

# Pokroky matematiky, fyziky a astronomie

---

Lubomír Sodomka  
Pevnost materiálu

*Pokroky matematiky, fyziky a astronomie*, Vol. 17 (1972), No. 6, 331--340

Persistent URL: <http://dml.cz/dmlcz/139530>

## Terms of use:

© Jednota českých matematiků a fyziků, 1972

Institute of Mathematics of the Academy of Sciences of the Czech Republic provides access to digitized documents strictly for personal use. Each copy of any part of this document must contain these *Terms of use*.



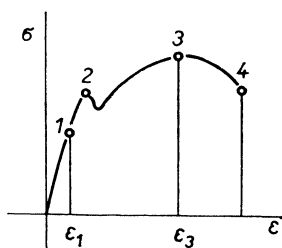
This paper has been digitized, optimized for electronic delivery and stamped with digital signature within the project *DML-CZ: The Czech Digital Mathematics Library* <http://project.dml.cz>

# PEVNOST MATERIÁLU

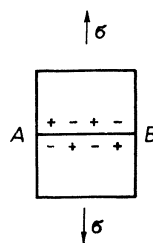
LUBOMÍR SODOMKA, Liberec

## Úvod

Kromě základních otázek mechanických vlastností pevných látek jako je elastická a plastická deformace a jejich mechanické kmity řeší dnes fyzika pevných látek ve spolupráci s technickými disciplinami nauky o vlastnostech materiálu mnohem komplexnější otázky mechanických vlastností vyjádřené deformačními křivkami v diagramu závislosti napětí  $\sigma$  na relativní deformaci  $\varepsilon$ ,  $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ . Důležitým bodem na deformační křivce je bod, při kterém deformační křivka končí, dochází k rozrušení materiálu a k trvalému oddělení jeho jednotlivých částí (obr. 1). Tento bod určuje rozhraní mezi tím, kdy materiál ještě tvoří kompaktní celek, a tím, kdy se již odděluje na více částí – rozrušuje se. Připomeňme si ještě tři význačné body na křivce  $\sigma = \sigma(\varepsilon)$ . Bod 1 určuje rozhraní mezi elastickou a plastickou deformací, bod 3 nejvyšší napětí, které je třeba k rozrušení materiálu. Bod 2 určuje horní mez skluzu, v bodě 4 dochází k rozrušení materiálu. Nejvyšší hodnotou napětí  $\sigma_3 = \sigma(\varepsilon_3)$  lze popisovat pevnost materiálu. Padne-li bod 4 do bodu 1, jde o látky křehké a mírou pevnosti je napětí  $\sigma_1 = \sigma(\varepsilon_1)$ . Obecně rozumíme pevností materiálu jeho odpor proti rozrušování a pevnost je určena napětím ležícím na hranici mezi napětím, kdy materiál je celistvý, a napětím, kdy se oddělí na více částí.



Obr. 1. Diagram  $\sigma - \varepsilon$ .



Obr. 2. K odhadu teoretické pevnosti iontových krystalů.

## TEORETICKÁ PEVNOST

Pevností je charakterizována schopnost pevných látek zachovávat celistvost pod působením vnějších sil. K odhadu teoretické hodnoty pevnosti začneme dvěma nejjednoduššími typy monokrystalů, a to iontovým krystalem a kovovým krystalem.

Uvažujme iontový krystal namáhaný tahem s normálním napětím  $\sigma$ . Nejmenší odpor k rozrušení se objevuje u rovin se střídavě rozloženým kladným a záporným nábojem (obr. 2). Uvažujme v prvním přiblížení, že krystal je držěn pohromadě v ro-

vině  $AB$  pouze silou vzájemného přitahování nesouhlasných nábojů po obou stranách roviny  $AB$ . Přitažlivá síla mezi oběma nesouhlasnými ionty je

$$(1) \quad F = 1/4\pi\epsilon_0 \cdot e^2/r^2,$$

kde  $e$  je náboj iontu,  $r$  je jejich vzdálenost. Počet iontů na jednotku plochy je  $N = 1/r^2$ . Napětí  $\sigma_3 = FN$ , takže

