor	[Ω]
t	čas	[s]
U	elektrické napětí	[V]
v	rychlost	[m·s ⁻¹]
W	energie	[J]
γ	konduktivita (měrná elektrická vodivost)	[S·m ⁻¹]
ε	permitivita	[F·m ⁻¹]
ε_r	relativní permitivita	[-]
λ	vlnová délka	[m]
μ	permeabilita	[H·m ⁻¹]
μ_r	relativní permeabilita	[-]
ρ	hustota	[kg·m ⁻³]
ρ_R	rezistivita	[Ω·m]
ρ_V	objemová hustota náboje	[C·m ⁻³]
σ_S	plošná hustota náboje	[C·m ⁻²]
Φ	magnetický indukční tok	[Wb]
Ψ	elektrický indukční tok	[C]
ω	úhlová frekvence	[s ⁻¹]

Název veličiny	Značka	Hodnota
Rychlost elektromagnetického vlnění ve vakuu	c	$3 \cdot 10^8 \text{ m} \cdot \text{s}^{-1}$
Permitivita vakua	ε_0	$\left(\frac{1}{4\pi c^2}\right) \cdot 10^7 = 8,854 \cdot 10^{-12} \text{ F} \cdot \text{m}^{-1}$
Permeabilita vakua	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$

3.2 PRO TEPLITNÍ POLE

a	hloubka vniku naindukovaných proudů	[m]
a_{θ}	součinitel teplotní vodivosti	[m ² ·s ⁻¹]
c_{θ}	měrná tepelná kapacita	[J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹]
P	výkon	[W]
q	měrný tepelný tok	[W·m ⁻²]
t	čas	[s]
W	energie	[J]
α	součinitel přestupu tepla prouděním	[W·m ⁻² ·K ⁻¹]
Θ	termodynamická teplota	[K]
ϑ	teplota	[°C]
λ_{θ}	součinitel tepelné vodivosti	[W·m ⁻¹ ·K ⁻¹]
ρ	hustota	[kg·m ⁻³]
σ	teplo vyvíjené v objemu za čas (vnitřní zdroj tepla)	[W·m ⁻³]

Název veličiny	Značka	Hodnota
Stefan-Boltzmannova konstanta (součinitel sálání černého tělesa)	σ_{ε}	$5,67 \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \text{m}^{-2} \cdot \text{K}^{-4}$

3.3 ROZLIŠENÍ CHARAKTERU VELIČIN TYPEM PÍSMO

Vektorové veličiny	...	<i>kurzíva tučně</i>
Skalární veličiny	...	<i>kurzíva</i>
Fázory vektorových veličin	...	tučně Arial

4. TEPLOTNÍ POLE

4.1 ŠÍŘENÍ TEPLA [3]

Teplu se šíří vždy mezi body s rozdílnými teplotami a to z bodu o vyšší teplotě do bodu o nižší teplotě, dokud nedojde k vyrovnání teplot. Dle fyzikální podstaty šíření se rozlišují tři základní typy přenosů:

- a) vedením (kondukcí) v pevných látkách
- b) prouděním (konvekcí) látek v kapalném nebo plynném prostředí
- c) zářením (radiací)

4.1.1 Vedení

K přenosu tepla vedením dochází ve spojitém látkovém prostředí. Kinetická energie neuspořádaných tepelných pohybů, je předávána stavebními částicemi látky (atomy, molekuly) a tím se přenáší z míst s vyšší kinetickou energií do míst nižší kinetickou energií látky. Vedení tepla probíhá především v látkách pevných, ale zanedbatelně i v látkách kapalných a plynných.

Teplu přenášené mezi částicemi (tepelný tok) plochou S je dáno vztahem:

$$dW = dt \int_S (-\lambda_{\theta} \text{grad } \theta) dS \quad (4-1)$$

4.1.2 Proudění

Díky pohyblivosti částic v kapalinách a plynech, dochází vlivem rozdílné teploty částic k jejich přemísťování. Zahřátá částice se začne rozpínat, tím sníží svou hustotu a tím i hmotnost. Lehčí částice stoupají vzhůru a přenáší tak s sebou zásobu tepelné energie.

Pro výpočty se užívá výrazu:

$$dW = dt \int_S \alpha(\theta - \theta_0) dS \quad (4-2)$$

4.1.3 Záření

Každé těleso, jehož teplota je vyšší než absolutní nula, vyzařuje svým povrchem tepelnou energii. Je to elektromagnetické vlnění, které se šíří v průzračném prostředí přímočaře všemi směry. Při vysokých teplotách převažuje přenos energie sáláním mnohonásobně nad prouděním a vedením, ale např. v kelímkové peci s víkem se záření uplatňuje jen minimálně.

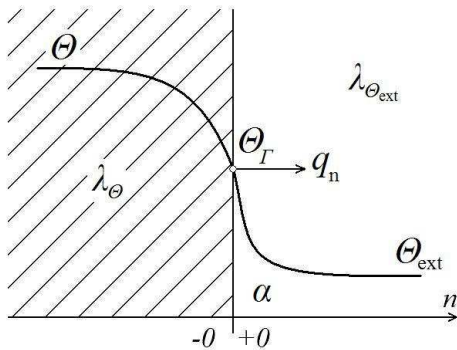
4.2 POČÁTEČNÍ PODMÍNKA [7]

Počáteční podmínka se zadává u nestacionárního pole v oblasti Ω nejčastěji ve tvaru

$$\theta(\Omega, t_0) = \theta_0 \quad (4-3)$$

4.3 OKRAJOVÉ PODMÍNKY [7]

Okrajové podmínky udávají stav na hranici Γ daného prostoru v závislosti na čase.



Obr. 4.1 Změna teploty na rozhraní

4.3.1 I. druhu (Dirichletova)

$$\theta(\Gamma, t) = \theta_\Gamma(\Gamma, t) \quad (4-4)$$

Aplikuje se tam, kde je známa teplota povrchu.

4.3.2 II. druhu (Neumannova)

Používá se tam, kde známe velikost tepelného toku přes příslušnou hranici a na osách geometrické symetrie, kde je $q_n = 0$

$$-\lambda_\theta \frac{\partial \theta}{\partial n} = q_n \quad (4-5)$$

4.3.3 III. druhu (Newtonova)

Tyto podmínky reprezentují konvektivní přestup tepla z kovu do prostředí o teplotě θ_{ext} .

$$-\lambda_\theta \frac{\partial \theta}{\partial n} = \alpha(\theta - \theta_{ext}) \quad (4-6)$$

4.3.4 IV. druhu

Při uvažování šíření tepla sáláním se uplatňuje větší počet zákonů, které respektují tento druh šíření tepla (*Snellův, Lambertův, Stefan-Boltzmannův, Planckův, Wienův* či *Kirchhoffův*).

$$-\lambda_\theta \frac{\partial \theta}{\partial n} = \varepsilon \sigma_\zeta (\theta^4 - \theta_{ext}^4) \quad (4-7)$$

(4-5) až (4-7):
 ε ... stupeň černosti ($0 \leq \varepsilon \leq 1$)
 n ... jednotkový normálový vektor mající směr do 2. prostředí

4.4 PODMÍNKY NA ROZHŘANÍ [7]

Na tepelně vodivém rozhraní dvou materiálů jsou na obou stranách stejné teploty a rozdíl toků energie k rozhraní a od rozhraní je roven plošné hustotě energie q vznikající na rozhraní za jednotku času.

$$\theta_1 = \theta_2 \quad (4-8)$$

$$\lambda_{\theta 1} \frac{\partial \theta_1}{\partial n} - \lambda_{\theta 2} \frac{\partial \theta_2}{\partial n} = q \quad (4-9)$$

Pokud má rozhraní konečnou vodivost a nevzniká na něm tepelná energie, pak platí

$$\lambda_{\theta 1} \frac{\partial \theta_1}{\partial n} = \lambda_{\theta 2} \frac{\partial \theta_2}{\partial n} \quad (4-10)$$

(4-8) až (4-10): n ... jednotkový normálový vektor mající směr do 2. prostředí

5. ELEKTROMAGNETICKÉ POLE

5.1 MAXWELLOVY ROVNICE [6]

Makroskopická teorie elektromagnetického pole vychází ze základních zákonů popsaných Maxwellovými rovnicemi (MR). MR lze zapsat buď v integrálním tvaru, popisujícím elektromagnetické pole v jisté prostorové oblasti, nebo v diferenciálním tvaru, popisujícím elektromagnetické pole v určitém bodě této oblasti.

5.1.1 Maxwellovy rovnice v integrálním tvaru

$$\oint_c \mathbf{H} d\mathbf{l} = I + \frac{d\Psi}{dt} \quad (5-1)$$

$$\oint_c \mathbf{E} d\mathbf{l} = -\frac{d\Phi}{dt} \quad (5-2)$$

$$\oint_s \mathbf{D} d\mathbf{S} = Q \quad (5-3)$$

$$\oint_s \mathbf{B} d\mathbf{S} = 0 \quad (5-4)$$

5.1.2 Maxwellovy rovnice v diferenciálním tvaru

$$\text{rot } \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \quad (5-5)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (5-6)$$

$$\text{div } \mathbf{D} = \rho_V \quad (5-7)$$

$$\text{div } \mathbf{B} = 0 \quad (5-8)$$

5.1.3 Rovnice pro proudovou hustotu

$$\oint_s \mathbf{J} d\mathbf{S} = -\frac{dQ}{dt} \quad (5-9)$$

$$\text{div } \mathbf{J} = -\frac{\partial \rho_V}{\partial t} \quad (5-10)$$

5.1.4 Podmínky platné na rozhraní dvou různých oblastí

$$E_{1t} = E_{2t} \quad (5-11)$$

$$D_{1n} - D_{2n} = \sigma_S \quad (5-12)$$

$$B_{1n} = B_{2n} \quad (5-13)$$

$$H_{1t} - H_{2t} = K_N \quad (5-14)$$

$$J_{1n} = J_{2n} \quad (5-15)$$

5.2 OBECNÉ ELEKTROMAGNETICKÉ VLNĚNÍ [1, 2]

Rovnice obecného elektromagnetického vlnění ve vodivém a nevodivém prostředí se dají odvodit z MR v základním tvaru. V soustavě praktických jednotek mají tvar:

$$\text{rot } \mathbf{H} = \gamma \mathbf{E} + \varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} \quad (5-16)$$

$$\text{rot } \mathbf{E} = -\mu_0 \mu_r \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \quad (5-17)$$

$$\text{div } \varepsilon_0 \varepsilon_r \mathbf{E} = \rho_V \quad (5-18)$$

$$\text{div } \mu_0 \mu_r \mathbf{H} = 0 \quad (5-19)$$

Pomocí dalších úprav dostaneme rovnice vlnění pro složky \mathbf{H} a \mathbf{E} v nevodivém prostředí ($\gamma = 0, \rho_V = 0$)

$$\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial t^2} = \frac{1}{\mu_0 \mu_r \varepsilon_0 \varepsilon_r} \left[\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} \right] = \frac{1}{\mu_0 \mu_r \varepsilon_0 \varepsilon_r} \nabla^2 \mathbf{E} \quad (5-20)$$

