



3. STRUKTURA A VLASTNOSTI MATERIÁLU A JEJICH ZKOUŠENÍ

3.3 Fyzikální vlastnosti

Fyzikální vlastnosti jsou odezvou materiálu na vnější působení fyzikálního charakteru. Toto působení může mít charakter mechanický, tepelný, elektrický, magnetický, akustický, optický, atd. Mechanické vlastnosti byly podrobně probrány v kap. 3.2 v návaznosti na kap. 2.6.

3.3.1 Další vlastnosti z oblasti mechaniky

Měrná hmotnost a měrný objem

Měrná hmotnost neboli hustota ρ je hmotnost objemové jednotky látky, která je v určitém fyzikálně-chemickém stavu. Převrácenou hodnotou měrné hmotnosti je *měrný objem* v :

$$\rho = \frac{1}{v} = \rho_0(1+\kappa\Delta p).(1 - \beta T) \quad (3.26)$$

kde značí ρ_0 - hustotu za standardních podmínek tj. při tlaku $p_0 = 0,1$ MPa a teplotě 298 K, κ - izotermický objemový součinitel stlačitelnosti (objemovou stlačitelnost), Δp - rozdíl tlaků $p - p_0$, β - izobarický teplotní součinitel objemové roztažnosti (objemovou roztažnost), T - teplotu.

Hustota látek tedy roste s rostoucím tlakem (při pružných deformacích) a klesá s rostoucí teplotou. Hustota prvků je přímo úměrná jejich atomové hmotnosti a stěsnanosti atomů v prostoru. Hustota alotropických prvků se může výrazně lišit, např. u uhlíku, který jako diamant má $\rho = 3500 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$, ale jako grafit při $\rho = 2250 \text{ kg} \cdot \text{m}^{-3}$ 25 °C. V krystalických kovových nebo keramických materiálech můžeme hustotu vypočítat podle vztahu:

$$\rho = \frac{1}{N_A \cdot v_{eb}} \cdot \sum_i A_i \cdot n_i, \quad (3.27)$$

kde značí N_A - Avogadrovo číslo, v_{eb} - objem elementární buňky krystalové mřížky, A_i - atomovou hmotnost i-tého chemického prvku, n_i - počet atomů i-tého prvku v objemu elementární buňky. K přesnému výpočtu hustoty mnohosložkových materiálů nelze použít směšovacího pravidla na základě součinů hustoty a hmotnostní koncentrace jednotlivých složek.

Hustota technických materiálů závisí na způsobu jejich výroby. Makroskopické i mikroskopické vady (dutiny, póry, vměstky) stejně jako vady krystalové mřížky (vakance, dislokace) v různé míře snižují hustotu materiálu. U technické keramiky a jiných materiálů vyrobených práškovou metalurgií se vyjadřuje pórovitost vztahem $\left(1 - \frac{\rho}{\rho^*}\right)$, v němž ρ je hustota materiálu bez pórů a ρ^* je hustota materiálu s póry. Anorganické a polymerní amorfní materiály (skla) mají menší hustotu než semikrystalické materiály stejného chemického složení. Podíl krystalické fáze X_k lze stanovit měřením hustoty:

$$X_k = \frac{\rho_k}{\rho} \cdot \frac{\rho_k - \rho}{\rho_k - \rho_a} \quad (3.28)$$

kde značí ρ - hustotu částečně krystalického materiálu, ρ_k - hustotu krystalické fáze a ρ_a - hustotu amorfní fáze.



3. STRUKTURA A VLASTNOSTI MATERIÁLU A JEJICH ZKOUŠENÍ

Objemová stlačitelnost a modul objemové pružnosti

Objemová stlačitelnost κ (viz vztah 3.29) je měrná veličina objemové poddajnosti látek charakterizující jejich chování za působení všestranného tlaku. Je vyjádřena, jako poměrná změna objemu V s tlakem p . Převrácenou hodnotou objemové stlačitelnosti je *objemový modul pružnosti* K

$$\kappa = \frac{1}{K} = -\frac{1}{V_0} \cdot \frac{\Delta V}{\Delta p} \quad (3.29)$$