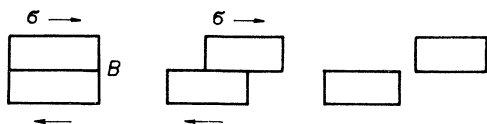
$$(2) \quad \sigma_3 = (1/4\pi\epsilon_0) e^2/r^4 = 3 \cdot 10^{10} N/m^2.$$

Moduly pružnosti pro iontové krystaly, z nichž jako příklad uvedeme NaCl, jsou téhož řádu jako výše provedený odhad napětí. Číselné hodnoty modulů např. chloridu sodného jsou

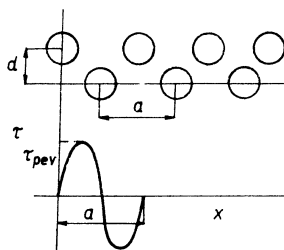
$$C_{11} = 4,94, \quad C_{12} = 1,37, \quad C_{44} = 1,28$$

v jednotkách  $10^{10} N/m^2$ . Z porovnání vypočtené hodnoty napětí s elastickými moduly iontových krystalů např. NaCl je vidět, že teoretická pevnost je řádově srovnatelná s moduly pružnosti látek. Provedený odhad se vztahoval k pevnosti křehkých látek, které se přímo rozruší v okamžiku vnějšího působení bez plastické deformace.

Druhým extrémem je rozrušování látky plastickou deformací. Vykládáme ji u dokonalých krystalů skluzem krystalických rovin po sobě, který trvá tak dlouho,



Obr. 3. Model rozrušení skluzem.



Obr. 4. K odhadu pevnosti při rozrušení skluzem.

dokud nedojde působením smykového napětí k oddělení látek na dvě oddělené části. Jednotlivé fáze takového rozrušování jsou na obr. 3. Nyní provedeme odhad maximálního napětí pro tento případ rozrušování látek, které nazýváme plastické nebo vazké (viskózní). Při skluzu dochází k přesuvu každého atomu z jedné mezirovinové polohy do druhé, tvořící periodickou vzdálenost krystalu, kterou označíme  $a$ . Jsou-li atomy ve dvou sousedních rovinách ve vzdálenosti  $d$  (obr. 4), pak průběh napětí  $\tau$  způsobující skluz je periodický a je vyjádřen vztahem:

$$(3) \quad \tau = \tau_{\text{pev}} \sin(2\pi x/a).$$

Pro  $x \ll a$  je  $\sin(2\pi x/a) = 2\pi x/a$ , takže

$$(4) \quad \tau = \tau_{\text{pev}}(2\pi x/a).$$

Pro pružnou deformaci však platí Hookeův zákon, který pro případ obr. 4 je vyjádřen ve tvaru:

$$(5) \quad \tau = Gx/d = Gx/a \quad \text{pro} \quad d = a.$$

Z rovnic (4) a (5) vyplývá pro maximální napětí určující pevnost  $\sigma_3 = \tau_{\text{pev}}$  vztah:

$$(6) \quad \tau_{\text{pev}} = G/2\pi.$$

Také v tomto případě teoretická pevnost je opět určena řádově elastickým modulem  $G$ . Můžeme tedy teoretickou pevnost pro výpočet odhadem vyjadřovat hodnotou  $E/10$ , kde  $E$  je modul v tahu.

U většiny látek, kterým odpovídá případ křehkého lomu i kovových monokrystalů, kterému odpovídá vazký lom, dochází však k rozrušení při hodnotách vnějšího napětí  $10^{-2} - 10^{-3}$  kráté nižších, než udává teoretická pevnost. Tyto diskrepance je třeba vyložit pro oba případy křehkého i vazkého lomu poněkud jinými mechanizmy. Připomeňme, že dělení látek podle křehkosti je relativní. V téže látce při nízkých teplotách a rychlých deformacích může dojít ke křehkému lomu, zatímco při vysokých teplotách a pomalých deformacích dochází k vazkému lomu.

Z uvedeného modelu vzniku křehkého a vazkého lomu vyplývá, že kvantitativní mírou sloužící k rozlišení obou lomů je doba trvání pochodů odehrávajících se v látce mezi počátkem působení vnějšího napětí a vznikem lomu. Pro křehký lom je tato doba velmi krátká, pro vazký lom relativně dlouhá. Vedle výše uvedených druhů lomu rozeznáváme také lom vzniklý únavou materiálu při jeho periodickém namáhání. Poněvadž teoreticky je křehký lom zpracován užitím teorie elasticity, uvedeme nejdříve výsledky pro křehký lom.