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial t^2} = \frac{1}{\mu_0 \mu_r \varepsilon_0 \varepsilon_r} \left[\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} \right] = \frac{1}{\mu_0 \mu_r \varepsilon_0 \varepsilon_r} \nabla^2 \mathbf{H} \quad (5-21)$$

a ve vodivém prostředí

$$\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} = \frac{1}{\gamma \mu_0 \mu_r} \left[\frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{E}}{\partial z^2} \right] = \frac{1}{\gamma \mu_0 \mu_r} \nabla^2 \mathbf{E} \quad (5-22)$$

$$\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} = \frac{1}{\gamma \mu_0 \mu_r} \left[\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} \right] = \frac{1}{\gamma \mu_0 \mu_r} \nabla^2 \mathbf{H} \quad (5-23)$$

Z rovnic pro nevodivé prostředí můžeme určit rychlost šíření elektromagnetické vlny, protože

$$\frac{1}{\mu_0 \mu_r \varepsilon_0 \varepsilon_r} = v^2 = \frac{1}{\mu_r \varepsilon_r} \frac{4\pi c^2 \cdot 10^7}{10^7 \cdot 4\pi} = \frac{c^2}{\mu_r \varepsilon_r} \quad (5-24)$$

$$v = \frac{c}{\sqrt{\mu_r \varepsilon_r}} \quad (5-25)$$

(5-11) až (5-15): indexy: - 1 a 2 ... prostředí na stranách rozhraní
 - t a n... složka vektoru tečná a kolmá k rozhraní
 K_N... normálová složka hustoty plošného proudu na rozhraní [A/m]

5.3 HARMONICKÉ ELEKTROMAGNETICKÉ VLNĚNÍ [8]

Z Maxwellových rovnic postupným odvozením a nahrazením vektorů \mathbf{H} a \mathbf{E} za jejich fázory

$$\mathbf{E} \rightarrow \mathbf{E} = E \cdot e^{j\omega t} \quad (5-26)$$

lze odvodit rovnice pro harmonické elektromagnetické vlnění, kdy pro \mathbf{H} a \mathbf{E} platí

$$\nabla^2 \mathbf{H} + k^2 \mathbf{H} = 0 \quad (5-27)$$

$$\nabla^2 \mathbf{E} + k^2 \mathbf{E} = 0 \quad (5-28)$$

kde k^2 je konstanta šíření elektromagnetického vlnění, která umožňuje řešení jak pro elektricky vodivé prostředí ($\gamma \neq 0$), tak i pro elektricky nevodivé prostředí ($\gamma = 0$).

A v kartézských souřadnicích platí

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} \quad (5-29)$$

Pro rovinné vlnění, jelikož se šíří pouze ve směru x , nám zůstane zjednodušený vztah

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial x^2} \quad (5-30)$$

Rovinné elektromagnetické pole je teoreticky tvořeno rovnou vodivou stěnou, kterou prochází střídavý elektrický proud, jehož okamžitá hodnota hustoty j [A/m²] musí být v dané části plochy v každém okamžiku a v celé stěně stejná.

Pro válcové vlnění přepíšeme rovnici 5-29 do válcových souřadnic

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial \varphi^2} + \frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial z^2} \quad (5-31)$$

A protože se zde veličiny \mathbf{H} a \mathbf{E} mění jen s poloměrem, bude platit

$$\nabla^2 \mathbf{H} = \frac{d^2 \mathbf{H}}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{d\mathbf{H}}{dr} \quad (5-32)$$

Zdrojem tohoto vlnění je teoreticky válcová plocha, protékaná střídavým proudem tak, že proudová vlákna leží v rovinách kolmých k ose válce. Proudová hustota J [A/m²], připadající na část válcové plochy, musí být v každém okamžiku a v celé stěně stejná. Řešením rovnice (5-27) pro intenzitu magnetického pole získáme

$$\mathbf{H} = \mathbf{C}_1 J_0(x) + \mathbf{C}_2 N_0(x) \quad (5-33)$$

a rovnice (5-28) pro intenzitu elektrického pole

$$\mathbf{E} = \frac{k}{\gamma} [\mathbf{C}_1 J_1(x) + \mathbf{C}_2 N_1(x)] \quad (5-34)$$

(5-33) a (5-34)

$\mathbf{C}_1, \mathbf{C}_2 \dots$ integrační konstanty

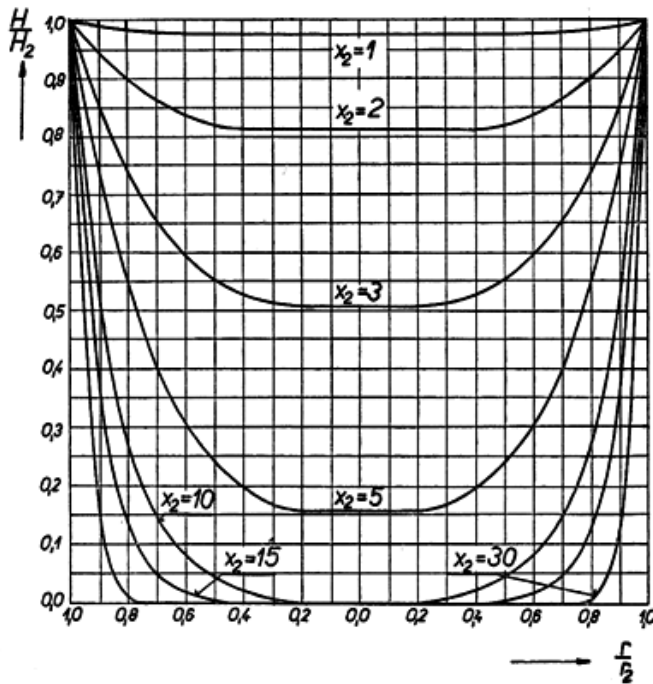
$J_n(x) \dots$ Besselova funkce 1. druhu, n -tého řádu, argumentu x

$N_n(x) \dots$ Besselova funkce 2. druhu (funkce Neumannova), n -tého řádu, argumentu x

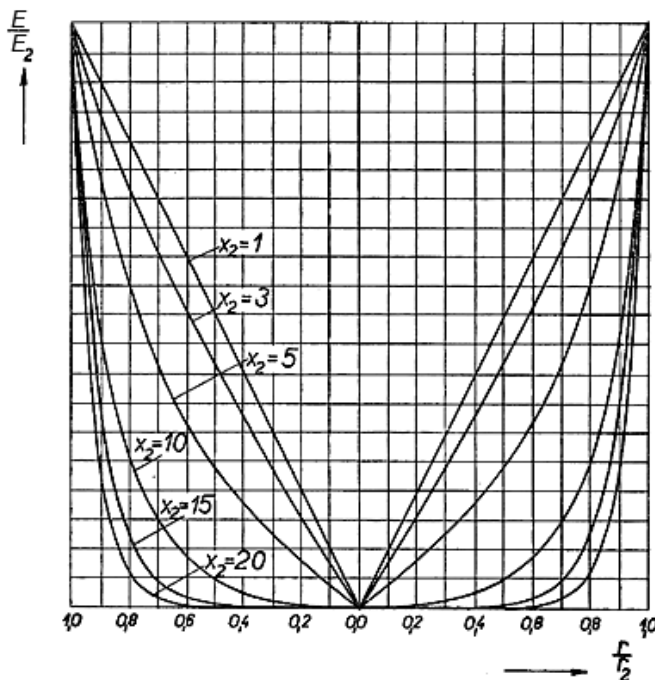
Na obr. 5.1 a 5.2 jsou uvedeny grafy průběhů H a E v závislosti na poměru r/r_2 na argumentu x_2 , který je:

$$x_2 = \sqrt{2} \frac{r_2}{a} \quad (5-35)$$

Dělení veličin H , E a r v daném bodě hodnotou na povrchu H_2 , E_2 a r_2 způsobuje, že tyto grafy jsou obecně platné, tj. pro jakékoli materiály a kmitočty.



Obr. 5.1 Rozložení intenzity magnetického pole ve válcové vsázce v závislosti na argumentu x_2 [8]



Obr. 5.2 Rozložení intenzity elektrického pole ve válcové vsázce v závislosti na argumentu x_2 [8]

Pro získání hloubky vniku naindukovaných proudů a vyjdeme z rovnice (5-27), kterou pro usnadnění budeme uvažovat pro jeden rozměr

$$\frac{\partial^2 \mathbf{H}}{\partial x^2} = j\omega\gamma\mu_0\mu_r \mathbf{H} \quad (5-36)$$

Zjistíme kořeny

$$k_{1,2} = \pm\sqrt{j}\sqrt{\omega\gamma\mu_0\mu_r} \quad (5-37)$$

$$k_{1,2} = \pm(1+j)\sqrt{\frac{\omega\gamma\mu_0\mu_r}{2}} = \pm\frac{1+j}{a} \quad (5-38)$$

$$a = \sqrt{\frac{2}{\omega\gamma\mu_0\mu_r}} \quad (5-39)$$

5.4 NAINDUKOVANÝ PROUD [1]

Vyjdeme-li z obr. 5.2 neboť platí:

$$\mathbf{J} = \gamma\mathbf{E} \Rightarrow \frac{\mathbf{J}}{J_2} = \frac{\mathbf{E}}{E_2} \quad (5-40)$$

a uvažujeme část vsázky o osové délce 1 m, potom plochou 1m^2 této části protéká proud

$$d\mathbf{I}_{21} = (1 \cdot dr) \cdot \mathbf{J} = \mathbf{J}dr \quad (5-41)$$

integrací rovnice (5-37) a postupným odvozováním získáme:

$$\mathbf{I}_{21} = -\mathbf{H}_2 \frac{J_0(x_2\sqrt{-j}) - 1}{J_0(x_2\sqrt{-j})} \quad (5-42)$$

Ze vztahu (5-38) plyne, že naindukovaný proud \mathbf{I}_{21} ve vsázce závisí na argumentu x_2 a tedy na fyzikálních vlastnostech vsázky, na jejím poloměru a na použitém kmitočtu proudu. Pro větší hodnoty argumentu x_2 je člen $J_0(x_2\sqrt{-j})$ mnohonásobně větší než jedna a proto ji můžeme zanedbat. V tomto případě již není proud \mathbf{I}_{21} závislý na argumentu x_2 a je stejně velký jako proud protékající cívkou, avšak opačně orientovaný.

$$\mathbf{I}_{21} = -\mathbf{H}_2 = -\mathbf{H}_1 = -N_{11}\mathbf{I}_1 = -\mathbf{I}_{11} \quad (5-43)$$

5.5 NAINDUKOVANÉ TEPLO [1]

Pro odvození množství naindukovaného tepla do vsázky je možné využít tří způsobů: přímé odvození za pomoci Jouleových ztrát, nepřímé odvození a odvození z Poyntingova vektoru N .

5.5.1 Odvození přímé

Přímé odvození naindukovaného tepla v plné, elektricky vodivé válcové vsázce vychází z elementárních Jouleových ztrát ve vsázce, tj.:

$$dP_{21} = dR_{21} \cdot dI_{21ef}^2 \quad (5-44)$$

Pro složitost integrace kvadratické funkce elementárního naindukovaného proudu se tento způsob, i když výsledek je totožný jako při méně složitém nepřímém odvození, nepoužívá.