Objemová stlačitelnost je přímo úměrná atomovému objemu, nepřímo úměrná meziatomovým vazebným silám a mocenství prvku. Výpočet κ nebo K z vnitřní energie vede jen k přibližným hodnotám. Obě veličiny lze pro tuhé látky přibližně vyjádřit pomocí Youngova modulu pružnosti E v tahu - tlaku a Poissonova poměru příčného zúžení μ :

$$K = \frac{1}{\kappa} = \frac{E}{3 \cdot (1 - 2\mu)} \quad (3.30)$$

Vnitřní tření

Vnitřní tření neboli *tlumení* je poměrná ztráta mechanické energie, která se spotřebuje na střídavou (cyklickou) deformaci materiálu v jednom zátěžném cyklu. Tlumení je charakterizováno součinitelem útlumu:

$$\psi = \frac{\Delta U}{U}, \quad (3.31)$$

kde značí ΔU - velikost spotřebované energie, která je přímo úměrná ploše hysterezní smyčky v souřadnicích napětí-poměrná deformace, U - velikost vnitřní energie odpovídající maximální deformaci ve stejném zátěžném cyklu. Vnitřním třením se mechanická energie nevratně mění na teplo a vnitřní energii. Fyzikální podstatou vnitřního tření jsou různé děje ve struktuře materiálu jako např. přemístění intersticiálních atomů, kmitání dislokací či pohyb částí makromolekul. Tyto děje jsou teplotně nebo frekvenčně závislé.

Povrchové napětí

Podle (2.11) se úbytek volné energie za stálé teploty a tlaku rovná ostatní práci, kterou může soustava vykonat. Předpokládejme, že všechna tato práce se spotřebuje na změnu povrchu, takže:

$$dG = -dW' = \gamma \cdot dA \quad (3.32)$$

$$\gamma = \frac{G}{A} \quad [N \cdot m^{-1} = J \cdot m^{-2}] \quad (3.33)$$

a povrchové napětí γ se číselně rovná měrné povrchové energii. Teplotní závislost γ musí být kvalitativně stejná jako pro G (obr. 2-24), takže v prvním přiblížení

$$\gamma = \gamma_0 - b \cdot T \quad (3.34)$$

kde γ_0 je extrapolovaná hodnota pro $T = 0$ K.



3. STRUKTURA A VLASTNOSTI MATERIÁLU A JEJICH ZKOUŠENÍ

Libovolný děj, při kterém klesá γ nebo A , bude probíhat samovolně. Z toho plyne, že rovnovážným geometrickým tvarem určitého objemu kapalně nebo tuhé fáze je koule, což však pro krystalickou fázi vždy neplatí. Tak např. původně kulový krystal, je-li ohřát na dostatečně vysokou teplotu, změní svůj tvar na mnohostěn. Příčinou tohoto jevu je závislost γ na typu krystalografické roviny vytvářející fázové rozhraní, tj. na těsnosti rozmístění atomů v této rovině. Obvykle platí, že roviny s těsným rozmístěním atomů mají malé γ a naopak.

3.3.2 Tepelné vlastnosti

Teploty fázových přeměn

Teplota tání (tavení) charakterizuje energii meziatomových vazeb v tuhých látkách a *teplota vypařování* energii meziatomových vazeb v kapalinách (taveninách) - viz kap. 2.1.2. V alotropických prvcích nebo polymorfních slitinách je teplota fázové přeměny v tuhém stavu mírou energie meziatomových vazeb fáze, která existuje do této teploty; u slitin do určitého rozmezí teplot.

Teploty fázových přeměn obecně závisejí na tlaku, ale teploty alotropických přeměn a teploty tavení u kovů jsou prakticky konstantní v širokém rozmezí tlaků (obr. 2-24). Naproti tomu je závislost teplot vypařování na tlaku výrazná.

Teplota tání je základem pro definování *homologické teploty* určitého děje, což je poměr jeho absolutní teploty k absolutní teplotě tání daného prvku nebo likvidu dané slitiny, např. pro rekrystalizaci vztah (2.60).