## KŘEHKÝ LOM

Jednoduchý vzorec pro pevnost křehkých materiálů udávající vztah mezi napětím způsobujícím lom  $\sigma_3 = p_m$  a mikroskopickými parametry je tvaru

$$(7) \quad p_m = (E\gamma/a)^{1/2} \doteq E/10,$$

v němž  $E$  je modul v tahu,  $\gamma$  měrná energie lomové plochy a  $a$  je meziatomová vzdálenost. Tento vzorec vyjadřuje opět teoretickou hodnotu pevnosti. Rozdíly mezi teoretickými a skutečnými hodnotami pevností je možné vysvětlit předpokladem přítomnosti poruch v látkách, které jsou v nich již před působením vnějšího napětí. V křehkých látkách jsou poruchy tvořeny mikrotrhlinkami, jejichž rozměry působí

ním vnějšího napětí rostou, šíří se látkou až do lomu. Jak trhlinka roste, přechází deformace v okolí jejího kraje na sousední atomové vazby a rozrušuje je. Takto vykonaná práce při roztahování a rozrušování vazeb je povrchovou energií  $\gamma$  lomové plochy. Tato práce, vykonaná působením vnějšího napětí, je tvořena pouze elastickou energií v případě křehkého lomu. GRIFFITH získal za těchto předpokladů pro napětí  $p$  potřebné k šíření trhliny délky  $L$  vzorec ve tvaru:

$$(8) \quad p = (E\gamma/L)^{1/2}$$

Griffithova teorie počítá pouze s elastickým rozrušováním. Lom nemůže nastat, pokud napětí  $p$  nesplňuje podmínku určenou vzorcem

$$(9) \quad p = p_m(\varrho/L)^{1/2},$$

kde  $\varrho$  je poloměr křivosti počátku mikrotrhlinky. Užijeme-li vztahu (7), můžeme vztah (9) změnit na tvar (8) se zdánlivou lomovou povrchovou energií  $\gamma'$  nebo zdánlivým elastickým modulem  $E'$ :

$$(10) \quad p = (E\gamma/a)^{1/2} (\varrho/L)^{1/2} = (E'\gamma/a)^{1/2} = (E\gamma'/a)^{1/2}, \\ E' = E\varrho/a, \quad \gamma' = \gamma\varrho/a.$$

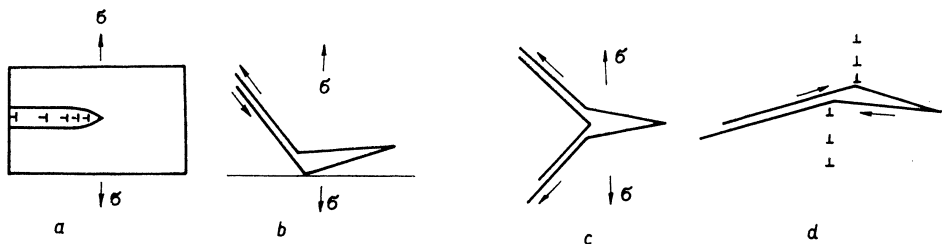
Griffithovy experimenty při měření elastického rozrušování ukázaly, že hodnoty  $E$  a  $\gamma$  získané z těchto pokusů pro sklo souhlasily s těmito veličinami měřenými přímo na materiálu.

Griffithovu teorii je vhodné rozšířit i pro obecnější případy lomu, kdy je třeba vyložit vznik trhlinek pomocí hromadění dislokací, a proto je výhodné upravit Griffithův vzorec pro napětí  $p$  (8) užitím vztahu

$$(11) \quad pna = 2\gamma,$$

kde  $na \sim Lp/E$  je maximální posunutí atomů mezi lomovými plochami a dá se formálně vyložit jako napětí nahromaděné  $n$  hranovými dislokacemi s Burgersovým vektorem  $a$ .