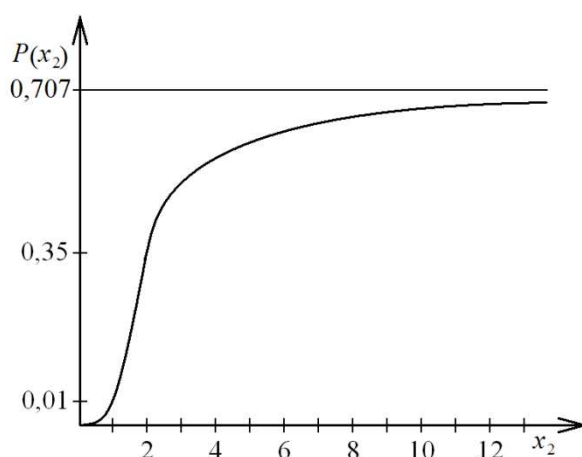
5.5.2 Odvození nepřímé

Používá se zde metoda jako u výpočtu výkonů na transformátoru, kdy impedance sekundárního vinutí se převede na primární. Množství naindukovaného tepla se odvodí z činného odporu vsázky R_{21} , který je převeden na stranu cívky a pro který platí

$$R_{21} = \frac{2\pi x_2}{\gamma} N_{11}^2 P(x_2) \quad (5-45)$$

potom množství tepla P_{21} bude:

$$P'_{21} = \frac{1}{2} R'_{21} I_{11}^2 = \pi \rho_{R2} x_2 P(x_2) (N_{11} I_1)^2 = \pi \rho_{R2} x_2 P(x_2) H_2^2 \quad (5-46)$$



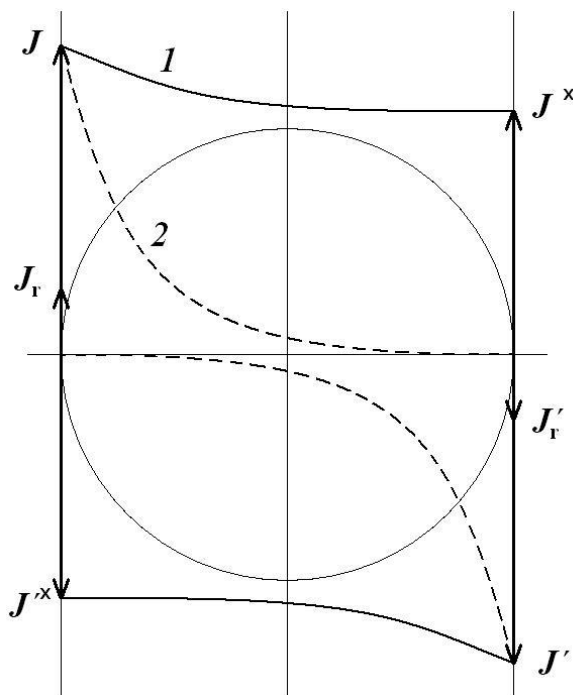
Obr. 5.3 Závislost funkce $P(x_2)$ ve válcové vsázce na argumentu x_2

5.6 ELEKTROMAGNETICKÁ „PRŮZAŘNOST“ [2]

Fyzikální vysvětlení elektromagnetické průzařnosti je znázorněno na obr. 5.4, kde proudové hustoty J a J' působí proti sobě ve vsázce. Křivka č. 2 znázorňuje, jak se J a J' průchodem vsázkou stačí celé utlumit a výsledné J_r na povrchu bude rovno J , analogicky $J_r' = J'$, a postupně klesá do středu vsázky až k nule. Jedná se tedy o neprůzařnou vsázku. Naproti tomu křivka č. 1 představuje, že se jedná o vsázku průzařnou, neboť J a J' se průchodem neutlumí a tudíž výsledné $J_r = J - J^x$ ($J_r' = J' - J^x$). Protože je průzařnost ($x_2 < 1,5$) u indukčního ohřevu nevýhodná, použije se vyšší kmitočet proudu v cívce, tím klesne hloubka vniku a dle rovnice (5-39) a vzroste argument x_2 . Pro $x_2 > 4$ platí:

$$P(x_2) \doteq \frac{1}{\sqrt{2}} - \frac{1}{2x_2} \quad (5-47)$$

Výpočet celé funkce $P(x_2)$ je naznačen v příloze.

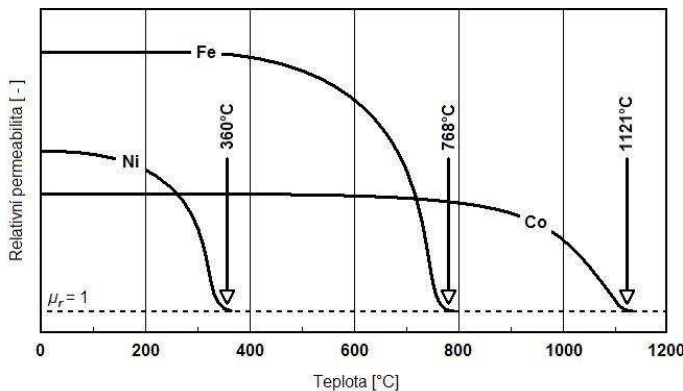


- 1 - průzařná vsázka
- 2 - neprůzařná vsázka

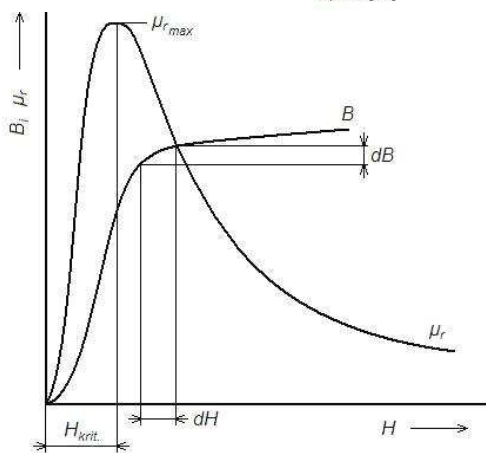
Obr. 5.4 Fyzikální vysvětlení průzařnosti

5.7 RELATIVNÍ PERMEABILITA [2, 5]

Pro nemagnetické materiály je relativní permeabilita rovna přibližně jedné a závislost \mathbf{B} na \mathbf{H} je lineární, avšak u magnetických materiálů do teploty Curieho bodu, kde $\mu_r \gg 1$, je magnetická indukce dána magnetizační křivkou $\mathbf{B} = f(\mathbf{H})$ daného materiálu.



Obr. 5.5 Curieho bod pro železo, nikl a kobalt



Obr. 5.6 Magnetizační křivka a závislost poměrné permeability na intenzitě magnetického pole

Podle průběhu magnetizační křivky na obrázku 5.6 můžeme v limitním případě napsat

$$d\mathbf{B} = \mu_0 \mu_r d\mathbf{H} \quad (5-48)$$

Z toho plyne

$$\mu_r = \frac{1}{\mu_0} \frac{d\mathbf{B}}{d\mathbf{H}} \quad (5-49)$$

A protože \mathbf{H} je funkcí času t i souřadnice x , platí

$$\mathbf{H} = f_1(t; x) \quad (5-50)$$

$$\mathbf{B} = f[f_1(t; x)] \quad (5-51)$$

$$\mu_r = \frac{1}{\mu_0} \frac{df[f_1(t; x)]}{df_1(t; x)} \quad (5-52)$$

Ze vztahu (5-52) plyne, že μ_r je také funkcí souřadnice x a času t a tudíž v každém okamžiku a v každé hloubce vsázky je μ_r jiné.

5.8 POČÁTEČNÍ PODMÍNKA

Zadává se při řešení kvazistacionárního nebo nestacionárního pole.

$$A(\Omega, t_0) = A_0(\Omega) \quad (5-53)$$

5.9 OKRAJOVÉ PODMÍNKY

Jejich účelem je zjištění fyzikální jednoznačnosti řešení příslušné rovnice pole.

5.9.1 I. druhu (Dirichletova)

Zadaný potenciál na hranici Γ definiční oblasti Ω .

$$A(\Gamma, t) = A_\Gamma(\Gamma, t) \quad (5-54)$$

Obvykle je možno volit:

$$A(\Gamma, t) = 0 \quad (5-55)$$

pro případ antisymetrie, kdy je definiční oblast symetrická podle siločáry, kde jsou opačná znaménka magnetického pole a pro případ fiktivní hranice, kde je zvolen tvar siločáry dostatečně daleko.

5.9.2 II. druhu (Neumannova)

Zadaná normálová derivace potenciálu na hranici Γ definiční oblasti Ω .

$$\frac{\partial A(\Gamma, t)}{\partial n} = 0 \quad (5-56)$$

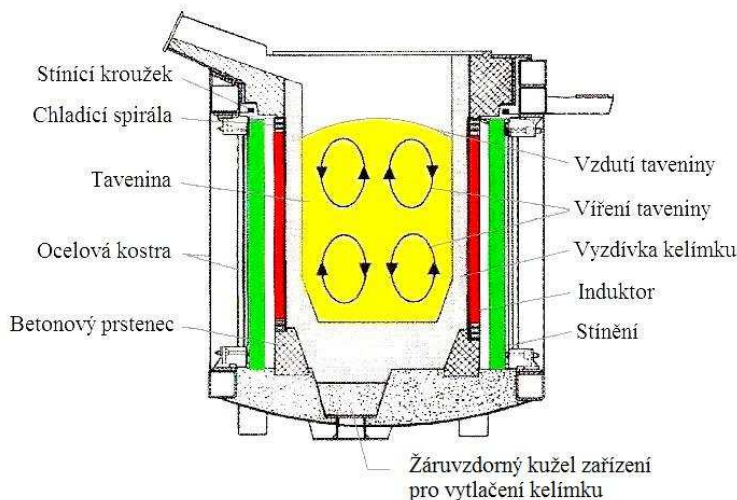
Užívá se tam, kde platí geometrická symetrie oblasti i pole.

6. INDUKČNÍ OHŘEV

Indukční ohřev je možný pouze u elektricky vodivých materiálů a často se přirovnává k transformátoru, kde výstupní vinutí spojené nakrátko představuje vsázka. Teplo tedy není vedeno tepelným spádem, ale střídavým elektromagnetickým polem a vytváří se přímo ve vsázce pomocí naindukovaných vířivých proudů. To, že se teplo vyvíjí přímo ve vsázce, patří k jedné z největších výhod indukčního ohřevu, protože vsázka není s ničím mechanicky vázána a vše ostatní může být chladné. Mezi další výhody indukčního ohřevu patří vysoká hustota výkonu přeneseného do vsázky a rychlost ohřevu, dobrá regulace teploty vsázky, přesné určení ohříváných zón, jednoduchá činnost, široké možnosti regulace procesu, dobrá účinnost, dobré pracovní podmínky a minimální negativní vliv na životní a pracovní prostředí.