Měrná tepelná kapacita

Je teplo Q , kterým se ohřeje jednotka množství [mol] nebo hmotnosti [kg] látky o jednotku teploty T [K nebo °C] a to buď za stálého objemu, nebo tlaku:

$$C = \frac{1}{n} \cdot \frac{\Delta Q}{\Delta T} \quad (3.35)$$

kde značí n - počet molů nebo kg. Probíhá-li ohřev látky za stálého objemu přeměnění se teplo Q v její vnitřní energii U , kdežto za stálého tlaku jde o její entalpii H . U kondenzovaných fází (tuhé a kapalně) se v technické praxi obvykle používá izobarická hmotnostní měrná tepelná kapacita c_p [$J \cdot kg^{-1} \cdot ^\circ C^{-1}$], ale fyzikální teorie uvažuje izochorickou molární veličinu C_v [$J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}$]. Rozdíl ($c_p - c_v > 0$), ale projeví se až při poměrně vysokých teplotách.

Podle klasické teorie (Dulong a Petit), která předpokládá přeměnu dodaného tepla jen v energii tepelných kmitů atomů tuhých látek, platí za dostatečně vysoké teploty, že

$$c_v \cong 25 [J \cdot mol^{-1} \cdot K^{-1}] \quad (3.36)$$

což např. pro hliník znamená $c_p \cong 927 J \cdot kg^{-1} \cdot K^{-1}$. Veličiny c_v a c_p rostou s rostoucí teplotou k mezní hodnotě dané vztahem (3.11), které však dosahují různé látky při různých teplotách.

Při fázových přeměnách dochází v teplotní závislosti k nespojitě změně c_v a c_p ;



3. STRUKTURA A VLASTNOSTI MATERIÁLU A JEJICH ZKOUŠENÍ

kteřá je při alotropických (polymorfních) přeměnách řádově menší než při tavení. Měrná tepelná kapacita tavenin je přibližně $31 \text{ [J} \cdot \text{mol}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}\text{]}$.

Měrná tepelná vodivost

Tato veličina charakterizuje přenos tepla Q vedením (kap. 2.4.1) a nazývá se též tepelná konduktivita. Je definována 1. Fourierovým zákonem (2.17) jako pokles hustoty tepelného toku dělený gradientem teploty $\Delta T/\Delta x$. V jednorozměrném pojetí:

$$\lambda = -\frac{Q}{S \cdot t} \cdot \frac{\Delta x}{\Delta T} \text{ [W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}\text{]} \quad (3.37)$$

kde značí S - průřez, t - dobu přenosu tepla.

Kovové materiály dobře vedou teplo (λ v řádu 10 až $10^2 \text{ [W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}\text{]}$). Čisté kovy mají největší tepelnou konduktivitu, která však s rostoucí teplotou klesá. Tepelná konduktivita tuhých roztoků je menší, ale s rostoucí teplotou se zvětšuje. Keramika a plasty mají v porovnání s kovy tepelnou konduktivitu o jeden až čtyři řády menší. Pokud jsou amorfni, blíží se konduktivě nepolárních kapalin, řádově $[10^{-5} \text{ W} \cdot \text{m}^{-1} \cdot \text{K}^{-1}]$, ale částečně krystalické polymery a krystalizující anorganická skla vedou teplo lépe. Jako tepelné izolanty jsou významné lehčené sklo a pěnové plasty.

Teplotní součinitel délkové nebo objemové roztažnosti

Charakteristiky změn délky ΔL nebo objemu ΔV tuhého tělesa s teplotou T při konstantním tlaku jsou definovány takto

$$\alpha = \frac{1}{L_0} \cdot \frac{\Delta L}{\Delta T} \text{ [K}^{-1}\text{]}, \beta = \frac{1}{V_0} \cdot \frac{\Delta V}{\Delta T} \text{ [K}^{-1}\text{]} \quad (3.38)$$

kde značí - L_0 resp. V_0 délku resp. objem při teplotě T_0 , která se volí obvykle 0°C nebo 20°C . Pro izotropní materiály $\beta = 3 \cdot \alpha$, pro anizotropní materiály, $\beta = \alpha_{\parallel} + 2 \cdot \alpha_{\perp}$, kde indexem \parallel je označen podélný a indexem \perp příčný směr. Součinitelé α a β rostou s rostoucí teplotou různým způsobem, takže obvykle jsou uváděny jejich střední hodnoty $\bar{\alpha}$ a $\bar{\beta}$ v určitém teplotním rozmezí. Součinitel α pro kovové materiály lze odhadnout ze vztahu k jejich teplotě tání T_m :

$$\alpha \cdot T_m \cong (2,0 \text{ až } 2,2) \cdot 10^{-2} \quad (3.39)$$

Pro polymery lze ve vztahu (3.39) nahradit T_m teplotou skelného přechodu T_g . Hodnoty α technických materiálů bývají v řádu 10^{-5} až 10^{-6} K^{-1} .