Tím však dospíváme i k otázce vzniku mikrotrhlin. Vznik mikrotrhlin v krystalických látkách můžeme vyložit hromaděním dislokací (obr. 5a) a různými mecha-



Obr. 5. Mechanismy vytváření trhlin hromaděním dislokací, které jsou označeny symbolem  $\perp$ .

nismy skluzu znázorněnými na obr. (5b, c, d), z nichž první vznikne hromaděním dislokací v rovině skluzu na překážce, kterou je na příklad hranice zrna, druhý v průsečíku dvou skluzových rovin, další při hromaděni dislokací ve dvou různých skluzových rovinách proti sobě.

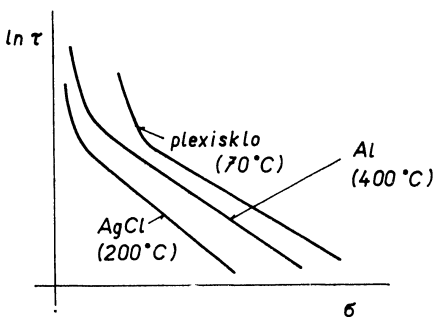
I když jsme ukázali, že lom může vzniknout šířením trhlin v případě elastického křehkého lomu zpracovaného Griffithem a uvedli jsme mechanismy, kterými se dá vyložit vznik trhlin v krystalických látkách, nemohli jsme popsat uvedenými teoriemi celou škálu lomů mezi křehkým a vazkým lomem, které se liší právě časovým průběhem napětí při lomu. Těchto otázek si všímá a zpracovává je kinetická teorie lomu, která bere v úvahu celou řadu otázek neřešitelných Griffithovou teorií.

### KINETICKÁ TEORIE PEVNOSTI

Kinetická teorie pevnosti na rozdíl od předchozí teorie, kterou můžeme nazvat statickou, zahrnuje v sobě i časový průběh procesů předcházejících lomů. Nejjednodušší a pokusem lehce určitelnou charakteristikou pevnosti materiálu je doba trvanlivosti materiálu definovaná dobou od počátku působení vnějšího napětí  $\sigma$  na materiál do jeho rozrušení, kterou budeme značit  $\tau$ . Doba  $\tau$  určující trvanlivost materiálu je z hlediska kinetické teorie základní charakteristikou jeho pevnosti. Je nepřímo úměrná střední rychlosti  $\langle v \rangle$  procesu rozrušování materiálu, takže

$$(12) \quad \tau = 1/\langle v \rangle .$$

K popisu pevnosti materiálu je třeba znát závislosti doby  $\tau$  na působícím napětí  $\sigma$  a na teplotě  $T$ . Důležitou oporou kinetické teorie pevnosti je, že tyto závislosti byly určeny experimentálně a dají se snadno formulovat i interpretovat teoreticky. Mnoho provedených pokusů ukázalo, že pro nepříliš nízká působící napětí je pro různé materiály závislost  $\ln \tau$  na napětí přímková. Pro  $\sigma \rightarrow 0$  je však linearita této závislosti narušena (obr. 6).



Obr. 6. Závislost  $\ln \tau$  na napětí  $\sigma$  pro základní typy materiálu.

S rostoucí teplotou sklon přímkových částí v závislosti  $\ln \tau$  klesá a poklesem teploty se zvětšuje a blíží se vertikále. Podstatné při tom je, že soustava přímkových závislostí

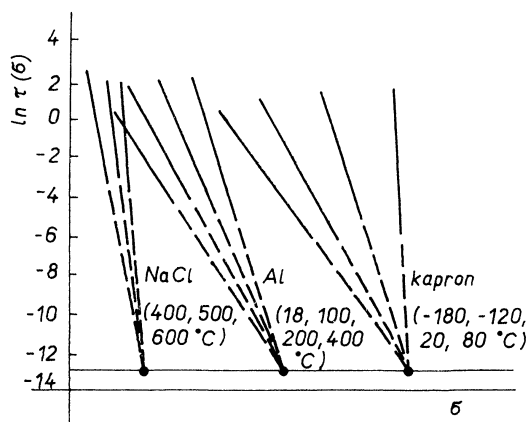
$\ln \tau(\sigma)$  pro různé teploty tvoří svazek přímek protínajících se v jednom bodě (obr. 7). Zesílené části grafů obr. 7 představují množinu naměřených bodů, čárkované části extrapolované hodnoty přímkové závislosti. Vzhledem k prokázané přímkové závislosti  $\ln \tau$  na napětí  $\sigma$  a teplotě  $T$  je možné psát pro dobu  $\tau$  teoretický vztah ve tvaru

$$(13) \quad \tau = \tau_0 \exp(U(\sigma)/kT), \quad \text{kde } U = U_0 - \alpha\sigma.$$

