

Vysoká škola strojní a textilní v Liberci
nositel Řádu práce

Obor 23 - 07 - 8
strojírenská metalurgie

zaměření
strojírenská metalurgie

Katedra materiálů a strojírenské metalurgie

Rozbor napjatosti při velmi rychlém ohřevu kovu

KMM - 211

Petr V o m á ě k a

Vedoucí diplomové práce : Ing. Jiří Horyna, CSc

Rozsah práce a příloh	:
Rozsah práce	46
Počet tabulek	-
Počet obrázků	2
Počet příloh	1
Počet výkresů	-

strojn^í a textiln^í
Vysoká škola: v Liberci
Katedra: materiálu a strojírenské
metalurgie

Fakulta: strojn^í
Školní rok: 1985/86

ZADÁNÍ DIPLOMOVÉ PRÁCE

(PROJEKTU, UMĚLECKÉHO DÍLA, UMĚLECKÉHO VÝKONU)

pro Petr V O M Á Č K A
obor strojírenská technologie

Vedoucí katedry Vám ve smyslu nařízení vlády ČSSR č. 90/1980 Sb., o státních závěrečných zkouškách a státních rigorózních zkouškách, určuje tuto diplomovou práci:

Název tématu: Rozbor napjatosti při velmi rychlém ohřevu kovu

Zásady pro vypracování:

1. Proveďte rešerši zaměřenou k popisu stavu napjatosti v povrchových vrstvách kovu při ohřevu laserem.
2. Navrhněte způsob výpočtu za podmínek ohřevu kovu pulsním a kontinuálním laserem.
3. Pokuste se o zpracování konkrétního výpočtu pro vhodně zvolené podmínky ohřevu. Podle možnosti zpracujte výpočet za použití počítače NC 1033.
4. Vyhodnoťte dosažené výsledky.

V 219/26 S

VYSOKÁ ŠKOLA STROJNÍ A TEXTILNÍ
Ústřední knihovna
LIBEREC 1, STUDENSKÁ 5
PŠČ 461 17

V 219/26 S

Rozsah grafických prací:

Rozsah průvodní zprávy:

40 - 50 stran

Seznam odborné literatury:

- /1/ ŠORIN, N.S.: Sdílení tepla. SNTL/ALFA Praha, 1968.
- /2/ KREMER, R., OBROUČKA, K.: Ohřev kovů. SNTL Praha, 1974.
- /3/ MENSON, S.: Temperaturnyje naprjaženija i malocyklovaja ustalost'. Mašinostrojenije Moskva, 1974.

Vedoucí diplomové práce:

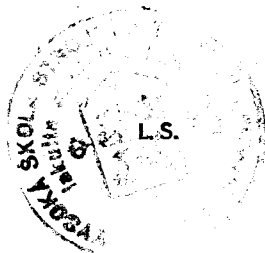
Ing. Jiří Horyna, CSc

Datum zadání diplomové práce:

9.9.1985

Termín odevzdání diplomové práce:

23.5.1986



Alaxin

Doc.Ing. Ján Alaxin, CSc

Vedoucí katedry

Alaxin

Doc.Ing. Ján Alaxin, CSc

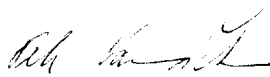
Děkan

V Liberci dne 3.9. 1985

P r o h l á š e n í :

Místopřísežně prohlašuji, že jsem diplomovou
práci vypracoval samostatně s použitím uvedené lite-
ratury.

V Liberci, dne 23. května 1986.


.....
Petr Vomáčka

O b s a h

1.	Seznam použitých znaků.	4
2.	Úvod.	6
3.	Lasery a stimulovaná emise.	8
3.1.	Lasery s pevným aktivním prostředím.	10
3.2.	Plynové lasery.	10
3.3.	Aplikace laserové techniky.	11
4.	Vlastnosti kovů a slitin při různých teplotách.	13
5.	Tepelná pnutí při ohřevu /ochlazování/ ocelí.	17
6.	Diferenciální rovnice vedení tepla.	22
7.	Teplotní napětí vznikající při pulsním laserování.	24
8.	Model teplotního pole pro pulsní laserování.	27
9.	Model teplotního pole pro kontinuální laserování.	29
10.	Teplotní napětí vznikající při kontinuálním laserování.	32
11.	Návrh způsobu výpočtu napětí za podmínek ohřevu kovu pulsním laserem.	33
12.	Návrh způsobu výpočtu napětí za podmínek ohřevu kovu kontinuálním laserem.	34
13.	Konkrétní výpočet napětí za podmínek ohřevu kovu kontinuálním laserem.	36
13.1.	Popis simulačního jazyka CSMP.	37
13.2.	Vývojový diagram programu NAPĚTÍ.	39
13.3.	Popis programu NAPĚTÍ.	40
14.	Vyhodnocení dosažených výsledků.	41
14.1.	Vlastní rozbor dosažených výsledků.	41
14.2.	Zdokonalení teplotního a napěťového modelu.	42
15.	Závěr.	44
16.	Použitá literatura.	45

1. Seznam použitých znaků.

E_i	- energie	J
ν	- frekvence	s^{-1}
h	- Planckova konstanta	J.s
τ	- čas	s
x, y, z	- souřadnice pravoúhlého souřadného systému	m
n	- počet atomů na energetické hladině	
λ_v	- vlnová délka záření laseru	nm
λ	- tepelná vodivost	$W \cdot m^{-1} \cdot deg^{-1}$
c	- měrné teplo	$J \cdot kg^{-1} \cdot deg^{-1}$
ρ	- měrná hmotnost	$kg \cdot m^{-3}$
a	- součinitel teplotní vodivosti	$m^2 \cdot s^{-1}$
f	- souč. tepelné setrvačnosti	$J \cdot m^{-2} \cdot s^{-0,5} \cdot deg^{-1}$
β	- souč. lineárního šíření	deg^{-1}
E	- modul pružnosti v tahu	MPa
σ	- napětí	MPa
σ_{kt}	- mez kluzu v tahu	MPa
σ_{pt}	- mez pevnosti v tahu	MPa
δ	- poměrné prodloužení	%
ψ	- poměrné zúžení příčného průřezu	%
KCU	- vrubová houževnatost	$J \cdot m^{-2}$
l	- délka tyče	m
V	- objem	m^3
μ	- Poissonova konstanta	
$\frac{\mu}{\epsilon}$	- plasticita kovů	
D	- modul plastičnosti	MPa
ϵ	- prodloužení ve směru napětí	
T	- teplota	K
T_p	- povrchová teplota	K
K	- součinitel tvaru	
k	- součinitel tvaru	
z	- rychlost ohřevu	$K \cdot s^{-1}$

q	- tepelný tok	$J \cdot m^{-2} \cdot s^{-1}$
u	- deformace	m
α	- koeficient délkové roztažnosti	K^{-1}
c_1	- rychlost zvuku	$m \cdot s^{-1}$
W	- hustota výkonu záření	$W \cdot m^{-2}$
R	- odrazivost povrchu	
A	- pohltivost materiálu	
π	- koeficient pohlcení záření látkou	m^{-1}
Q	- množství tepla	J
r	- vzdálenost bodu od počátku souřadného systému	m
v	- rychlost pohybu zdroje tepla	$m \cdot s^{-1}$
Q_0	- výkon pohlcený materiálem	W
q_0	- výkon laseru	W

2. Úvod.

K nejdůležitějším úkolům našeho národního hospodářství patří hledat nové cesty zpracování materiálů, které by vedly ke snižování pracnosti výroby, energetické náročnosti výroby a v neposlední řadě i ke zvyšování produktivity práce. V oblasti strojírenské technologie se jeví jako velice perspektivní tepelné zpracování součástí pomocí laserového záření, kterého je v současné době využíváno už v praxi například v SSSR nebo v USA.

Zavádění laserové techniky do tepelného zpracování kovů je v současné době motivováno především možností dosažení specifického účinku laserového paprsku v interakci s kovem, který často vede k dosažení nových, jiným způsobem dosud nedosažitelných vlastností kovů a slitin. Výrobky takto zpracované se tak mohou stát nositeli nových užitných vlastností.