3.3.3 Elektrické a magnetické vlastnosti**Elektrická konduktivita a rezistivita**

Elektrická konduktivita označovaná dříve jako měrná elektrická vodivost $\gamma_e \text{ [S} \cdot \text{m}^{-1}\text{]}$ vyjadřuje schopnost látky přenášet elektrický náboj, vést elektrický proud. Převrácenou hodnotou konduktivity je rezistivita označovaná dříve jako měrný elektrický odpor $\rho_e \text{ [\Omega} \cdot \text{m}\text{]}$:

$$\gamma_e = \frac{1}{\rho_e} = \frac{j_e}{E} = \frac{1}{R} \cdot \frac{L}{S} \quad (3.40)$$



3. STRUKTURA A VLASTNOSTI MATERIÁLU A JEJICH ZKOUŠENÍ

kde značí j_e - hustota elektrického proudu, E - intenzitu elektrického pole, R - elektrický odpor, L - délku, S - průřez vodiče.

Materiály s kovovou vazbou mezi atomy jsou dobrými vodiči elektrického proudu, což je dáno velkou pohyblivostí volných elektronů, které jsou hlavními nosiči elektrického náboje. Všechny vnitřní a vnější vlivy, které brání pohybu volných elektronů, zvyšují rezistivitu materiálu. K vnitřním vlivům patří atomy cizích prvků tvořící tuhý roztok a mřížkové vady, vnějšími vlivy jsou teplota, elastické a plastické deformace. S teplotou roste rezistivita u většiny kovů lineárně podle vztahu

$$\rho_e = \rho_{e0} \cdot (1 + \alpha_e \cdot \Delta T) \quad (3.41)$$

v němž α_e je teplotní součinitel rezistivity a ΔT je rozdíl teplot, které zvětší rezistivitu z ρ_{e0} na ρ_e . Mezi elektrickou a tepelnou konduktivitou (kap. 3.3.2) platí vztah závisící na teplotě, který se nazývá Wiedemannovým-Franzovým-Lorenzovým zákonem

$$\frac{\lambda}{\gamma_e} = L \cdot T \quad (3.42)$$

v němž $L = (2,2 \text{ až } 3,0) \cdot 10^{-8} \text{ W} \cdot \Omega \cdot \text{K}^{-2}$ (Lorenzovo číslo).

Mezinárodním standardem elektrické konduktivity byla stanovena hodnota $58 \text{ MS} \cdot \text{m}^{-1}$ (100 % IACS), jíž odpovídá rezistivita $0,017241 \mu\Omega \cdot \text{m}$ pro žíhanou měď. Elektrická konduktivita technických materiálů se pohybuje v širokém rozmezí hodnot vyjádřených u kovových vodičů v $\text{MS} \cdot \text{m}^{-1}$, u polovodičů v $\text{nMS} \cdot \text{m}^{-1}$ až $\text{MS} \cdot \text{m}^{-1}$ a u izolantů v $\text{aMS} \cdot \text{m}^{-1}$ až $\text{nMS} \cdot \text{m}^{-1}$.

Některé látky mohou vlivem velkého snížení teploty anebo působením intenzivního magnetického pole přejít do *supravodivého stavu*, v němž mají nezjistitelnou rezistivitu. Supravodivost trvá v úzkém rozmezí teplot a projevuje se hlavně u stejnosměrného proudu, kdežto u střídavého proudu roste rezistivita s rostoucí frekvencí. Fyzikální podstatou supravodivosti je vznik elektronových dvojic s opačným spinem, které jsou mimořádně pohyblivé. V supravodivých syntetických polymerech s konjugovanými vazbami v makromolekulách je jev spojen s pohyblivými π -elektrony (kap. 2.1.2).