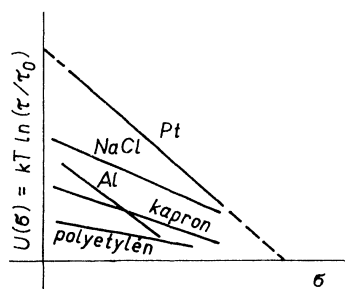
$k$  je Boltzmanova konstanta,  $k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ J/}^\circ\text{K}$ ,  $T$  je absolutní teplota, neboť pak je  $\ln \tau$  lineární, a tedy také platí

$$(14) \quad U(\sigma) = U_0 - \alpha\sigma = kT \ln(\tau/\tau_0).$$

Veličina  $\tau_0$ , jak je vidět z grafu obr. 8, nabývá pro všechny typy materiálu přibližně stejné hodnoty  $10^{-13} \text{ s}$ , což odpovídá periodě teplotních kmitů. Závislosti  $kT \ln(\tau/\tau_0)$  musí být pro stejný materiál a teplotu stejné, jak ukazuje obr. 8. Z uvedeného je vidět,



Obr. 7. Závislost  $\ln \tau$  na  $\sigma$  pro základní typy materiálu v závislosti na teplotě  $T$  jako parametru.



Obr. 8. Význam energie  $U(\sigma)$  a  $U_0$  pro základní typy materiálu.

že doba  $\tau$  určující trvanlivost materiálu závisí stejnou měrou jak na přiloženém vnějším napětí  $\sigma$ , tak i na teplotě  $T$ , což svědčí o tom, že teplota je stejně důležitá pro pevnost materiálu jako vnější napětí  $\sigma$ . Ze vzorce (13) pro dobu  $\tau$  je vidět, že závislost  $\tau$  na  $\sigma$  a teplotě  $T$  je stejného typu, jakou poskytuje Boltzmannův vzorec statistické fyziky, neboť

$$(15) \quad \tau \sim \exp(-\alpha\sigma/kT)$$

odpovídá výrazu statistické fyziky  $\sim \exp(-W/2kT)$ .  $W$  je aktivační energie procesu, což ukazuje na termofluktuační charakter procesu rozrušování látek.

Veličina  $U_0$  definovaná vztahy (13) a (14) se dá určit extrapolací přímkových částí

$kT \ln(\tau/\tau_0)$  pro  $\sigma = 0$ .  $U_0$  má význam vazebné energie částic látky, a musí být tedy nezávislá na způsobu zpracování látky, což měření plně prokázala. Ukázalo se, že veličina  $U_0$  je srovnatelná s hodnotou sublimačního tepla, vztahujícího se na totéž množství látky. Ze sklonu přímek  $kT \ln(\tau/\tau_0)$  je možné též určovat veličinu  $\alpha$  definovanou vztahy (13) a (14). Veličina  $\alpha$  se dá vyjádřit součinem aktivačního objemu  $V_a$ , ve kterém dochází ke vzniku elementárních procesů rozrušování a součinitele přepětí  $q = \sigma_{\text{lok}}/\sigma$ , kde  $\sigma_{\text{lok}}$  představuje lokální napětí v místě rozrušení a  $\sigma$  střední napětí působící na látku, takže platí

$$(16) \quad \alpha = qV_a.$$

Minimální aktivační objem odpovídající teoretické pevnosti a hodnotě přepětí  $q = 1$  je rovný průměrnému objemu připadajícímu na 1 atom, tj. číselné hodnotě  $(2-3) \cdot 10^{-23} \text{ cm}^3$ . Experimentálně zjištěné hodnoty jsou mnohem vyšší, než je  $10^{-23} \text{ cm}^3$ , a to  $10-10^2$ krát, a značně se mění pro různé materiály a jejich zpracování. Za předpokladu, že aktivační objem je ve všech případech přibližně tentýž, je možné vypočítat součinitele  $q$  pro různé vzorky.