Uplatnění laserové technologie tepelného zpracování v praxi s sebou však také nese některé problémy, zvláštnosti a limitující předpoklady. Především instalace laserové technologie vyžaduje značné finanční náklady. Cena laseru vhodného výkonu pro tepelné zpracování představuje částku několika tisíc amerických dolarů. Z celkového vybavení pracoviště takovou technikou však vlastní laser znamená pouze asi 20 % celkových nákladů. Další náklady jsou spojené s instalací ovládací, řídicí a kontrolní techniky. Lze však konstatovat, že i přes některé problémy spojené s využitím laseru pro zpracování materiálů rychle přibývá laserových technických zařízení a jejich světová produkce ročně stoupá o 30 - 40 %.

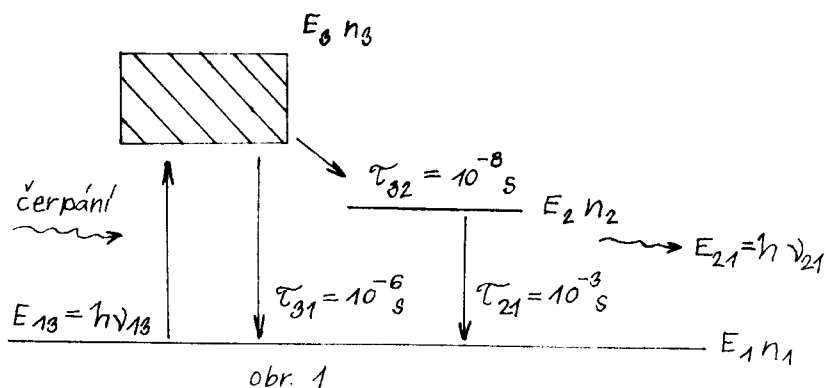
Cílem mé diplomové práce bylo, na základě získaných poznatků, vytvořit a ověřit algoritmus výpočtu napěťových polí v povrchových vrstvách kovu při ohřevu pulsním a kontinuálním laserem.

3. Lasery a stimulovaná emise.

Lasery jsou kvantové zesilovače světla s využitím stimulované emise záření. Podle aktivního prostředí, ve kterém se toto zesílení děje, je dělíme na lasery pracující na bázi pevné, kapalné, plynné a lasery polovodičové. Základní podmínkou funkce laserů je stimulovaná emise záření v aktivním prostředí. Stimulované záření je zesilováno v rezonátoru a dále soustředěno optikou laseru do místa použití.

Stimulovaná emise.

Zjednodušeně si můžeme tento proces přiblížit na funkci tříhladinového rubínového laseru. Aktivní prostředí je zde tvořeno ionty Cr^{3+} , které jsou v mřížce Al_2O_3 . Schematicky je tento proces znázorněn na obr. 1. Ion chromu pohltí kvantum energie /foton/ E_{13} odpovídající přechodu z energetické hladiny E_1 na hladinu E_3 , při splnění podmínky $E_{13} = \nu_{13} \cdot h$, kde ν_{13} je frekvence odpovídající přechodu $E_1 - E_3$, h je Planckova konstanta $6,63 \cdot 10^{-34} \text{ Js}$.



Z hladiny E_3 /excitovaný stav/ přechází iont v čase $\tau_{32} = 10^{-8}$ s na metastabilní hladinu E_2 , odtud po čase $\tau_{21} = 10^{-3}$ s přechází na hladinu E_1 , při čemž při tomto přechodu vyzáří foton s energií $E_{21} = \nu_{21} \cdot h$. Přechod $E_3 - E_1$ představuje ztráty, které způsobují ohřev aktivního materiálu. Při dodržení vhodných provozních parametrů, jako je teplota, dostatečná úroveň čerpání, t.j. počet přechodů $E_1 - E_3$, převažují přechody $E_3 - E_2$. V důsledku rozdílných časů setrvání na dané energetické hladině / $\tau_{32} = 10^{-8}$ s a $\tau_{21} = 10^{-3}$ s / nastává hromadění atomů v excitovaném stavu na hladině E_2 . Stimulovaná emise může nastat za podmínky :

$$n_2 > n_1 ,$$

kde n_1 je počet atomů na základní energetické hladině E_1 ,

n_2 je počet atomů na hladině E_2 ,

při čemž musí být dostatečnou úrovní čerpání kryty ztráty nezářivými přechody $E_3 - E_1$ a další ztráty dané jakostí aktivního prostředí. Vstoupí-li do tohoto prostředí záření, jehož fotony mají frekvenci ν_{21} , stimulují tyto fotony při setkání s excitovanými atomy chromu přechody $E_2 - E_1$. Při tom jsou emitovány fotony stejné energie, směru, fáze a polarizace, jaké má stimulující záření. Znamená to, že každý excitovaný atom po setkání s fotonem stimulujícího záření vyzáří další foton shodného záření. Tento proces má charakter řetězové reakce a je dále zesilován rezonátorem. Optický rezonátor tvoří dvě odrazné plochy, mezi kterými se pohybují fotony stimulujícího i emitovaného záření. Fotony jsou znovu a znovu vraceny k průchodům aktivním prostředím, jejich hustota se rychle zvyšuje.

V technické praxi se používají lasery pracující s větším počtem energetických hladin, u nichž se stavu inverze dosahuje energeticky výhodněji.

3.1. Lasery s pevným aktivním prostředím.

Tyto lasery pracují většinou v pulzním provozu s opakovací frekvencí, obvykle v rozmezí 0,1 - 100 Hz. Mohou však pracovat i při vyšších frekvencích, popřípadě kontinuálně. /Při nižších frekvencích vznikají bodové svary./ Velikost a technologický účinek laserů se hodnotí podle velikosti celkové výstupní energie pulsu, která bývá v rozmezí 0,1 - 30 J.

3.2. Plynové lasery.

V současné době jsou maximální hodnoty výstupních výkonů kolem 100 kW. Mohou pracovat v kontinuálním nebo pulzním provozu. Proces stimulované emise v plynné fázi probíhá mezi neutrálními stavy atomů, iontů, molekul a mezi rotačně vibračními hladinami molekulárního spektra. Poněvadž je koncentrace aktivních částic v plynné fázi menší než u pevných aktivních prostředí, jsou zisky výkonu plynových laserů na jednotku délky trubice s aktivním prostředím menší. Vysokých výkonů se dosahuje prodloužením dráhy záření v aktivním prostředí.

Zdrojem energie pro čerpání aktivního prostředí na vyšší energetické hladiny je stejnosměrný nebo vysokofrekven-

ční výboj, který hoří v trubici naplněné aktivním plynem. Některé konstrukce nejvýkonnějších laserů mají čerpání založeno na základě vzájemných srážek částic aktivního prostředí. K těmto srážkám částic dochází v důsledku turbulence aktivního prostředí po expanzi. Jako aktivního prostředí se používá směs $\text{CO}_2 + \text{N}_2 + \text{He}$. Směs plynů se v trubici laseru udržuje na tlaku $(1 - 4) \cdot 10^3$ Pa. Stimulované záření laseru má vlnovou délku $\lambda_v = 10\ 600$ nm./1/

3.3. Aplikace laserové techniky.

Nutným předpokladem pro laserové tepelné zpracování je existence vhodných zařízení. Z laserů se nejčastěji používají kontinuální lasery na bázi oxidu uhličitého. Používání laserů o pevné fázi je rozšířeno poměrně málo, především je zřejmě na ústupu. V západních pramenech se objevuje využití "pevných" laserů zřídka, a to pro speciální účely, např. žíhání polovodičů, pro tepelné zpracování jen vzácně.

Laserové tepelné zpracování se od konvenčních procesů liší následovně :

Extrémně vysoké rychlosti ohřevu a ochlazování, které jsou laserovému ohřevu vlastní, usnadňují zpevňování nízkouhlíkových ocelí - snižují se rozdíly v kvalitě uhlíkových a legovaných ocelí, protože rychlost ochlazování je značně vyšší než kritická - často se zjišťují tvrdosti vyšší než u konvenčních procesů.