Permeabilita a susceptibilita

Tyto veličiny charakterizují chování látek v magnetickém poli, které má intenzitu $H [\text{A} \cdot \text{m}^{-1}]$ a vyvolá v dané látce magnetickou indukci $B [\text{T}]$. Permeabilita μ je dána poměrem těchto veličin

$$\mu = \frac{B}{H} = \mu_r \cdot \mu_0 [\text{H} \cdot \text{m}^{-1}] \quad (3.42)$$

kde značí μ_r - *relativní permeabilitu*, udávající kolikrát je permeabilita dané látky větší než permeabilita vakua $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H} \cdot \text{m}^{-1}$.

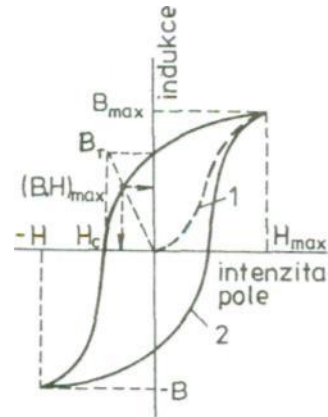
Indukce výsledného magnetického pole B se skládá jednak z indukce vnějšího pole $B_0 = \mu_0 \cdot H$, jednak z indukce vnitřní B_i (označované též za magnetickou polarizaci), která je vyvolána zmagnetizováním látky samotné, $B_i = \kappa_m \cdot \mu_0 \cdot H$, kde κ_m je *magnetická susceptibilita*. Potom

$$B = B_0 + B_i, \text{ tedy } \mu_r \cdot \mu_0 \cdot H = \mu_0 \cdot H + \kappa_m \cdot \mu_0 \cdot H, \text{ takže } \mu_r = 1 + \kappa_m \quad (3.43)$$

3. STRUKTURA A VLASTNOSTI MATERIÁLU A JEJICH ZKOUŠENÍ

Podle hodnot permeability a susceptibility se látky dělí na:

- diamagnetické $\mu_r < 1$, $\kappa_m < 0$
- paramagnetické $\mu_r > 1$, $\kappa_m > 0$
- feromagnetické $\mu_r \gg 1$, $\kappa_m \gg 0$



Obr. 3.32 Prvotní (1) a úplná (2) magnetizační (hysterezní)

Feromagnetismus se vyskytuje jen u některých krystalických látek do Curierovy teploty. Nad touto teplotou se tyto látky chovají jako paramagnetické. Fyzikální podstatou feromagnetizmu je souběžná orientace spinových magnetických momentů elektronů na vnitřních částečně zaplněných atomových orbitalech (kap. 2.1.2), jakými jsou např. AO 3d v atomech Fe, Co a Ni. Krystaly feromagnetických látek se skládají z mikroskopických oblastí - *domén*, uvnitř kterých jsou souhlasné spiny elektronů rovnoběžné. Prostorová orientace jednotlivých domén je v nezmagnetizovaném stavu nahodilá. Působením vnějšího magnetického pole se magnetické momenty elektronů v doménách orientují do směru pole - látka se polarizuje. S rostoucí intenzitou vnějšího magnetického pole roste i polarizace látky, ale jen do určitého nasycení, charakterizovaného indukci B_{max} (obr. 3-32). Přestane-li působit magnetické pole, zůstane látka zmagnetizována, což je stav charakterizovaný *remanencí* B_r . K odmagnetování musíme na látku působit vnějším polem, které má intenzitu opačného smyslu a velikost H_c - *koercitivní silou*.

Materiály používané v elektrotechnice se dělí na *magneticky měkké* a na *magneticky tvrdé*. Pro první materiály je rozhodující velká počáteční permeabilita (susceptibilita) a malé energetické (watové) ztráty. Jejich hysterezní smyčky mají být úzké a vysoké. Používají se v točivých elektrických strojích, transformátorech a přístrojích se střídavou magnetizací. Pro druhé materiály je důležitý velký odpor proti odmagnetování, tedy remanence a koercitivní síla i součin $(B.H)_{max}$. Jejich hysterezní smyčky jsou široké a nižší. Používají se na permanentní magnety.