Studiem doby trvanlivosti materiálu  $\tau$ , kterou lze zjistit experimentálně v závislosti na vnějším napětí  $\sigma$  a teplotě  $T$ , je možné získat zcela obecný pohled na pevnost materiálu. Přiložíme-li vyšší napětí na materiál, vznikají v něm napětí na meziatomových vazbách. Vlivem nehomogenity materiálu v makroskopických rozměrech se rozdělí vnější napětí nerovnoměrně na meziatomové vazby, čímž vznikají lokální přepětí. V těchto místech se energie aktivace meziatomových vazeb silně snižuje a tak vznikají intenzivní termoflukuační procesy rozrušující vazbu, které vedou ke vzniku trhlin a v konečné fázi k rozdělení těles na více částí.

#### ZÁVISLOST PEVNOSTI NA OSTATNÍCH VLIVECH

Kinetická teorie pevnosti ukazuje, že pevnost materiálu není pouze jeho jednoduchou vlastností, ale je tvořena souborem komplikovaných dějů začínajících již při malých napětích vložených na materiál a postupně se rozvíjejících s rostoucím napětím. Důležitou úlohu při těchto dějích řádově srovnatelnou s vlivem vnějšího napětí má teplota. Veličiny  $U_0$  a  $\alpha$  jsou závislé na daném materiálu a veličina  $\alpha$  je navíc citlivá na jeho zpracování, na jeho objemu, na kvalitě povrchu a v nelineárních oblastech průběhu  $\ln(\sigma)$  i na napětí. Závislost  $\alpha$  na  $V$  je vyjádřena již vztahem (16). Obecně lze říci, že čím je větší aktivační objem, tím je větší pravděpodobnost růstu trhliny při vnějším napětí a tím se snižuje i pevnost materiálu, jak je možné experimentálně doložit např. pevností skleněných vláken malého průřezu proti pevnosti vláken většího průřezu a eventuálně tyčí téže skloviny. Také u krystalických látek největších pevností blížících se teoretické pevnosti dosahují vlákna dokonalých krystalů; nazývají se viskery a výskyt poruch způsobujících skluz je u nich minimální. Pro závislost pevnosti  $\sigma_3$  na objemu  $V$  existuje řada empirických nebo poloempiric-



kých vzorců, z nichž některé uvedeme pro ilustraci:

$$(17) \quad \sigma_3 = \sigma_0 - (A \ln V)^{1/2},$$

kde  $\sigma_0$  je pevnost pro jednotkový objem,  $A$  konstanta.

$$(18) \quad \sigma_3 = \sigma_0 - A \ln V, \quad \text{nebo} \quad \sigma_3 = A/V^{1/n},$$

kde  $A$ ,  $n$  jsou konstanty.

Jak jsme již naznačili veličina  $\alpha$  závisí mimo jiné i na jakosti povrchu. Jejím prostřednictvím kvalita povrchu silně ovlivňuje pevnost materiálu. Vrypů na povrchu materiálu podstatně snižují jeho pevnost, neboť okolo vrypů dochází k velikým koncentracím napětí, které se vnějším působením zesilují a způsobují lom vycházející právě z těchto narušených míst. Uhlazením a leštěním povrchu materiálu se tak dá zvýšit jeho pevnost.

Pevnost materiálu můžeme také měnit jeho smáčením nebo pokrytím jeho povrchu, které buď vytváří trhliny na jeho povrchu a snižuje pevnost, nebo trhliny uhlazuje, případně způsobuje odvod hromadících se napětí na povrchu a tím naopak pevnost materiálu zvyšuje. Tomuto jevu podle jeho objevitele říkáme REHBINDERŮV jev.