Hlavními nezávisle proměnnými charakteristikami lase-

rového tepelného zpracování jsou výkon dopadajícího svazku paprsků záření a průměr dopadajícího svazku, které se s výhodou vyjadřují jako plošná hustota výkonu, dále vlnová délka záření, absorptivita povrchu substrátu, event. povlaku na něm a posuvná rychlost svazku paprsků podél povrchu substrátu /v případě kontinuálního laseru nebo doba impulsu v případě laseru pulsního/. Důležitou roli hrají i tepelně fyzikální vlastnosti substrátu. Závisle proměnnými jsou hloubka zpevnění, geometrie tepelně ovlivněné zóny a její mikrostruktura a vlastnosti tepelně zpracovaného materiálu.

Nejdůležitějšími technologickými proměnnými daného laseru jsou hustota výkonu a posuvná rychlost, kterými se volí a ovládá režim zpracování. K vyhodnocování výsledků laserového tepelného zpracování jakož i jejich predikci je vyvíjena řada fyzikálních a matematických modelů, založených na přestupu tepla event. i hmoty. Často jsou aplikována řešení Carslowa a Jaegera.

Při vlastní aplikaci laserového záření k transformačnímu zpevnění materiálu je základním problémem zpracování. Tato otázka vyžaduje odlišný přístup u laserů impulsních a kontinuálních. Pro zpracování větších ploch jsou kontinuální, konkrétně CO₂ lasery, evidentně vhodnější a produktivnější. /2/

4. Vlastnosti kovů a slitin při různých teplotách.

Cílem ohřívacího procesu je ohřát ingot nebo předvalek na požadovanou teplotu s přípustnou nerovnoměrností teplotního pole v průřezu ohřívaného tělesa, a to tak, aby se povrch tělesa minimálně okysličil a oduhličil a celistvost tělesa se nenarušila většími nebo menšími trhlinami. Aby byly splněny technickoekonomické ukazatele, je nutno vést ohřev s minimální spotřebou energie, ať již chemické, nebo elektrické, je tedy třeba pracovat s maximálně přípustnými rychlostmi ohřevu, které mají také velký vliv na oxidaci a oduhličení povrchu kovu.

K fyzikálním vlastnostem, které mají vliv na šíření tepla v tuhém tělese, patří :

$$\begin{aligned} \text{tepelná vodivost} & - \lambda \quad \text{W m}^{-1}\text{deg}^{-1} \quad , \\ \text{měrné teplo} & - c \quad \text{kJ kg}^{-1}\text{deg}^{-1} \quad , \\ \text{měrná hmotnost} & - \rho \quad \text{kg m}^{-3} \end{aligned}$$

a součinitele, odvozené z těchto veličin :

$$\begin{aligned} \text{součinitel teplotní vodivosti} & - a \quad \text{m}^2\text{s}^{-1}, \\ \text{součinitel tepelné setrvačnosti} & - f \quad \text{kJ m}^{-2}\text{s}^{-0,5}\text{deg}^{-1}. \end{aligned}$$

K mechanickým vlastnostem, které mají vliv na vznik tepelných pnutí a které charakterizují přechod kovu do plastického stavu, patří :

$$\begin{aligned} \text{součinitel lineárního šíření} & - \beta \quad \text{deg}^{-1} \quad , \\ \text{modul pružnosti} & - E \quad \text{MPa} \quad , \\ \text{pevnost v tahu} & - \sigma_{Pt} \quad \text{MPa} \quad , \\ \text{poměrné prodloužení} & - \delta \quad \% \quad , \\ \text{poměrné zúžení příčného průřezu} & - \varphi \quad \% \quad , \\ \text{vrubová houževnatost} & - KCU \quad \text{J m}^{-2} \quad , \end{aligned}$$

vše v závislosti na teplotě.

Tepelné šíření kovy.

Bude-li kovová tyč zahřívána tak, že teplotě T_1 bude odpovídat délka tyče l_1 a teplotě T_2 délka l_2 , pak pro daný teplotní interval $T_2 - T_1$ bude střední hodnota součinitele lineárního šíření rovna :

$$\beta_{T_1}^{T_2} = \frac{l_2 - l_1}{l_1 \cdot (T_2 - T_1)} .$$

Budou-li dále V_1 a V_2 objemy tělesa při teplotách T_1 a T_2 , pak střední součinitel objemového šíření bude roven :

$$A_{T_1}^{T_2} = \frac{V_2 - V_1}{V_1 \cdot (T_2 - T_1)} .$$

Součinitel objemového šíření se přibližně rovná trojnásobku součinitele lineárního šíření :

$$A_{T_1}^{T_2} \doteq 3 \cdot \beta_{T_1}^{T_2} .$$

Mezi ostatními kovy zaujímá železo střední místo. Největší hodnota součinitele šíření byla zjištěna u Pt, Al, Zn, nejmenší u W, Mo.

Součinitel teplotní vodivosti.

Tepelná vodivost λ charakterizuje schopnost kovů vést teplo. Čím je λ větší, tím při jinak stejných podmínkách nastává rychlejší změna teplot v tělese. Stejně tak velký vliv, ovšem v opačném smyslu, má na teplotní změny měrné teplo c a měrná hmotnost ρ . Čím vyšší je pro dané těleso hodnota c a ρ , tím pomaleji se mění teplotní pole

ohříváního tělesa.

Pro součinitel teplotní vodivosti platí :

$$a = \frac{\lambda}{c \cdot \rho} \quad \text{m}^2\text{s}^{-1} .$$

Se změnou teploty se mění i součinitel teplotní vodivosti v závislosti na změně c , λ , ρ .

Součinitel tepelné setrvačnosti.

G.P.Ivanov navrhl nahradit v některých výpočtech součinitele teplotní vodivosti tzv.součinitelem tepelné setrvačnosti f ,který je matematicky definován :

$$f = \sqrt{\lambda \cdot c \cdot \rho} \quad \text{kJ m}^{-2}\text{s}^{-0,5}\text{deg}^{-1} .$$

Mechanické vlastnosti ocelí.

Při ohřevu některých druhů ocelí vznikají v nich tepelná napětí,při jejichž výpočtu mají důležitou úlohu pružné a plastické vlastnosti ocelí.

Pružné vlastnosti ocelí.

Jsou charakterizovány modulem pružnosti E a Poissonovou konstantou μ .Modul pružnosti oceli závisí na jejím chemickém složení a teplotě.Poissonova konstanta se u různých druhů kovů pohybuje v rozmezí 0,28 - 0,45.Pro ocel lze přijmout $\mu = 0,3$.

Plastické vlastnosti ocelí.

Jsou charakterizovány poměrným prodloužením, tažností a příčným zúžením /kontrakcí/. Hodnota obou ukazatelů se zvýšením obsahu příměsí oceli klesá a pevnost v tahu i mez kluzu se zvyšuje. Někteří autoři doporučují posuzovat plasticitu kovů z rovnice :

$$\delta_c = \frac{\sigma_{Pt} - \sigma_{kt}}{D} ,$$

kde δ_c - je plasticita,

σ_{Pt} - napětí na mezi pevnosti, které porušuje celistvost kovu - MPa ,

σ_{kt} - mez kluzu - MPa ,

D - modul plastičnosti - MPa .

Při ohřevu se hodnota poměrného prodloužení i zúžení nepatrně zmenšuje na rozdíl od meze pevnosti v tahu a meze kluzu v tahu, které se zvětšují. Při ohřevu se mez kluzu v tahu σ_{kt} mění shodně s mezí pevnosti v tahu σ_{Pt} /3/ :

$$\sigma_{kt} = K_0 \cdot \sigma_{Pt}$$

5. Tepelná pnutí při ohřevu /ochlazování/ ocelí.

Následkem nerovnoměrného teplotního pole během ohřevu kovu nebo ochlazování vznikají v něm tepelná pnutí, která v některých případech mohou být limitujícím činitelem rychlosti ohřevu. Tepelná pnutí vznikají v kovu tehdy, jsou-li v něm teplotní rozdíly a je-li zároveň kov v elastické oblasti /pružném stavu/. Nepřevyšují-li tepelná pnutí mez pružnosti, pak při vyrovnání teplotního rozdílu zmizí i tepelná pnutí, lze tedy v tomto případě hovořit o pružném /elastickém/ pnutí.