6.1 TAVENÍ

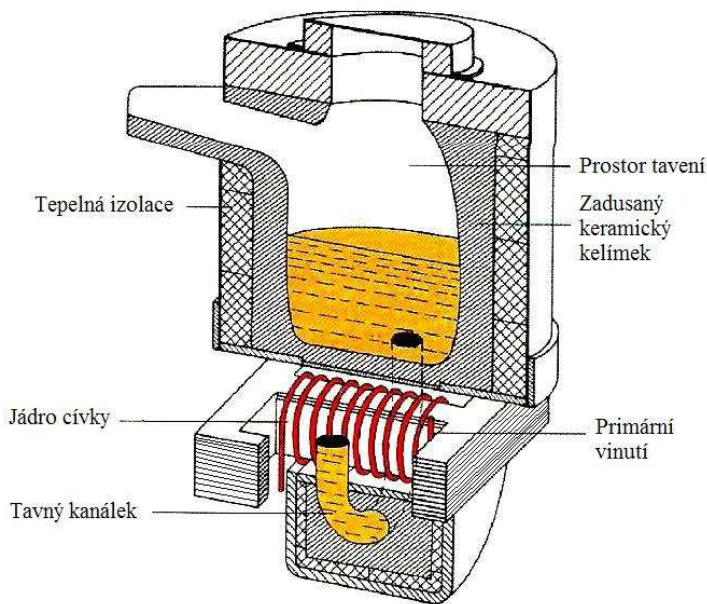
Používají se převážně indukční tavicí pece kelímková a kanálková. Kelímková pec se používá k tavení nejrůznějších kovů a především k výrobě vysoce kvalitní oceli.



Obr. 6.1 Indukční kelímková pec [10]

Výhodou u těchto pecí je, že důsledkem elektromagnetických sil dochází k silnému víření taveniny, čímž dochází k lepšímu promíchání přísad, z čehož plyne lepší homogenita kovu jak z hlediska chemického složení, tak z hlediska teploty.

Kanálková pec (pec s uzavřeným železným jádrem) pracuje na principu elektrického transformátoru se železným jádrem, kde sekundární vinutí nakrátko zastává vsázka v kanálku. Používá se pro výrobu slitin z barevných kovů, jako jsou mosaz a bronz, a pro zušlechťování šedé litiny. U tohoto typu pece se nedoporučuje přerušovaný provoz nebo časté střídání složení kovu, protože se do pece při první tavbě musí nalít již roztavený kov.



Obr. 6.2 Indukční kanálková pec [10]

6.2 METODA „TAVENÍ SE ZBYTKEM“

Při naplnění celého prostoru kelímku drobným studeným šrotem je možné předpokládat potíže se zapnutím pece. Z toho důvodu je vhodnější zaplnit kelímek jen z části a zbytek přidávat postupně do již natavené vsázky. Abychom se vyhnuli zdlouhavému natavování, v okamžiku, kdy vsázka ztratila magnetičnost a není ještě roztavená, je výhodnější ponechat si přiměřené množství již roztavené vsázky z předchozí tavby.

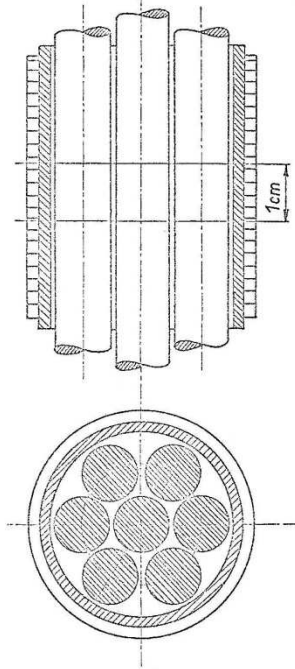
Poznatky z praxe:

Při tavení drobného šrotu je potřeba stanovit podmínky pro získání určitého hodinového množství taveniny ve vztahu k ponechanému množství taveniny v „kelímku“ a přísazování množství nového šrotu. Ohřev drobného šrotu se děje vedením a prouděním tepla z nataveného „zbytku“ vsázky. Hladina zbylé vsázky se bude postupně zvětšovat a tavenina spolu s dosazovaným šrotem bude stále více absorbovat narůstající elektromagnetickou energii z induktoru. Dojde tedy k postupnému tavení drobné vsázky urychlovaným vířením v důsledku působení elektromagnetických sil na roztavenou vsázku.

Problémem je stanovit množství zbytku taveniny tak, aby spolu s přidávaným (dosazovaným) množstvím drobného studeného šrotu bylo možné odlévat požadované hodinové množství taveniny. Rychlost tavení bude záviset jak na geometrických, elektrických ale také fyzikálních parametrech zvolené pece a použitého materiálu.

6.3 DĚLENÁ VSÁZKA [4]

Při tavení v pecích se nepoužívá vsázka z jednoho kusu, ale plní se tříděným šrotem, což jsou kusy stejného druhu oceli, ale různých tvarů a velikostí. Aby bylo docíleno dobré účinnosti při tavbě, je třeba dodržet určitý vztah mezi použitým kmitočtem a velikostí částic šrotu.



Obr. 6.3 Soustava válcových tyčí [4]

Částice šrotu se nahradí soustavou válcových tyčí, souosých osou y s cívkou dle obr. 6.3. Předpokladem je, že mezi tyčemi je izolace nulové tloušťky, jelikož se však jednotlivé kusy šrotu vzájemně dotýkají, vytváří tím příznivější podmínky pro zahřívání vsázky.

Dalším předpokladem je, že cívka i tyče jsou nekonečně dlouhé a v dutinách mezi tyčemi je homogenní magnetické pole velikosti H_1 .

$$H_1 = N_{11} \cdot I_1 = I_{11} \quad (6-1)$$

Pro určení indukovaného tepla v části jedné tyče o délce 1 m se použije již dříve uvedený výraz:

$$P_{21} = \pi \rho_{R2} x_2 P(x_2) H_1^2 \quad (6-2)$$

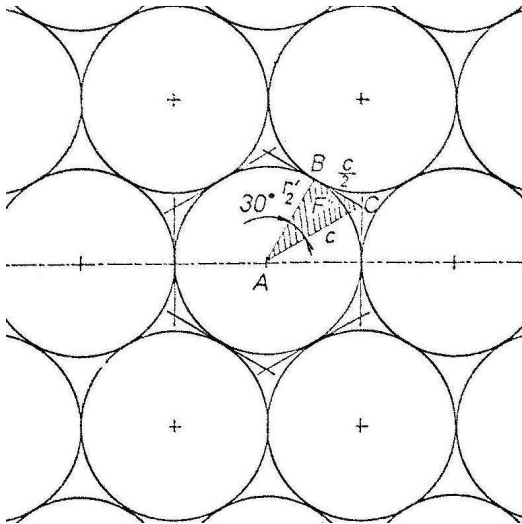
Z teoretické úvahy v [3] plyne, že pro určení maximálního výkonu, který se naindukuje do určitého počtu tyčí, je nutno nejprve zvětšit poloměr kelímku r_2 např. desetkrát, aby se zamezilo nedostatečnému

zaplnění kelímku při větších poloměrech tyčí r'_2 . Poté se plocha dutiny kelímku F_2 rozdělí na pravidelné šestiúhelníky F' , opsané zvažovaným tyčím jako na obr. 6.4. Počet tyčí v dutině se získá tak, že plochu dutiny kelímku vydělíme plochou šestiúhelníku. Pro takto odvozené rozměry se vypočte množství tepla naindukované do jedné tyče, které se následně vynásobí počtem tyčí v dutině kelímku. Výsledný vztah je tedy:

$$P_{21} = \frac{\rho_{R2} \pi r'_2 F_2 \sqrt{2}}{a_2 F'} \cdot P(x_2) \cdot H_1^2 \quad (6-3)$$

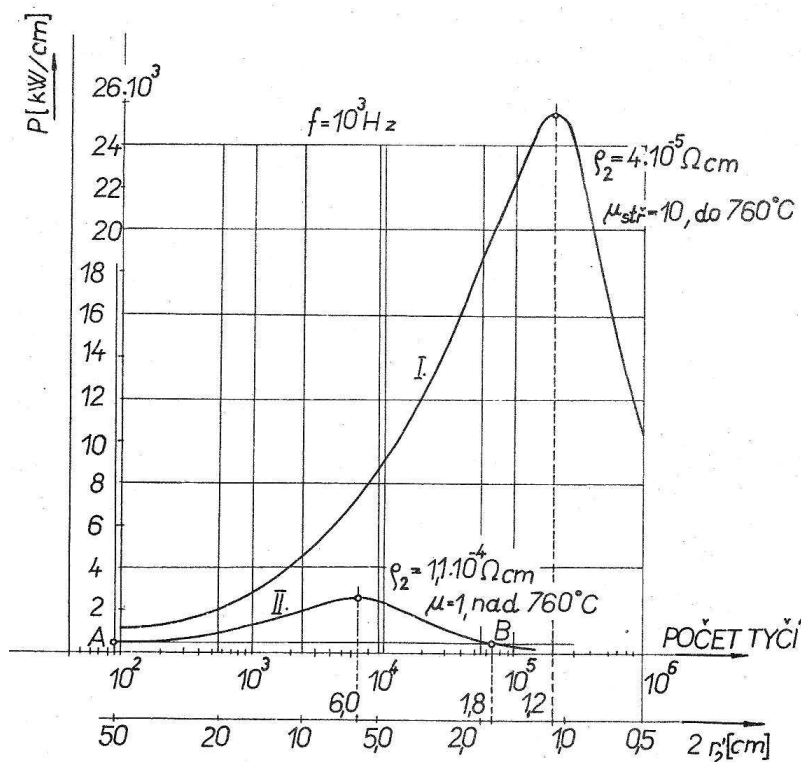
Pokud je hloubka vniku a_2 zanedbatelná oproti poloměru r_2 je argument x_2 velký a v tom případě je funkce $P(x_2) \doteq 1/\sqrt{2}$. Získané celkové množství tepla uvolněné do jednoho metru tyčí je:

$$P_{21} = \frac{\rho_{R2} \pi r'_2 F_2}{a_2 F'} \cdot H_1^2 = \frac{\rho_{R2} 2 \pi r'_2 F_2}{a_2 F'} \cdot I_{11ef}^2 \quad (6-4)$$



Obr. 6.4 Soustava válcových tyčí [4]

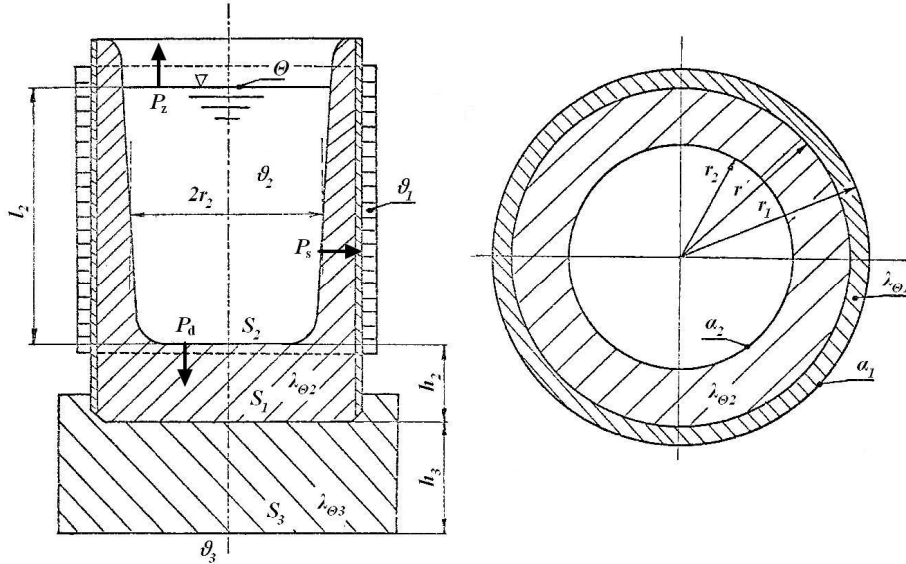
Přestane-li platit vztah $a_2 \ll x_2$ klesá hodnota $P(x_2)$ až k nule, množství naindukovaného tepla se zmenšuje a tyče se stávají pro elektromagnetické vlnění daného kmitočtu průzařnými. Na obr. 6.5 je uveden příklad závislosti absorbované elektromagnetické energie v uvažovaných tyčích pro magnetickou a nemagnetickou ocel v kelímku o průměru 50cm při kmitočtu 1kHz.