Zajímavým jevem, který také ovlivňuje pevnost materiálu v jednom směru, byli dříve namáhán v jiném směru, je BAUSCHINGERŮV jev. Namáháme-li materiál v jednom směru napětím převyšujícím horní mez skluzu, dojde ke snížení meze skluzu, a tedy i pevnosti materiálu v jiném směru. Výklad záleží v tom, že některé krystaly jsou deformací namáhány více než jiné. Po uvolnění napětí tyto krystaly stlačí méně namáhané krystaly; tím vznikne vnitřní pnutí materiálu, které pak zesiluje účinek vnějšího napětí a snižuje tak jeho pevnost.

Vliv povrchu se nepřímou projevuje v porézních materiálech, kde povrch tvoří vnější plochy pórů. Pevnost pak závisí na kvalitě povrchu pórů, ale i na jejich velikosti a rozložení v látce.

## METODY VYŠETŘOVÁNÍ PEVNOSTI MATERIÁLU

Abychom mohli experimentálně sledovat závislost pevnosti na různých vlivech, je třeba užívat experimentální techniky sloužící jednak k vhodnému namáhání pevných látek, jednak k určování meze rozrušování atomových nebo molekulárních vazeb, vzniku mikrotrhlin; případně je nutno zjišťovat jejich rozložení, pohyb a konečně i dobu trvanlivosti pevných látek. Ke studiu a zjišťování pevností materiálu se užívá nejrůznějších technik fyzikálního výzkumu, infračervené absorpce, hmotové spektroskopie, jaderné a elektronové magnetické rezonance, difrakčních metod k určování napětí a poruch v materiálech, malouhlového rozptylu rentgenového záření, světelných difrakčních metod, elektronové mikroskopie, chromatografie, optické a elektronoptické mikrofraktografie, fotolýzy, ultrazvukové defektoskopie a ultra-

zvukové holografie. V poslední době se ukazuje výhodné užití i triboluminiscence a jevů s ní spojených, jako je např. vznik zvukového a elektromagnetického vlnění při vzniku trhlinek a lomu, zvláště pak lomu částic mikroskopických velikostí.

## ZÁVĚR

Z uvedeného přehledu je vidět, že při studiu pevnosti materiálu je třeba se věnovat jeho komplexnímu výzkumu, neboť děje odehrávající se při rozrušování materiálu, kterými je určována jeho pevnost, jsou velmi složité. Jak ukázaly soudobé teorie pevnosti, je kinetická teorie nejuvhodnější teorií pevnosti materiálu. Je třeba ji dále propracovat a jejím užitím vyřešit dosud nezodpověděné otázky pevnosti materiálu, které jsou důležité nejen v poznávání vlastností pevných látek, ale i v technické praxi.

## Literatura

- ŽDANOV, G. S.: *Fyzika tvrdovo tela*. Moskva 1962.  
SMALLMAN, R. E.: *Modern Physical Metallurgy*. London 1962 (existuje český překlad).  
ZWICKER, G.: *Physical properties of solid materials*. Pergamon press 1955.  
VAN BUEREN, E. H.: *Imperfection in crystals*. Amsterdam 1960.  
REGEL, B. R., SLUCKER, A. K. I., TOMAŠEVSKIJ, E. E.: *Kinetičeskaja priroda pročnosti těl*. UFN 106 (No 2, 1972) 193.  
COTTRELL, A. H.: *Theoretical aspect of fracture*. Fracture. Proc. Int. Konf. April 12.—16. 1959, New York, London, Massachusetts.

---

CHEN NING YANG:

*(Nobelova cena za fyziku 1957 spolu s T. D. Leem „za hluboký výzkum tzv. zákonů parity, který vedl k důležitým objevům v oblasti elementárních částic“) — z nobelské přednášky proslovené 11. 12. 1957:*

Existence zákonů symetrie je v plné shodě s naší denní zkušeností. Nejjednodušší z těchto symetrií, izotropnost a homogennost prostoru, jsou pojmy, které sahají do dávné historie lidského myšlení. Invariantnost fyzikálních zákonů při Galileově transformaci, jeden z pilířů newtonovské mechaniky, je složitější symetrií, než se dříve uznávalo. Důsledky principů symetrie byly jednak bohatě využity fyziky minulých století, jednak vedly k mnoha důležitým výsledkům. Dobrým příkladem v tomto směru je teorém, že v izotropní pevné látce jsou jen dvě konstanty pružnosti.