Nastane-li v některém místě plastická deformace, tj. překročení meze pružnosti, pak v těch místech tělesa, která nebyla plasticky deformována, nastane nové rozdělení tepelných pnutí. Toto zbytkové pnutí lze zjistit také v ingotech nebo předvalcích po jejich úplném ochlazení.

Smysl /znaménka/ tepelných pnutí, vznikajících při ohřevu, a zbytkových pnutí po ochlazení kovu je stejný a oba druhy pnutí se při ohřevu sčítají. Velikost a rozdělení pnutí, stejně jako jejich vznik a odstranění závisí jednak na podmínkách ohřevu nebo ochlazování, jednak na mechanických a fyzikálních vlastnostech ohřívajícího materiálu, jeho rozměru a tvaru. Rozhodující význam má plasticita, pružnost, křehkost a pevnost kovu. Tyto vlastnosti však nemají absolutní a neměnnou hodnotu pro dané těleso v jeho určitém stavu, neboť jejich uplatnění závisí ve značné míře na podmínkách, podmiňujících pnutí a deformaci. Například je známo, že plastický materiál může v určitých podmínkách působení pnutí být křehký a naopak.

Z dlouhodobého výkumu vlastností ocelí vyplynulo, že v podmínkách ohřevu i ochlazování je ocel elastická do teploty 500 - 550 °C, nad touto teplotou přechází ocel do plastického stavu. U uhlíkových ocelí je teplota přechodu do plastického stavu nižší a rovná se 400 °C. Měkké oceli se nacházejí v plastické oblasti již při teplotách mnohem nižších, tj. pod 400 °C. /3/

Výpočet tepelných pnutí.

Metody výpočtu tepelných pnutí jsou obvykle založeny na řešení diferenciální rovnice termoelasticity materiálu s použitím řešení rovnice vedení tepla.

Vycházíme-li z Hookeova zákona, který zachycuje lineární vztah mezi napětím σ a prodloužením ϵ ve směru napětí, a z uvedených úvah o mechanismu vzniku termoelastických napětí, dospějeme k následujícímu vztahu, charakterizujícímu deformaci následkem teplotního šíření v závislosti na tepelném napětí :

$$\sigma = \frac{\beta \cdot E}{1 - \mu} \cdot (T - T_x) \quad \text{MPa} \quad \dots \dots \dots /1/$$

kde σ - napětí ,

β - součinitel lineárního šíření deg^{-1} ,

E - modul pružnosti v tahu MPa ,

μ - Poissonova konstanta ,

T - průměrná teplota tělesa K ,

T_x - teplota tělesa ve sledovaném průřezu nebo části K .

Pro obě uvedené teploty v oblasti regulárního režimu platí :

$$T = T_p - \frac{2}{2+K} \cdot \Delta T$$

$$T_x = T_p - \Delta T \cdot \left(1 - \frac{x^2}{b^2}\right)$$

kde T_p - povrchová teplota tělesa K ,

ΔT - teplotní rozdíl mezi povrchem a středem tělesa K ,

K - součinitel tvaru /deska $K = 1$ /.

Po dosazení do / 1 / :

$$\sigma = \frac{\beta \cdot E}{1 - \mu} \cdot \Delta T \cdot \left(\frac{K}{2+K} - \frac{x^2}{b^2} \right) \dots\dots /2/$$

Dosadíme-li za teplotní rozdíl při $q = \text{konst.}$, resp.

$z = \text{konst.}$ výrazy :

$$T = \frac{q \cdot h}{2 \cdot \lambda} \quad , \quad T = \frac{k \cdot z \cdot b^2}{a}$$

dostaneme :

$$\sigma = \frac{\beta \cdot E}{1 - \mu} \cdot \frac{q \cdot h}{2 \cdot \lambda} \cdot \left(\frac{K}{2+K} - \frac{x^2}{b^2} \right) \dots\dots /3/$$

$$\sigma = \frac{\beta \cdot E}{1 - \mu} \cdot k \cdot \frac{z \cdot b^2}{a} \cdot \left(\frac{K}{2+K} - \frac{x^2}{b^2} \right) \dots\dots /4/$$

k - součinitel tvaru - pro desku = 0,5

Pro tělesa jednoduššího tvaru platí : $k = \frac{1}{2K}$

Uvedené rovnice zachycují závislost mezi napětím a rozdílem teplot, tepelným tokem a rychlostí ohřevu. Maximální napětí v absolutních jednotkách nastane při poměru $\frac{x}{b} = 1$, tedy :

$$\sigma_{\max} = \frac{\beta \cdot E}{1 - \mu} \cdot \Delta T \cdot \frac{2}{2 + K} \dots\dots\dots /5/$$

Po dosazení do /5/ pro desku :

$$\sigma_{\max} = \frac{2}{3} \frac{\beta \cdot E}{1 - \mu} \cdot \Delta T \dots\dots\dots /6/$$

neboli :

$$\Delta T_{\max} = \frac{1,05 \cdot \sigma_{\max}}{E} \dots\dots\dots /7/$$

Tyto rovnice dávají možnost vypočítat dovolený rozdíl teplot ΔT_d , dovolenou rychlost ohřevu z_d , dovolený tepelný tok q_d . Místo maximálního napětí σ_{\max} dosadíme dovolené napětí σ_d :

$$\begin{aligned} \text{pro desku : } \Delta T_d &= \frac{1,05 \cdot \sigma_d}{\beta \cdot E} \\ q_d &= \frac{2,1 \lambda \cdot \sigma_d}{\beta \cdot E \cdot b} \\ z_d &= \frac{2,1 \cdot a \cdot \sigma_d}{\beta \cdot E \cdot b^2} \end{aligned}$$

Rozbor rovnic pro výpočet tepelných napětí dovolu-
je učinit tyto závěry :

a/ Při ohřevu nebo ochlazování pružných těles je absolutní

hodnota napětí přímo úměrná součiniteli šíření, modulu pružnosti a rychlosti ohřevu, zvyšuje se se zvýšením rozdílu teplot, teplotního toku, tloušťky tělesa, popřípadě se snížením tepelné nebo teplotní vodivosti.

- b/ Obecný charakter změny tepelných prutí je shodný se změnou rozdílu teplot v tělese. Maximální hodnota napětí odpovídá počátku regulárního ohřevu, doba vzniku maximálního napětí je dána u desky výrazem $0,3 \cdot \frac{b^2}{a}$.
- c/ U převážné části ocelí vznikají tepelná prutí pouze v intervalu 0 - 500 °C. Nad touto teplotou přechází ocel v plastický stav, napětí se rozptyluje a přestává být nebezpečné. Měkké oceli jsou plastické i v tomto nebezpečném teplotním intervalu.
- d/ K prudkým změnám teplot jsou nejcitlivější oceli se zvýšeným obsahem křemíku, chromu a uhlíku v litém stavu následkem jejich velké křehkosti a sklonu k tvorbě trhlin. V tomto směru jsou také velmi citlivé oceli s nesourodou strukturou /s vměstky, bublinami, dutinami/.
- e/ Při nesymetrickém ohřevu a vůbec nestejných podmínkách ohřevu mají oceli větší sklon ke tvorbě trhlin než u ohřevu symetrického. /3/

6. Diferenciální rovnice vedení tepla.

Teplotní pole v okamžiku τ je popsáno obecně :

$$T = T(x, y, z, \tau) \quad \dots\dots\dots /8/$$

Rovnice /8/ popisuje třírozměrné nestacionární pole, které je charakterizováno skutečností, že teploty v jednotlivých bodech o souřadnicích x, y, z jsou funkcemi času. Jde o nejobecnější případ teplotního pole. Pro stacionární pole platí :

$$\frac{\partial T}{\partial \tau} = 0 \quad .$$

Nerovnoměrné rozložení teploty v tělese má za následek vznik tepelného toku ve směru klesající teploty. Měrný tepelný tok q , což je tepelný tok procházející jednotkovou plochou za jednotku času, je úměrný teplotnímu spádu ve směru kolmém na uvažovanou plochu.

$$q = -\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial n} \quad ,$$

kde λ je tepelná vodivost materiálu.