Obr. 6.5 Závislost absorbované elektromagnetické energie v uvažovaných tyčích [4]

6.4 TEPELNÉ ZTRÁTY [4]

V kelímku dochází při vysokých teplotách k značnému odvádění tepla stěnou kelímku do chladicí vody v cívce, dnem pece a sáláním povrchu roztavené vsázky.



Obr. 6.6 Parametry kelímku

6.4.1 Stěnou kelímku

Množství tepla, které projde válcovou stěnou je závislé na výšce hladiny tekuté vsázky l_2 . Naplní-li se kelímek jen z části, vzniklé ztráty budou menší než, když se zaplní zcela.

$$P_s = \frac{\pi(\vartheta_2 - \vartheta_1)l_2}{\frac{1}{\alpha_2 \cdot 2r_2} + \frac{1}{2\lambda_2} \cdot \ln \frac{2r_2}{2r_1} + \frac{1}{2\lambda_1} \cdot \ln \frac{2r_1}{2r_2} + \frac{1}{\alpha_1 \cdot 2r_1}} \quad (6-5)$$

6.4.2 Dnem kelímku

Ztráty dnem jsou poměrně menší, neboť si můžeme dovolit použít silnější dno a jsou vcelku neměnné při libovolném zaplnění.

$$P_d = \frac{\vartheta_2 - \vartheta_3}{\frac{1}{\alpha_2 S_2} + \frac{h_2}{\lambda_{\theta 2} \sqrt{S_1 S_2}} + \frac{h_3}{\lambda_{\theta 3} \sqrt{S_1 S_3}} + \frac{1}{\alpha_3 S_3}} \quad (6-6)$$

6.4.3 Zářením povrchu

Při doplňování vsázky do kelímku by časté otevírání a zavírání víka značně zdržovalo tavbu, proto se víko nepoužívá a musí se počítat se ztrátami dle:

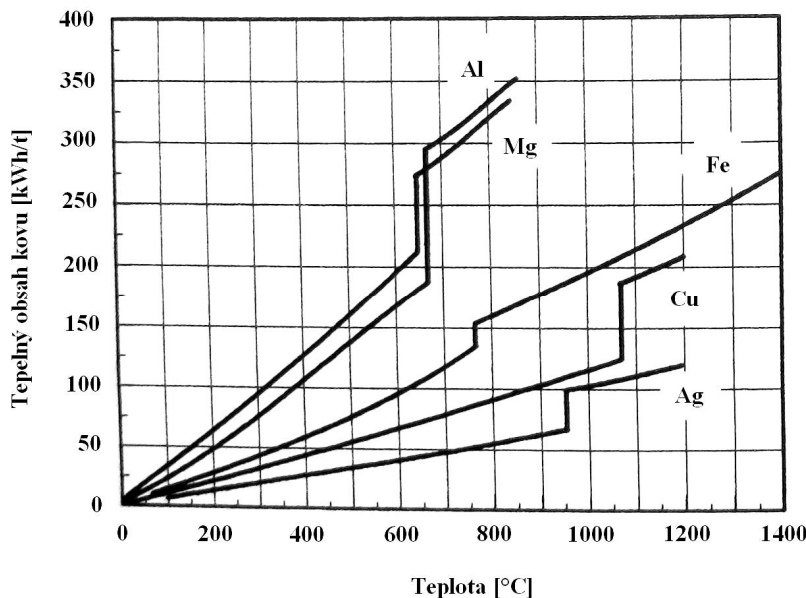
$$P_p = \varepsilon \sigma_c S_2 \theta^4 \quad (6-7)$$

6.5 VÝROBNOST

Dobu tavby je možné rozdělit na dobu tavení τ_t a dobu dohotovení τ_d . Doba tavení začíná novou tavbou a je závislá na hmotnosti vsázky m [t], energii potřebné na roztavení vsázky i [$\text{kWh}\cdot\text{t}^{-1}$], instalovaném výkonu měniče $P_{inst.}$ a jeho využití během tavení $k = 0,7 - 1$.

$$\tau_t = \frac{m \cdot i}{P_{inst.} \cdot k} \quad (6-8)$$

Energie potřebná na roztavení obsahuje dvě složky – tepelný obsah kovu při roztavení (obr. 6.7) a ztráty pece po dobu tavení. Například na roztavení ocelové vsázky je spotřeba až 550 kWh na jednu tunu, oproti tomu na ohřev již roztavené oceli o 100°C postačí okolo 45 kWh·t⁻¹.



Obr. 6.7 Tepelné obsahy pro různé kovy [5]

Do doby dohotovení se započítávají časy potřebné k odběru zkoušky a jejímu odeslání do laboratoře, k čekání na výsledek chemického rozboru, k výpočtu hmotnosti přísazovaných feroslitin a dezoxidačních přísad a jejich vážení, k vrácení do kelímku, k opětovné úpravě teploty, k odpichu až do zahájení nové tavby. A protože bývá laboratoř poblíž pece, neměla by doba dohotovení přesáhnout dvacet minut.

Výsledný vztah pro hodinové množství taveniny M je

$$M = \frac{m \cdot P_{inst.} \cdot k}{m \cdot i + P_{inst.} \cdot \tau_d \cdot k} \quad (6-9)$$

7. URČENÍ OPTIMÁLNÍHO MNOŽSTVÍ „ZBYTKU“

Množství zbytku se pokusím uvést na příkladu 2,5t středofrekvenční pece (příloha 2) napájené proudem 1000 A o kmitočtu 250 Hz. Požadované hodinové množství taveniny je 1825 kg.

Známe maximální hmotnost vsázky $m = 2500$ kg a budeme tavit uhlíkatou ocel o hustotě $\rho = 7800$ kg·m⁻³. Tím získáme využitý objem pece:

$$V = \frac{m}{\rho} = \frac{2500}{7800} = 0,3205 \text{ m}^3 = 320,5 \text{ l} \quad (7-1)$$

Protože pec nemá v celé délce l_2 stejný poloměr, spočítám střední poloměr pece:

$$V = \pi r^2 \cdot l \Rightarrow r_2 = \sqrt{\frac{V}{2\pi l_2}} = \sqrt{\frac{0,3205}{\pi \cdot 0,969}} = 0,324 \text{ m} = 32,4 \text{ cm} \quad (7-2)$$

Nyní se spočítá plocha F_2 pro $10r_2$ a F' , a protože plocha F' je pro každý poloměr r_2' jiná, je uvedena v tabulce 7.1 pro několik zvolených poloměrů.

$$F_2 = \pi r_2^2 = \pi \cdot 324^2 = 329792 \text{ cm}^2 \quad (7-3)$$

$$F' = 2\sqrt{3}r_2'^2 = 2\sqrt{3} \cdot 25^2 = 2165,1 \text{ cm}^2 \quad (7-4)$$

$2r_2'$ [cm]	50,00	30,00	20,00	10,00	5,00	2,00	1,00	0,50	0,25
F' [cm ²]	2165,1	779,42	346,41	86,60	21,65	3,46	0,87	0,22	0,05

Tab. 7.1 Výsledné plochy F'

Protože při teplotě 760°C dochází k magnetické přeměně oceli, volím střední hodnoty ρ_R a μ_r pro stavy do a nad 760°C (tab. 7.2).

teplota do 760°C			teplota nad 760°C		
ρ_R	$4 \cdot 10^{-5}$	[Ω·cm]	ρ_R	$1,1 \cdot 10^{-4}$	[Ω·cm]
μ_r	10	[-]	μ_r	1	[-]

Tab. 7.2 Střední hodnoty ρ_R a μ_r

Hloubka vniku :

$$a_{\vartheta < 760^{\circ}\text{C}} = \sqrt{\frac{\rho_R}{\pi f \mu_0 \mu_r}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 10^{-5}}{\pi \cdot 250 \cdot 4\pi \cdot 10^{-9} \cdot 10}} = 0,637 \text{ cm} \quad (7-5)$$

$$a_{\vartheta > 760^{\circ}\text{C}} = \sqrt{\frac{\rho_R}{\pi f \mu_0 \mu_r}} = \sqrt{\frac{1,1 \cdot 10^{-4}}{\pi \cdot 250 \cdot 4\pi \cdot 10^{-9} \cdot 1}} = 3,338 \text{ cm} \quad (7-6)$$

Množství absorbované energie do 1 cm délky všech tyčí o $r_2' = 50 \text{ cm}$ pro $\vartheta < 760^{\circ}\text{C}$:

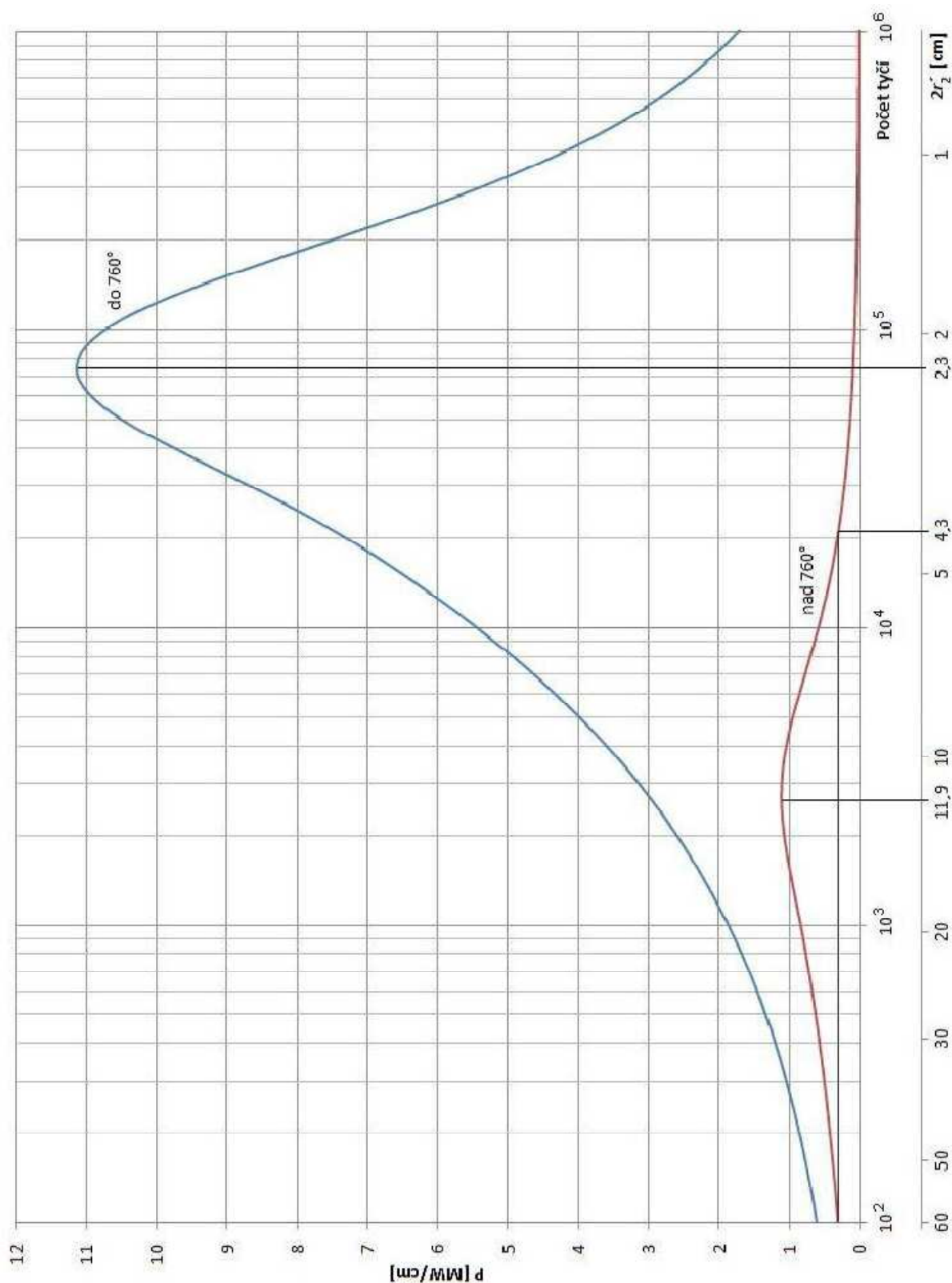
$$P_{21} = \frac{\rho_{R2} \pi r_2' F_2 \sqrt{2}}{a_2 F'} \cdot P(x_2) \cdot H_1^2 \quad (7-7)$$

$$P_{21} = \frac{4 \cdot 10^{-5} \cdot \pi \cdot 25 \cdot 329792 \cdot \sqrt{2}}{0,637 \cdot 2165,1} \cdot 0,698 \cdot 1000^2 = 741554 \text{ W} \cdot \text{cm}^{-1}$$

Výsledné hodnoty P_{21} pro magnetický a nemagnetický stav pro vybrané poloměry r_2' jsou zapsány do tabulky 7.3 a celkové průběhy jsou zakresleny v grafu 7.1. V tomto grafu je možno na modré křivce odečíst optimální průměr ocelové magnetické tyče $2r_2' = 2,3 \text{ cm}$. Z červené křivky pro nemagnetický stav jsem určil minimální průměr ocelové tyče $2r_2' = 4,3 \text{ cm}$. Tedy, pokud bude rozměr řezu, kolmého k ose cívky, každým kusem šrotu větší než 4,3 cm, nastane rychlé absorbování energie i v tomto stavu.

$2r_2' [\text{cm}]$	$P_{21} [\text{MW} \cdot \text{cm}^{-1}]$	
	$\vartheta < 760^{\circ}\text{C}$	$\vartheta > 760^{\circ}\text{C}$
50,00	0,744	0,369
30,00	1,230	0,583
20,00	1,825	0,824
10,00	3,526	1,062
5,00	6,546	0,401
2,00	10,884	0,066
1,00	4,375	0,017
0,50	1,138	0,004
0,25	0,285	0,001

Tab. 7.3 Množství absorbované energie



Graf 7.1 Průběh závislostí absorbované elektromagnetické energie na počtu tyčí

Dále jsem určil tepelné ztráty kelímku. Potřebné parametry pro výpočet jsou uvedeny v tabulce 7.4

součinitel přestupu tepla mezi měděnou stěnou cívky a tekoucí chladicí vodou	α_1	1163	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$
součinitel přestupu tepla mezi roztavenou vsázkou a vnitřním povrchem kelímku	α_2	2326	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$
součinitel přestupu tepla na vnější straně dna	α_3	23,26	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-1}$
tepelná vodivost rohože z keramického vlákna	$\lambda_{\theta 1}$	0,05	$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
tepelná vodivost suracitu	$\lambda_{\theta 2}$	1,341	$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
tepelná vodivost křemelinových cihel	$\lambda_{\theta 3}$	0,177	$\text{W}\cdot\text{m}^{-1}\cdot\text{K}^{-1}$
stupeň černosti vyzařujícího povrchu	ε	0,6	-
Stefan-Boltzmannova konstanta	σ	$5,67\cdot 10^{-8}$	$\text{W}\cdot\text{m}^{-2}\cdot\text{K}^{-4}$
vnější průměr rohože z keramického vlákna	d_1	0,914	m
vnitřní průměr kelímku	d_2	0,666	m
vnější průměr kelímku (vnitřní průměr rohože)	d'	0,883	m
délka vsázky	l_2	0,969	m
výška dna pece	h_2	0,36	m
výška podezdívky	h_3	0,031	m
teplota chladicí vody	ϑ_1	60	$^{\circ}\text{C}$
teplota roztavené vsázky	ϑ_2	1600	$^{\circ}\text{C}$
teplota vzduchu pod dnem	ϑ_3	40	$^{\circ}\text{C}$
teplota povrchu	θ	1673	K

Tab. 7.4 Parametry pro výpočet tepelných ztrát

Z nákresu je patrné, že spodní „kónická část“ kelímku má objem $0,0595 \text{ m}^3$ a výšku $0,22 \text{ m}$, mohu tedy spočítat střední průměr této části:

$$V = \frac{\pi d_{2a}^2}{4} \cdot l_{2a} \Rightarrow d_{2a} = \sqrt{\frac{4V}{\pi l_{2a}}} = \sqrt{\frac{4 \cdot 0,0595}{\pi \cdot 0,22}} = 0,587 \text{ m} \quad (7-8)$$

Dále určím plochy S_1 , S_2 a S_3 :

$$S_1 = \frac{\pi d'^2}{4} = \frac{\pi \cdot 0,883^2}{4} = 0,612 \text{ m}^2 \quad (7-9)$$

$$S_2 = \frac{\pi d_{2a}^2}{4} = \frac{\pi \cdot 0,587^2}{4} = 0,271 \text{ m}^2 \quad (7-10)$$

$$S_3 = \frac{\pi \cdot 0,666^2}{4} = 0,348 \text{ m}^2 \quad (7-11)$$

Nejprve jsem spočetl tepelné ztráty dnem kelímku a povrchem vsázky, protože se tyto hodnoty téměř nemění se zaplněním kelímku a tudíž je můžeme považovat za konstantní.

$$P_d = \frac{\vartheta_2 - \vartheta_3}{\frac{1}{\alpha_2 S_2} + \frac{h_2}{\lambda_{\theta 2} \sqrt{S_1 S_2}} + \frac{h_3}{\lambda_{\theta 3} \sqrt{S_1 S_3}} + \frac{1}{\alpha_3 S_3}} \quad (7-12)$$

$$P_d = \frac{1600 - 40}{\frac{1}{2326 \cdot 0,282} + \frac{0,36}{1,341 \sqrt{0,612 \cdot 0,271}} + \frac{0,031}{0,177 \sqrt{0,612 \cdot 0,348}} + \frac{1}{23,26 \cdot 0,348}}$$

$$P_d = 1340,6 \text{ W} = 1,34 \text{ kW}$$

$$P_p = \varepsilon \sigma_{\varepsilon} S_2 \theta^4 \quad (7-13)$$

$$P_p = 0,6 \cdot 5,67 \cdot 10^{-8} \cdot 0,271 \cdot 1673^4 = 72225 \text{ W} = 72,23 \text{ kW}$$

A protože ztráty stěnou kelímku do chladicí vody v cívce jsou závislé na výšce hladiny l_2 , je zde uvedena tabulka s výsledky pro několik hladin. Tyto hladiny jsem rovnou určil pro vybrané „zbytky“.

Vyšel jsem z úvahy, že odlitá množství budou konstantní a tedy pokud bychom odlévali pouze jednou za tavbu (1825 kg), zůstane v kelímku 27% z 2,5 t roztavené vsázky, pro dvě odlití za tavbu (2 x 912,5) je zbytek 63,5% a pro tři (3 x 608,3) 75,7%. Jelikož se množství „zbytku“ v praxi pohybuje v rozmezí 25 – 75%, není třeba počítat ztráty pro více než tři odlití.

Určil jsem ztráty v „kónické části“ kelímku P_{sa} zvlášť, protože má vlastní průměr d_{2a} . A protože tato část je menší než „zbytek“ o hmotnosti 675 kg, mohu pro výpočty zaměnit délky l_2 za $l_{2b} = l_2 - l_{2a}$, počítat s průměrem d_2 a abych zjistil celkové ztráty závislé na délce l_2 , k získaným hodnotám přičtu ztráty „kónické části“.

$$P_{sa} = \frac{\pi(\vartheta_2 - \vartheta_1)l_{2a}}{\frac{1}{\alpha_2 \cdot d_{2a}} + \frac{1}{2\lambda_{\theta 2}} \cdot \ln \frac{d'}{d_{2a}} + \frac{1}{2\lambda_{\theta 1}} \cdot \ln \frac{d_1}{d'} + \frac{1}{\alpha_1 \cdot d_1}} \quad (7-14)$$