Jiný typ důsledků zákonů symetrie se týká zákonů zachování. Dnes je obecně známo, že princip symetrie (nebo ekvivalentně invariantní princip) vede obvykle k zákonu zachování. Například invariantnost fyzikálních zákonů při posunutí v prostoru má jako důsledek zachování hybnosti, invariantnost při rotaci v prostoru má jako důsledek zachování momentu hybnosti. Zatímco důležitost těchto zákonů zachování byla plně pochopena, jejich úzká souvislost se zákony symetrie byla jasně rozpoznána, jak se zdá, teprve začátkem dvacátého století.

PAVEL A. ČERENKOV:

*(Nobelova cena za fyziku 1958 spolu s I. M. FRANKEM a I. E. TAMMEM „za objev a vysvětlení Čerenkovova jevu“)* — z nobelské přednášky proslavené 11. 12. 1958:

Při pohybu náboje v látce jsou možné rychlosti přesahující rychlost světla, aniž je to v rozporu s teorií relativity.

Tato skutečnost se vysvětlí takto: Rychlost šíření světelných vln v látce se liší od rychlosti světla ve vakuu faktorem  $n$ ;  $n$  přitom značí index lomu prostředí, v němž dochází k pohybu.

Protože pro viditelné záření je  $n > 1$  a protože rychlost světelných vln v prostředí je  $c/n$ , je tato rychlost menší než rychlost světla ve vakuu  $c$ .

Na druhé straně je už dlouho známo, že rychlost částic beta emitovaných radioaktivními látkami se může značně přiblížit rychlosti světla  $c$ . Tyto částice mohou mít při svém pohybu v látce rychlost, která je větší než rychlost světla v této látce ( $c/n$ ) a při tom stále ještě menší než  $c$ , a to v plné shodě s požadavky teorie relativity. Proto je pohyb částic rychlostí větší než rychlost světla nejen v zásadě možný, ale lze jej i experimentálně skutečně získat.

ILJA M. FRANK:

*(Nobelova cena za fyziku 1958 spolu s P. A. ČERENKOVEM a I. E. TAMMEM „za objev a vysvětlení Čerenkovova jevu“)* — z nobelské přednášky proslavené 11. 12. 1958:

Dříve se zdálo nesporné, že záření vznikající při elektromagnetické interakci mezi částicemi o vysoké energii a prostředím je vždy určitým druhem „bremsstrahlung“. Nositelem převážné části energie takového záření jsou vysokoenergievé fotony. Optické vlastnosti prostředí by neměly mít pro emisi a šíření takových fotonů význam. Předpokládalo se také, že se můžeme na ionizaci a excitaci vyvolanou rychlými částicemi dívat jako na součet nezávislých interakcí těchto částic

s jednotlivými atomy a molekulami. To vedlo k dedukci, že makroskopické vlastnosti látky obecně nemají pravděpodobně žádný význam pro interakci mezi vysokoenergievémi částicemi a látkou.

Objev a vysvětlení Vavilovova-Čerenkovova jevu a dále vazba mezi tímto jevem a ionizačními ztrátami zjištěná Fermim vedly k revizi tohoto názoru. Nyní je už zřejmé, že makroskopické vlastnosti prostředí jsou zde důležitým činitelem.

ROBERT HOFSTADTER:

*(Nobelova cena za fyziku 1961 „za průkopnické studie elektronového rozptylu v atomovém jádře a za objevy v oblasti struktury nukleonů tím dosažené“)* — z nobelské přednášky proslavené 11. 12. 1961:

Po dobu nejméně dvou tisíc let se člověk zamýšlí a usiluje o to, aby porozuměl složení hmoty. Není divu, že tato hluboká otázka vzbudila jeho zájem, protože každý objekt, s nímž se setkává, včetně vlastního těla, je v nejlustnějších slova smyslu speciálním uspořádáním hmoty. Historie fyziky ukazuje, že kdykoliv experimentální technika pokročí

tak, že je možné spolehlivými a osvědčenými metodami analyzovat hmotu podle daného stavu znalostí až po její „základní“ částice, ukáže další hlubší zkoumání, že „elementární částice“ mají samy strukturu. Tato struktura může být velmi složitá, takže elegantní myšlenku elementárnosti je nutno opustit.