Po odvození : diferenciální rovnice nestacionárního teplotního pole v pravoúhlých souřadnicích má tvar :

$$\frac{\partial^2 T(x,y,z,\tau)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x,y,z,\tau)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T(x,y,z,\tau)}{\partial z^2} =$$

$$= \frac{1}{a} \cdot \frac{\partial T(x,y,z,\tau)}{\partial \tau} \quad \dots\dots\dots /9/$$

nebo :

$$\nabla^2 T(x, y, z, \tau) = \frac{1}{a} \frac{\partial T(x, y, z, \tau)}{\partial \tau}$$

kde :

$$\frac{\partial^2 T(x, y, z, \tau)}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T(x, y, z, \tau)}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T(x, y, z, \tau)}{\partial z^2} =$$
$$= \nabla^2 T(x, y, z, \tau)$$

Symbol ∇^2 nazýváme Laplaceův operátor.

Uvedené diferenciální rovnice se nazývají Fourierovy diferenciální rovnice nestacionárního vedení tepla.

Počáteční podmínka :

Popisuje rozložení teploty v tělese v určitém okamžiku, kdy $\tau = 0$.

Tvary počáteční podmínky : $T(x, y, z, 0) = f(x, y, z)$

$$T(x, y, z) = T_0 = \text{konst.}$$
$$\tau = 0$$

U stacionárního teplotního pole počáteční podmínka odpadá.

Okrajové podmínky :

a/ rozložení teploty T_p na povrchu tělesa :

$$T_p(\tau) = \varphi(\tau)$$

$$b/ q_p(\tau) = \varphi(\tau)$$

$$c/ q_p = - \left(\frac{\partial T(\tau)}{\partial n} \right)_p$$

Viz /4/.

7. Teplotní napětí vznikající při pulsním laserování.

Uvažujme jednorozměrný prostor délky l , na jehož levou hranici působí laserový impuls po dobu τ_l hustoty výkonu W . Vznikající teplotní pole a napěťové pole je popsáno systémem rovnic :

$$\rho \cdot c_v \cdot \frac{\partial T}{\partial \tau} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \cdot \frac{\partial T}{\partial x} \right) + W \cdot \eta(\tau) (1 - R) \cdot \pi \cdot \text{EXP} \left(- \int_0^x \pi \cdot dx \right) \dots /10/$$

$$\frac{1}{c_l^2} \cdot \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\alpha (1 + \mu)}{(1 - \mu)} \frac{\partial T}{\partial x} \dots \dots \dots /11/$$

$$\sigma(x, \tau) = \rho \cdot c_l^2 \cdot \left[- \frac{\alpha (1 + \mu)}{(1 - \mu)} \cdot (T - T_0) + \frac{\partial u}{\partial x} \right] \dots \dots /12/$$

kde x - souřadnice

τ - čas

$u = u(x, \tau)$ - deformace

$T = T(x, \tau)$ - teplota

$\sigma = \sigma(x, \tau)$ - veličina mechanického napětí

λ - koeficient vedení tepla

ρ - hustota

c_v - tepelný obsah

α - koeficient délkové roztažnosti

μ - Poissonova konstanta

c_l - rychlost zvuku v materiálu

W - hustota výkonu záření

R - odrazivost povrchu

π - koeficient pohlcení záření látkou

$$\varphi(\tau) = \begin{cases} 1 & \tau \leq \tau_i \\ 0 & \tau > \tau_i \end{cases}$$

τ_i - délka pulsu

Pro veličiny c_v , λ , α , R, π platí :

$$c_v = c_v(T) \dots\dots\dots /13/$$

$$\lambda = \lambda(T) \dots\dots\dots /14/$$

$$\alpha = \alpha(T) \dots\dots\dots /15/$$

$$R = R(\lambda_v, T) \dots\dots\dots /16/$$

$$\pi = \pi(\lambda_v, T) \dots\dots\dots /17/$$

kde λ_v - vlnová délka laserového záření.

Počáteční podmínky pro soustavu rovnic /10/ - /17/ :

$$T(x, 0) = T_0$$

$$u(x, 0) = \frac{\partial u}{\partial \tau}(x, 0) = 0$$

Okrajové podmínky pro soustavu rovnic /10/ - /17/ :

$$\frac{\partial T}{\partial x}(0, \tau) = \frac{\partial T}{\partial x}(1, \tau) = 0$$

$$\sigma(0, \tau) = \sigma(1, \tau) = 0$$

V uvedeném modelu uvažujeme pouze deformace pružné.

Při uvažování deformací plastických by problematika byla složitější. / 5 /

Soustavu rovnic /10/ - /17/ je nutno řešit s použitím některé z číselných metod. Při výpočtu podle uvedeného modelu musíme předpokládat, že nedochází k tavení nebo dokonce k vypařování kovu z povrchu. Tuto podmínku můžeme například dodržet vhodnou volbou hustoty výkonu záření.

Vlastní rozbor rozdělení mechanického napětí.

V čase $\tau \leq \tau_i$ se v materiálu šíří napěťová vlna záporného znaménka /polarity/ s amplitudou $\sigma_m^{(-)}$, která se pohybuje rychlostí zvuku. Po skončení laserového impulsu se na levé hranici vytvoří vlna napětí kladné polarity s amplitudou $\sigma_m^{(+)}$, která se pohybuje také rychlostí zvuku a nachází se ve vzdálenosti $\tau_i \cdot c_1$ od čela záporné vlny.

Šířka vln v polovině amplitudy je řádově rovna 10^{-4} cm. Z dosud známých experimentů vyplývá, že nejzajímavější veličina napětí odpovídá složení přímého kladného a odraženého záporného vlnění od hranic obrazce. K tomuto složení dojde v časovém okamžiku $\tau_{\max} = \frac{1}{c_1} + \frac{\tau_i}{2}$.
Potom napětí :

$$\sigma_m = \sigma_m^{(-)}(\tau_{\max}) + \sigma_m^{(+)}(\tau_{\max}) .$$

Viz / 5 /.

8. Model teplotního pole pro pulsní laserování.

Při praktickém řešení teplotních polí s použitím základní diferenciální rovnice vedení tepla je nutno respektovat řadu omezujících předpokladů, které snižují přesnost a použitelnost této metody. Mezi nejdůležitější omezující předpoklady patří :

- a/ tepelně-fyzikální vlastnosti materiálu se nemění s teplotou,
- b/ vedení tepla probíhá v neohraničeném tělese,
- c/ počáteční teplota základního materiálu je ve všech místech stejná,
- d/ soustředění určité tepelné energie v elementárním objemu tělesa proběhne v čase $\tau = 0$.

Při popisu šíření tepla lze pro praktické účely užít metody tepelných zdrojů, která je ve srovnání s jinými metodami jednodušší a s dostatečnou přesností popisuje teplotní pole v celé řadě konkrétních případů.

Pro naše účely využijeme teplotní pole od okamžitého bodového zdroje tepla. Toto řešení vychází z předpokladu, že v počátku souřadného systému je v elementárním objemu $dx \cdot dy \cdot dz$ neohraničeného tělesa, o počáteční teplotě $T = 273,15 \text{ K}$, soustředěno množství tepla $Q \text{ (J)}$ v čase

$\tau = 0$. Tepelně-fyzikální vlastnosti tělesa se předpokládají v celém tělese konstantní, a to po celou dobu procesu šíření tepla. Řešením základní diferenciální rovnice vedení tepla lze dospět k rovnici, která popisuje teplotní pole ve sledovaném případě :

$$T(r, \tau) = \frac{Q}{c \cdot \rho \cdot (4\pi \cdot a \cdot \tau)^{3/2}} \cdot \text{EXP} \left(- \frac{r^2}{4 \cdot a \cdot \tau} \right) \dots\dots /18/$$

Šíření tepla popsané rovnicí /18/ je symetrické vzhledem k počátku a izotermické plochy mají tvar koulí se středem v počátku, tj, v místě, kde byl soustředěn bodový zdroj tepla.