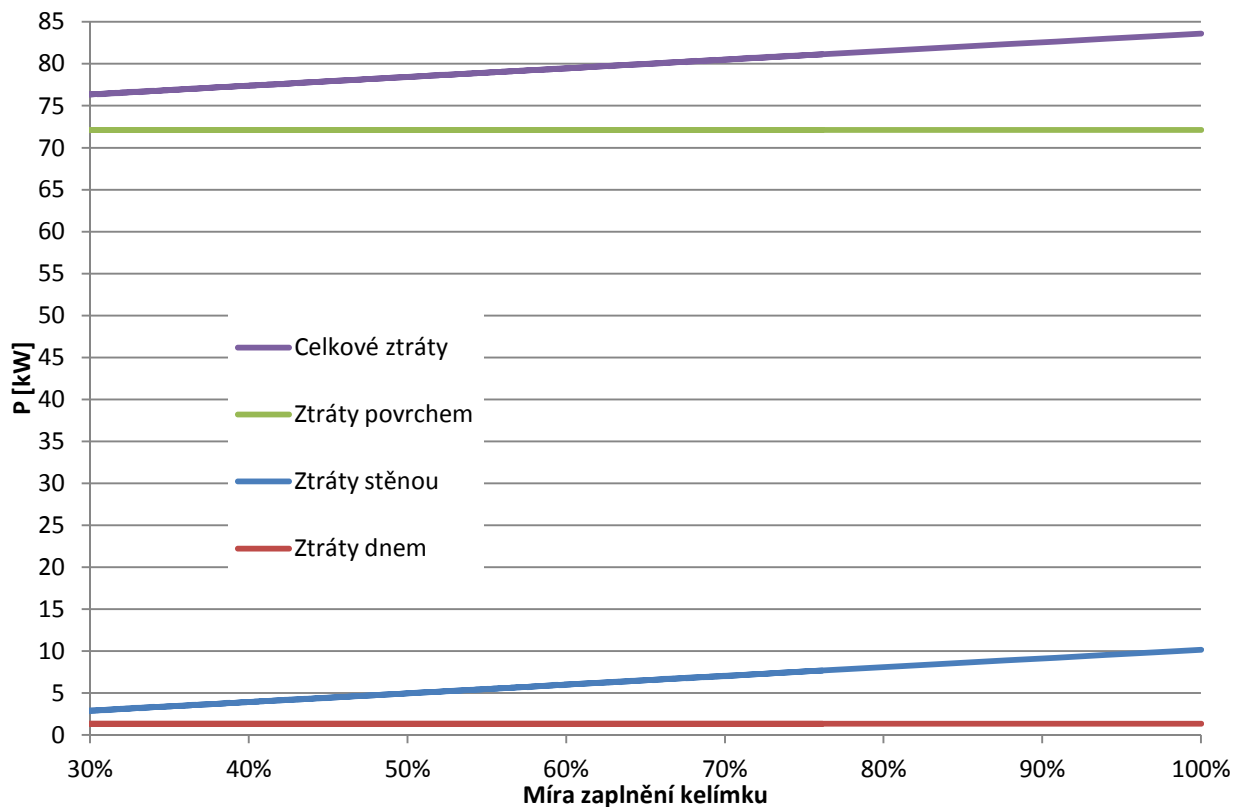
$$P_{sa} = \frac{\pi(1600 - 60) \cdot 0,22}{\frac{1}{2326 \cdot 0,587} + \frac{1}{2 \cdot 1,341} \cdot \ln \frac{0,883}{0,587} + \frac{1}{2 \cdot 0,05} \cdot \ln \frac{0,914}{0,883} + \frac{1}{1163 \cdot 0,914}}$$

$$P_{sa} = 2133,2 \text{ W} = 2,13 \text{ kW}$$

Pro jedno odlévání za tavbu je odlito $0,234 \text{ m}^3$ oceli. Po odečtení této hodnoty a množství v „kónické části“ ($0,0595 \text{ m}^3$) z celkového objemu V získám zbytek $V_b = V - (V_o + V_a)$, ze kterého dopočítám l_{2b} . Výsledné tepelné ztráty stěnou kelímku P_s jsou dány součtem $P_{sa} + P_{sb}$.

		$V_o [\text{m}^3]$		$V_b [\text{m}^3]$	$l_{2b} [\text{m}]$	$P_{sb} [\text{kW}]$	$P_s [\text{kW}]$
Možnosti odlévání:	1x	0,234	=>	0,027	0,078	0,831	2,964
	2x	0,117	=>	0,144	0,413	4,427	6,560
	3x	0,078	=>	0,183	0,525	5,626	7,759
Plný kelímek		0		0,261	0,749	8,023	10,156

Tab. 7.5 Ztráty stěnou kelímku

Graf 7.2 Závislost tepelných ztrát na míře zaplnění kelímku při teplotě vsázky 1600°C

Celková spotřeba tepla k ohřevu jednoho kilogramu oceli z 20°C na teplotu 100°C nad teplotu tavení je 1062 kJ, tj. 295 kWh·t⁻¹ [9]. Z toho plyne, že pro roztavení a ohřev 2,5 t oceli na teplotu 1600°C je potřeba 737,5 kWh.

Úvaha:

Z úvahy o naindukovaném teple do plné válcové vsázky délky l_2 (pro plný kelímek) si stanovíme jednotkovou délku (např. 10 cm osově délky), které bude odpovídat určitý objem, který bude pohlcovat elektromagnetickou energii P_x [W]. Zjednodušeně, onen určitý objem má určitou hmotnost a za použití známého vztahu pro množství energie potřebné k roztavení $W = mc_s \cdot (\vartheta_t - \vartheta_0) + ml_t + mc_a'(\vartheta_p - \vartheta_t)$, lze přibližně určit dobu potřebnou k roztavení a na ohřev vsázky z teploty 20°C na teplotu 1600°C.

Známe:

měrná tepelná kapacita oceli	c_s	500	J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹
měrná tepelná kapacita roztavené oceli	c_a'	3217	J·kg ⁻¹ ·K ⁻¹
skupenské teplo tavení oceli	l_t	272	J·kg ⁻¹
teplota tavení	ϑ_t	1500	°C
teplota přehřátí	ϑ_p	1600	°C
počáteční teplota	ϑ_0	20	°C
měrný příkon do taveniny	W_{in}	590	kWh·t ⁻¹
hustota oceli	ρ	7800	kg·m ⁻³

Aby se zamezilo přílišnému ochlazení „zbytku“ při dosypání celého množství šrotu, bude šrot doplňován průběžně o hmotnosti m . Tuto hmotnost zjistím tak, že zvolím maximální teplotu $\Delta\vartheta$, o kterou mi může poklesnout teplota roztaveného zbytku. Celková energie zbytku o hmotnosti 675 kg:

$$W_{zb-celk} = m_{zb}c_s(\vartheta_t - \vartheta_0) + m_{zb}l_t + m_{zb}c_a'(\vartheta_p - \vartheta_t) = 716,9 \text{ MJ} \quad (7-15)$$

Energie, která mi musí zůstat po předání tepla:

$$W_{zb} = m_{zb} \cdot c_s \cdot (\vartheta_t - \vartheta_0) + m_{zb} \cdot l_t + m_{zb} \cdot c_a' \cdot \Delta\vartheta = 608,26 \text{ MJ} \quad (7-16)$$

Maximální teplo, které roztaví a přehřeje šrot na teplotu 1550°C:

$$W_{do-šrot} = W_{zb-celk} - W_{zb} = 108,64 \text{ MJ} \quad (7-17)$$

Maximální hmotnost přisypaného šrotu:

$$m_{šr} = \frac{W_{do-šrot}}{c_s \cdot (\vartheta_t - \vartheta_0) + l_t + c_a' \cdot \Delta\vartheta} = \frac{108,64 \cdot 10^3}{901} = 120,6 \text{ kg} \quad (7-18)$$

Nyní zjistíme čas, za který se teplota vrátí na 1600°C:

$$t = \frac{(m_{sr} + m_{zb}) \cdot c_a' \cdot (\vartheta_p - \vartheta_{1550})}{P_{in} - P_z} \quad (7-19)$$

$$t = \frac{127,97 \cdot 10^3}{810,9 - 81,176} = 175,4 \text{ s} = 2,9 \text{ min}$$

Po dosažení teploty celý cyklus opakujeme a provedeme i pro „zbytky“ 1587,5 kg a 1891,7 kg. Pro jedno odlévání za tavbu by se muselo 8x dosypat určité množství kusovité vsázky a celková doba tavení bude 56 minut, z toho plyne, že na dobu dohotovení zbývají 4 minuty a to je nevyhovující. Pro dvě odlévání za tavbu je doba tavení 2x 20,6 minut, pro každou dobu dohotovení tedy zbývá 9,4 minuty. A pro tři odlévání za tavbu je doba tavení 3x 13,7 minut, a doba dohotovení pro každé odlití bude 6,3 minuty.

8. ZÁVĚR

Hlavním cílem této diplomové práce bylo stanovit ideální množství „zbytku“ taveniny v indukční kelímkové peci tak, aby bylo možné odlít ze zvolené pece požadované množství taveniny za hodinu. Pro výpočty byla zvolena středofrekvenční kelímková pec napájená proudem 1000A, která má maximální kapacitu 2,5t. Požadované množství je 1825kg taveniny za hodinu. Pro porovnání bylo zvoleno jedno, dvě a tři odlití. Hlavním problémem bylo stanovit kolik šrotu je možné najednou dosypat do „zbytku“ taveniny, aby nedocházelo k jejímu zbytečnému ochlazení, a tím k prodlužování celkové doby tavby. Maximální pokles teploty taveniny byl stanoven na 50°C. Z výsledků je vidět, že čím více je zbytku v peci tím více je možné dosypat šrotu a tím větší je také celkový výkon pece. Pro jedno odlití za hodinu vyšla doba tavení 56 minut vzhledem k tomu, že je potřeba ještě určitý čas na dohotovení taveniny, je tento způsob nevyhovující (na dohotovení a následné odlití zbývají pouze 4 minuty). Nejlepšího výsledku je možné dosáhnout, pokud zvolíme dvě odlití během tavby. Zde je totiž doba tavení potřebná pro každé odlití 20 minut. Na dohotovení tedy zůstává také 20 minut (10 minut pro každé odlití). A to už je čas, který je dostatečný. Příklad se třemi odlitími opět nevyhovuje, jelikož zde každá tavba trvá 13,7 minuty. Na vyhotovení tedy zbývá 6,3 minuty a to je stejně jako u jednoho odlití za hodinu málo.