Obecně je hodnota $r^2 = x^2 + y^2 + z^2$ a značí kvadrát vzdálenosti bodu se souřadnicemi x, y, z od počátku souřadného systému. Dále budeme ovšem uvažovat případ, kdy $y = z = 0$, z toho plyne, že $r^2 = x^2$. Potom rovnice -/18/ přejde na tvar :

$$T(x, \tau) = \frac{Q}{c \cdot \rho \cdot (4\pi \cdot a \cdot \tau)^{3/2}} \cdot \text{EXP} \left(- \frac{x^2}{4 \cdot a \cdot \tau} \right) \dots\dots /19/$$

Případ, kdy se jedná o šíření tepla od okamžitého bodového zdroje tepla v polonekonečném tělese, jehož horní plocha nepropouští teplo do okolního prostředí, je ekvivalentní šíření tepla v nekonečném tělese s okamžitým bodovým zdrojem tepla o velikosti $2Q$. Průběh šíření tepla v polonekonečném tělese lze potom popsat rovnicí :

$$T(x, \tau) = \frac{2Q}{c \cdot \rho \cdot (4\pi \cdot a \cdot \tau)^{3/2}} \cdot \text{EXP} \left(- \frac{x^2}{4 \cdot a \cdot \tau} \right) \dots\dots /20/$$

Viz / 6 /.

9. Model teplotního pole pro kontinuální laserování.

Metoda řešení úlohy a předpoklady řešení úlohy.

Cílem této části bude navrhnout matematický model teplotního pole, který by umožňoval při daných požadavcích na tepelné zpracování určit optimální parametry laseru. Budeme vycházet z matematického modelu, který navrhl ve své diplomové práci s. Pomajbík v roce 1985.

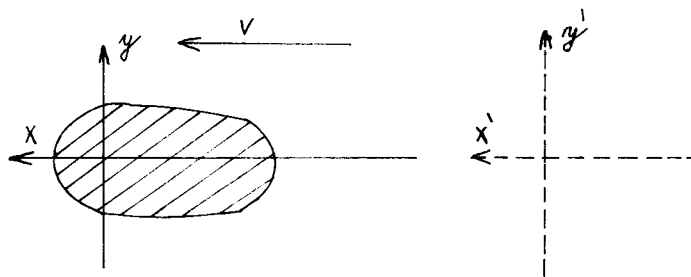
Hlavními parametry pro nás budou energie dodávaná za jednotku času a rychlost pohybu zdroje energie nebo tepelně zpracovávaného materiálu. Tyto dva parametry výrazně ovlivňují charakter výsledného teplotního pole.

Při tepelném zpracování součásti laserem se uplatňuje mnoho vlivů, jež úlohu podstatně komplikují. V určitém zjednodušení však lze vyslovit některé zjednodušující předpoklady, které umožní pominout některé efekty, jejichž zahrnutí by nám práci neúměrně ztížilo vzhledem k jejich významu.

V našem případě se budeme zabývat řešením teplotního pole v polokonečném tělese z izotropního materiálu při působení kontinuálního laserového záření na jeho povrch. Další zjednodušení bude spočívat v zanedbání skinefektu, tepelných ztrát vyzařováním a procesu vypařování a předpokladu řešení, kdy se proces ohřevu bude nacházet v kvazistacionárním stavu. To znamená, že výchozím stavem pro sestavování modelu pro nás bude situace, kdy se charakter teplotního pole v souřadnicích pevně vázaných se zdrojem nebude měnit.

Matematický model.

Schema úlohy je na obr.2. Souřadný systém x, y, z je pevně vázán se zdrojem tepla, při čemž zdroj tepla má souřadnice $x = y = z = 0$. Systém x', y', z' je pevně vázán s materiálem.



obr. 2

V systému souřadnic x, y, z potom platí rovnice vedení tepla bez časové závislosti :

$$\Delta T + \frac{v}{a} \cdot \frac{\partial T}{\partial x} = 0 \quad \dots\dots\dots /21/$$

Teplotní závislosti parametrů materiálu nebudeme uvažovat. Výsledný vztah podle /7/ pro teplotu $T(x, y, z)$ v libovolném bodě má tvar :

$$T(x, y, z) = \frac{Q_0 \cdot \text{EXP} \left(- \frac{v \cdot (r + x)}{2 \cdot a} \right)}{2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot r} \quad \dots\dots\dots /22/$$

kde Q_0 je výkon pohlcený materiálem ,

v je rychlost pohybu zdroje.

Budeme uvažovat jednorozměrný případ./Budeme zkoumat tep-
lotní pole ve směru x na povrchu materiálu./Za výkon Q_0
pohlčený materiálem dosadíme vztah :

$$Q_0 = q_0 \cdot A$$

kde q_0 je výkon laseru ,

A je pohltivost materiálu.

10. Teplotní napětí vznikající při kontinuálním laserování.

Podobně jako v kapitole 7 budeme uvažovat jednorozměrný prostor délky l . Dále uvažujeme, že proces ohřevu se bude nacházet v kvazistacionárním stavu podle kapitoly 9. Pro popis teplotního a napěťového pole použijeme systém rovnic :

/22/ , /11/ , /12/ .

Protože pracujeme v kvazistacionárním stavu, nebude se charakter teplotního pole v souřadnicích pevně vázaných se zdrojem tepla měnit. Potom rovnice /11/ přejde na rovnici bez časové závislosti :

$$\frac{d^2 u}{d x^2} = \frac{\alpha \cdot (1 + \mu)}{(1 - \mu)} \cdot \frac{d T}{d x} \quad \dots \quad /23/$$

- kde $u = u(x)$ - deformace
 α - koeficient délkové roztažnosti
 μ - Poissonova konstanta

11. Návrh způsobu výpočtu napětí za podmínek ohřevu kovu pulsním laserem.

K řešení využijeme systém rovnic /20/ , /11/ , /12/. Derivací teploty T podle souřadnice x v rovnici /20/ dostaneme :

$$\frac{\partial T}{\partial x} = - \frac{x}{a \cdot \tau} \cdot \frac{Q}{c \cdot \rho \cdot (4\pi \cdot a \cdot \tau)^{3/2}} \cdot \text{EXP} \left(- \frac{x^2}{4 \cdot a \cdot \tau} \right) \dots /24/$$

Po dosazení $\frac{\partial T}{\partial x}$ z rovnice /24/ do rovnice /11/ dostáváme vztah :

$$\frac{1}{c_1^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \tau^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \frac{\alpha(1+\mu)}{(1-\mu)} \cdot \left(- \frac{x}{a \cdot \tau} \right) \cdot \frac{Q}{c \cdot \rho \cdot (4\pi \cdot a \cdot \tau)^{3/2}} \cdot \text{EXP} \left(- \frac{x^2}{4a \cdot \tau} \right) \dots /25/$$

Jde o parciální diferenciální rovnici druhého řádu. K vyřešení diferenciální rovnice /25/ bychom mohli využít některé diferenční metody, tzn., že bychom diferenciální rovnici /25/ převedli na rovnice diferenční. Protože ve vztahu - /12/ -, který definuje mechanické napětí, figuruje $\frac{\partial u}{\partial x}$, nemusíme nutně znát řešení rovnice /25/ ve tvaru $u = u(x, \tau)$, ale stačí znát hodnotu $\frac{\partial u}{\partial x}$, kterou potom dosadíme do rovnice /12/.

12. Návrh způsobu výpočtu napětí za podmínek ohřevu kovu kontinuálním laserem.

K řešení využijeme systém rovnic /22/ , /11/ , /12/. Protože uvažujeme jednorozměrný případ, přejde rovnice /22/ na vztah :

$$T(x) = \frac{Q_0 \cdot \text{EXP} \left(- \frac{v \cdot x}{a} \right)}{2 \cdot \pi \cdot \lambda \cdot x} \dots\dots\dots /26/$$

Derivací teploty T podle souřadnice x v rovnici /26/ dostaneme :

$$\frac{dT}{dx} = - \frac{Q_0}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} \cdot \frac{\frac{v \cdot x}{a} \text{EXP} \left(- \frac{v \cdot x}{a} \right) + \text{EXP} \left(- \frac{v \cdot x}{a} \right)}{x^2} \dots\dots\dots /27/$$

Po dosazení z rovnice /27/ do rovnice /23/ dostáváme vztah :

$$\frac{d^2u}{dx^2} = - \frac{\alpha(1+\mu)}{(1-\mu)} \cdot \frac{Q_0}{2 \pi \cdot \lambda} \cdot \frac{\frac{v \cdot x}{a} \text{EXP} \left(- \frac{v \cdot x}{a} \right) + \text{EXP} \left(- \frac{v \cdot x}{a} \right)}{x^2} \dots\dots\dots /28/$$

Jde o diferenciální rovnici druhého řádu. Pro výpočet mechanického napětí je pro nás nutné znát hodnotu $\frac{du}{dx}$, kterou musíme dosadit do vztahu /12/ .

Rovnici /28/ musíme proto integrovat přes x za použití určitých počátečních podmínek pro hodnotu : $\frac{du}{dx} /_{x=0}$.
Za počáteční podmínku dosadíme :

$$\frac{d u}{d x} /_{x=0} = 0 \quad .$$

13. Konkrétní výpočet napětí za podmínek ohřevu kovu kontinuálním laserem.

Pro konkrétní výpočet napětí byly zvoleny následující hodnoty pro materiál s obsahem 0,42 % C , 0,64 % Mn :

$$c = 586 \quad \text{J} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

$$\alpha = 13,58 \cdot 10^{-6} \quad \text{K}^{-1}$$

$$\lambda = 41,9 \quad \text{W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}$$

$$\rho = 7850 \quad \text{kg} \cdot \text{m}^{-3}$$

Všechny tyto hodnoty závisí na teplotě, ale pro zjednodušení výpočtu nebyla tato závislost brána v úvahu. Zvolené hodnoty platí přesně pro teplotu $T = 673,15 \text{ K}$.

Výkon laseru q_0 byl postupně volen :

$$q_{01} = 1,5 \quad \text{kW}$$

$$q_{02} = 2,0 \quad \text{kW}$$

$$q_{03} = 2,5 \quad \text{kW}$$

Rychlost pohybu zdroje :

$$v = 0,025 \quad \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$$

Poissonova konstanta :

$$\mu = 0,3$$

Rychlost zvuku :

$$c_1 = 5170 \quad \text{m} \cdot \text{s}^{-1}$$

Výpočet byl prováděn na počítači EC 1033. Protože bylo nutno řešit diferenciální rovnici /28/ , ukázalo se, že je výhodné použít simulační jazyk CSMP. V tomto jazyku byl výpočet proveden. Řešení včetně grafické závislosti $\sigma - x$ je v příloze 1.

13.1. Popis simulačního jazyka C S M P .

Simulační jazyk CSMP je dnes pravděpodobně nejrozšířenějším číslicovým simulačním prostředkem. Vznikl jako nová verze jazyka DSL - 90 pro počítač IBM 360 a je vytvořen jako nadstavba nad FORTRANEM IV. Řešitel úlohy má pak k dispozici jak příkazy a programovací postupy vlastního jazyka CSMP, tak téměř úplný FORTRAN IV.

Zdrojový program v jazyku CSMP se skládá z posloupností příkazů jazyka. Základními elementy těchto příkazů jsou numerické konstanty, identifikátory proměnných, operátory, výrazy a funkce. Příkazy jazyka CSMP lze rozdělit do pěti skupin :

- 1/ komentářové příkazy
- 2/ strukturní příkazy
- 3/ datové příkazy
- 4/ řídicí příkazy
- 5/ pseudopříkazy

Pro numerickou integraci disponuje simulační jazyk CSMP několika metodami, jejichž volbu provede uživatel. Implicitně je použito metody Rungova - Kuttova 4. řádu s proměnným integračním krokem /RKS/.

Zdrojový program se skládá z tzv. segmentů, které jsou uvedeny řídicími příkazy INITIAL , DYNAMIC , TERMINAL . Povinný je pouze segment DYNAMIC.

	INITIAL	příkazy segmentu INITIAL
zdrojový program	DYNAMIC	příkazy segmentu DYNAMIC
	TERMINAL	příkazy segmentu TERMINAL
	END	

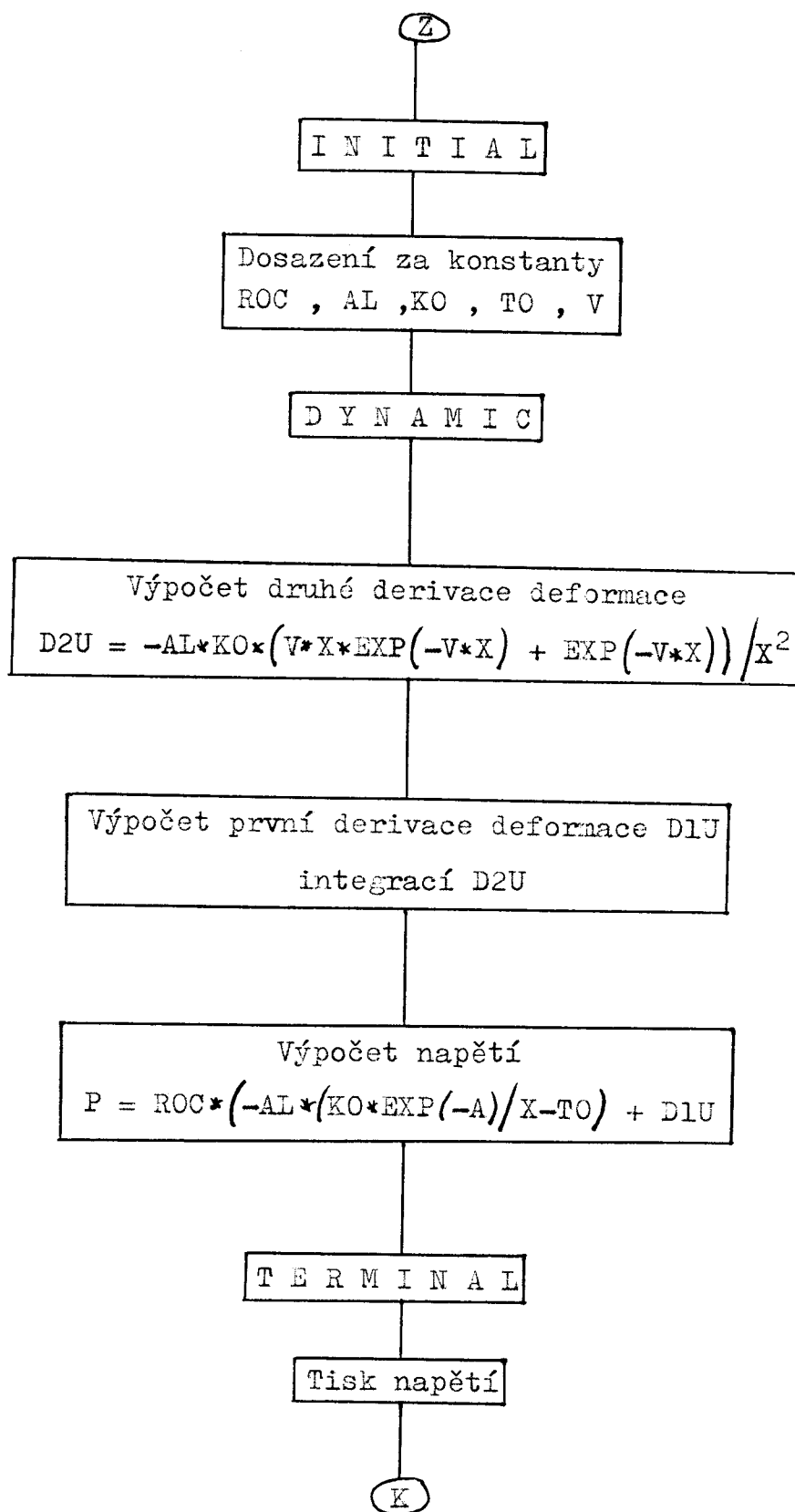
Segment INITIAL shrnuje operace, které se provedou před každou simulací spojitého procesu, definovaného segmentem DYNAMIC /t.j. pro hodnotu TIME = 0 /.