9. POUŽITÁ LITERATURA

- [1] LANGER, E.: *Teorie indukčního a dielektrického tepla*. Nakladatelství Československé akademie věd. Praha. 1964.
- [2] RADA, J., aj.: *Elektrotepelná technika*. SNTL/ALFA. Praha. 1985
- [3] LANGER, E.: *Elektrotepelná technika*. VŠSE v Plzni. Plzeň. 1974
- [4] LANGER, E., KOŽENÝ, J.: *Elektrotepelná zařízení indukční*. VŠSE v Plzni. Plzeň. 1982
- [5] RUDNEV, V., aj.: *Handbook of Induction Heating*. 2003. ISBN 0-8247-0848-2.
- [6] MAYER, D.: *Teorie elektromagnetického pole*. 2001. ISBN 80-7082-826-9.
- [7] ROT, D.: *Efektivní řešení fyzikálně sdružených problémů z oblasti elektrotepelných technologií*. Plzeň. 2009
- [8] KROUPA, O.: *Návrh a konstrukce zařízení pro měření parametrů elektromagnetického pole*. Plzeň. 2007
- [9] PLACHÝ, J., NĚMEC, M., BEDNÁŘ, B.: *Teorie slévání*. ČVUT v Praze. Praha. 1990
- [10] ELEKTROWÄRME INTERNATIONAL. *Grundlagen und Anwendungen elektrothermischer Verfahren*. 2009. ISSN 0340-3521
- [11] Induktive Erwärmungsanlagen GmbH. [cit. 2010-06-01]. Dostupný z WWW:
<<http://www.iew.eu/index.php?site=12&lang=cz>>
- [12] Inductotherm Europe Ltd. [cit. 2012-05-09]. Dostupný z WWW:
<<http://www.aceso.cz/inductotherm-group/bezjadrove-indukcni-pece>>

10. PŘÍLOHY

1. Obrázky indukčního tavení [11,12]



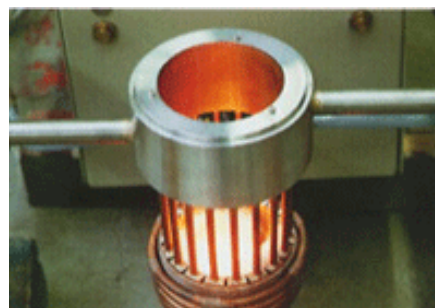
Tavení odštěpků ke stanovení kvality oceli



Tavení ve šperkovnictví



Tavení ve vakuu



Tavení ve studeném kelímku

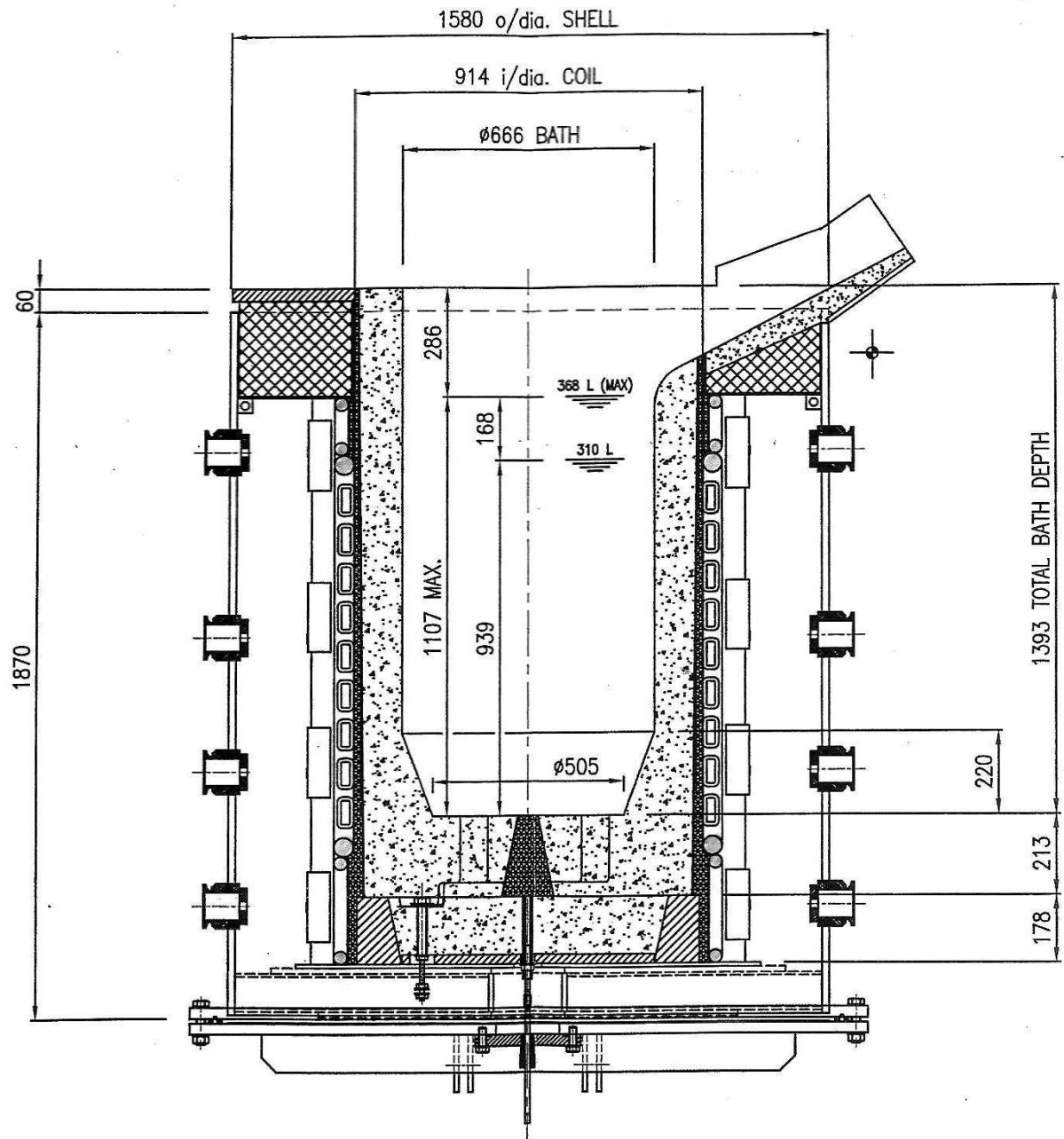


Malá středofrekvenční pec



Odlévání z 10 t pece

2. Nákres 2,5t pece



3. Výpočet funkce $P(x_2)$ [1]

$$P(x_2) = \frac{\text{ber } x_2 \cdot \text{ber}' x_2 + \text{bei } x_2 \cdot \text{bei}' x_2}{\text{ber}^2 x_2 + \text{bei}^2 x_2}$$

$$\text{ber } x_2 = \left(1 - \frac{x_2^4}{(2 \cdot 4)^2} + \frac{x_2^8}{(2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 8)^2} - \frac{x_2^{12}}{(2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 8 \cdot 10 \cdot 12)^2} + \dots \right)$$

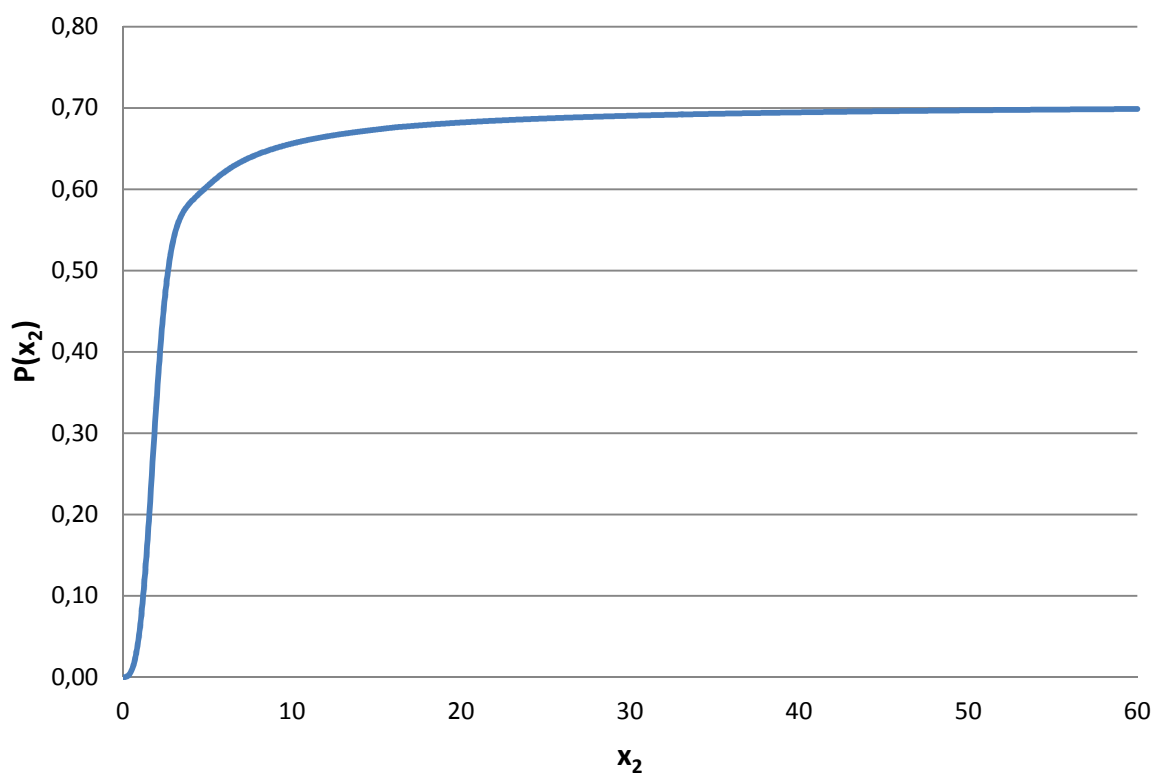
$$\text{bei } x_2 = \left(-\frac{x_2^2}{2^2} + \frac{x_2^6}{(2 \cdot 4 \cdot 6)^2} - \frac{x_2^{10}}{(2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 8 \cdot 10)^2} + \dots \right)$$

$$\text{ber}' x_2 = \left(-\frac{x_2^3}{2^2 \cdot 4} + \frac{x_2^7}{(2 \cdot 4 \cdot 6)^2 \cdot 8} - \frac{x_2^{11}}{(2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 8 \cdot 10)^2 \cdot 12} + \dots \right)$$

$$\text{bei}' x_2 = \left(-\frac{x_2}{2} + \frac{x_2^5}{(2 \cdot 4)^2 \cdot 6} - \frac{x_2^9}{(2 \cdot 4 \cdot 6 \cdot 8)^2 \cdot 10} + \dots \right)$$

x_2	$P(x_2)$	x_2	$P(x_2)$	x_2	$P(x_2)$	x_2	$P(x_2)$
0,1	0,0001	2,1	0,3748	4,2	0,5885	8,2	0,6449
0,2	0,0005	2,2	0,4026	4,4	0,5925	8,4	0,6464
0,3	0,0017	2,3	0,4282	4,6	0,5964	8,6	0,6478
0,4	0,0040	2,4	0,4513	4,8	0,6002	8,8	0,6492
0,5	0,0078	2,5	0,4718	5	0,6040	9	0,6505
0,6	0,0135	2,6	0,4898	5,2	0,6077	9,2	0,6517
0,7	0,0213	2,7	0,5054	5,4	0,6113	9,4	0,6529
0,8	0,0316	2,8	0,5188	5,6	0,6147	9,6	0,6541
0,9	0,0447	2,9	0,5303	5,8	0,6180	9,8	0,6552
1	0,0608	3	0,5399	6	0,6211	10	0,6562
1,1	0,0798	3,1	0,5481	6,2	0,6240	15	0,6735
1,2	0,1020	3,2	0,5550	6,4	0,6267	20	0,6821
1,3	0,1270	3,3	0,5607	6,6	0,6293	25	0,6871
1,4	0,1546	3,4	0,5656	6,8	0,6317	30	0,6904
1,5	0,1844	3,5	0,5698	7	0,6339	35	0,6928
1,6	0,2158	3,6	0,5734	7,2	0,6360	40	0,6946
1,7	0,2483	3,7	0,5765	7,4	0,6380	50	0,6971
1,8	0,2810	3,8	0,5793	7,6	0,6399	60	0,6988
1,9	0,3135	3,9	0,5818	7,8	0,6416	70	0,7000
2	0,3449	4	0,5842	8	0,6433	80	0,7009

Tab. 10.1 Hodnoty funkce $P(x_2)$

Graf 10.1 Průběh funkce $P(x_2)$