Do segmentu DYNAMIC zapisuje řešitel vlastní strukturu simulovaného procesu a ostatní informace, které jsou nutné pro integraci diferenciální rovnice, popisující modelovaný proces.

Příkazy segmentů INITIAL a DYNAMIC podléhají implicitně automatickému uspořádání, což lze explicitně i zrušit.

Segment TERMINAL je uživateli k dispozici pro zápis příkazů, jež je třeba provést po skončení výpočtu daného simulačního pokusu. Tyto příkazy nepodléhají uspořádání. Slouží mimo jiné i k definování nových hodnot parametrů příštího simulačního běhu. / 8 /

13.2. Vývojový diagram programu N A P Ě T Ě .



13.3. Popis programu N A P Ě T Í .

V segmentu INITIAL jsou zadány hodnoty konstant :

$$ROC = \rho \cdot c_1^2 = 2,1 \cdot 10^{11} \text{ Pa}$$

$$AL = \frac{\alpha (1 + \mu)}{(1 - \mu)} = 25,22 \cdot 10^{-6} \text{ K}^{-1}$$

$$KO_1 = \frac{Q_{01}}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} = 3,4 \text{ m} \cdot \text{K}$$

$$KO_2 = \frac{Q_{02}}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} = 4,6 \text{ m} \cdot \text{K}$$

$$KO_3 = \frac{Q_{03}}{2 \cdot \pi \cdot \lambda} = 5,7 \text{ m} \cdot \text{K}$$

$$T0 = 293,15 \text{ K}$$

$$V = \frac{v}{a} = 2,8 \cdot 10^3 \text{ m}^{-1}$$

V segmentu DYNAMIC je zapsána vlastní struktura simulovaného procesu. X je zvětšeno o hodnotu 10^{-8} m , aby nedocházelo k násobení nebo dělení nulou pro počátek $x = 0$.

Proměnná D2U vyjadřuje hodnotu $-\frac{d^2u}{dx^2}$ pro jednotlivé integrační kroky. Proměnná D1U vyjadřuje hodnotu $-\frac{du}{dx}$.

Proměnná P představuje hledané napětí .

V segmentu TERMINAL je definována hodnota integračního kroku $DX = 0,0001$ m , příkazem FINTIM hodnota, do které se provádí numerická integrace $FINTIM = 0,002$ m .

Je zde také definován krok pro tiskárnu příkazem

$$PRDEL = 0,0001 .$$

14. Vyhodnocení dosažených výsledků.

Dosažené výsledky uvedené v předložené práci dávají částečný přehled o problematice studia teplotních a napětových polí při ohřevu kovu pulsním a kontinuálním laserem. Jde o první pokus o model napětového pole po ohřevu materiálu laserem. Při řešení konkrétního výpočtu napětí za podmínek ohřevu kovu kontinuálním laserem bylo nutné zavést tyto zjednodušující předpoklady :

1/ Neuvažovali jsme teplotní závislosti veličin

$\alpha, \lambda, c, \rho, R, A$.

Zanedbáním této závislosti jsme do výpočtu vnesli poměrně velkou chybu.

2/ Uvažovali jsme jen pružné deformace, tzn., že se v materiálu šíří pouze pružná deformační vlna.

3/ Neuvažovali jsme odraz vlny od hranice vzorku.

4/ Protože jsme zanedbali také časovou závislost teploty $T \neq T(\tau)$ i časovou závislost deformace $u \neq u(\tau)$, dostali jsme výsledky, které budou touto skutečností ovlivněny.

14.1. Vlastní rozbor dosažených výsledků.

Absolutní hodnota napětí vypočtená podle předloženého modelu vyšla jako číslo vysoké / řádově 10^9 MPa /. Jde však o hodnotu ovlivněnou působením činitelů 1/ - 4/ .

Pro nás je však důležité grafické vyjádření závislosti

$\sigma = \sigma(x)$. Zadanou úlohu jsme řešili pro 3 výkony kontinuálního laseru / 1,5 kW - 2,0 kW - 2,5 kW /. Charakter křivky závislosti $\sigma = \sigma(x)$ se prakticky nemění, mění se jen absolutní hodnota napětí, která se s rostoucím výkonem kontinuálního laseru zvyšuje.

Zvolený model napěťového pole v důsledku zjednodušení, které bylo nutné provést, plně nevystihuje skutečné děje probíhající v materiálu po ozáření laserem. Ukazuje se, že tyto děje jsou natolik složité, že provedení takových zjednodušení vede k nereálným výsledkům. Proto také grafická závislost $\sigma = \sigma(x)$ vychází podle přílohy 1, což není úplně v pořádku, neboť by mělo jít o funkci klesající od počátku souřadného systému / místo zásahu $x = 0$ /. Rozhodující úlohu v této nepřesnosti hraje zanedbání časové závislosti $u = u(\tau)$.

14.2. Zdokonalení teplotního a napěťového modelu.

Při dalším zdokonalení teplotního a napěťového modelu a jeho využití při řešení různých úloh o napěťových polích po ozáření laserem je nutné uvažovat :

1/ Závislost $T = T(\tau)$, $u = u(\tau)$.

2/ Řešení úlohy s teplotně závislými veličinami

α , λ , c , ρ , R , A .

3/ Rozšíření úlohy i na řešení plastických deformací, tzn. zavedení rovnice popisující pohyb plastické deformační vlny.

4/ Odraz vln od hranic vzorku.

5/ Je nutné pokusit se o praktický experiment měření napětí po ozáření vzorku laserem.

15. Závěr.

Při řešení diplomové práce jsem měl možnost podrobně se seznámit s problematikou řešení teplotních a napěťových polí po ozáření materiálu pulsním nebo kontinuálním laserem. Seznámil jsem se také podrobně s prací na počítači EC 1033 a s programováním pomocí simulačního jazyka CSMP.

Domnívám se, že práce je cenná zejména v tom, že odhalila některé problémy spojené s popisem stavu napjatosti po ohřevu materiálu laserem. Na základě vlastní experimentální práce bylo prokázáno, že jakékoliv zjednodušení problematiky nepovede k žádanému cíli. Tím však bude nutné provést veškeré výpočty ve značném rozsahu a tento záměr si vyžádá velmi rozsáhlou práci.

Při zdokonalování modelu napěťového pole bude nutné použít jiný simulační jazyk, který je schopen pracovat s partiální diferenciální rovnicí. Odstraní se tak některé nepřesnosti, vznikající zanedbáním závislosti teploty a deformace na čase.

Dále z výsledků mé práce vyplynulo, že bude zapotřebí takového zpracování dat ve výpočtu, který umožní vypočítané hodnoty uvádět na vyšší počet desetinných míst, neboť dosažená napětí dosahovala takových hodnot, že zaokrouhlování na 4 desetinná místa se ukázalo jako nedostatečné. Je bezpodmínečně nutné provést praktický experiment, který poslouží ke zdokonalení modelu teplotního a napěťového pole.

16. Použitá literatura.

- /1/ Kruncipál, J. a kol.: Nové technologie ve svařování,
SNTL 1984
- /2/ Horyna, J. a kol. : Impulsní ohřevy při tepelném zpracování kovů - 1. výsledky na čsl. ocelích,
VŠST - výzkumná zpráva , 1984
- /3/ Kremer, R. : Ohřev kovů,
SNTL 1984
- /4/ Klečková, M. : Nestacionární teplotní pole a napjatost ve strojních částech,
SNTL 1979
- /5/ Avrasin, E. : Výpočet mechanických napětí vznikající v kovech při působení laserového záření,
Fyzika a chemie 1/85, Nauka 1985
- /6/ Tměj, J. : Teorie svařování,
VŠST 1982
- /7/ Pomajbík, J. : Snímání teplotních dějů při laserovém rychloohřevu a simulace těchto dějů na počítači,
VŠST - diplomová práce, 1985
- /8/ Duřt, J. : Simulace systémů,
VŠST 1984

Závěrem bych chtěl poděkovat za odborné vedení
a pomoc při řešení zadaného úkolu s. Ing. H o r y n o v i, CSc.
Děkuji také s. Ing. L o u d o v i za cenné připomínky při
programování na počítači EC 1033.

Michal Vondráček